



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διπλωματική Εργασία

**Μελέτη της ενεργού διατομής των
αντιδράσεων $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ και
 $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$**

ΜΑΚΡΥΓΙΑΝΝΗ ΛΥΔΙΑ

ΥΠΕΥΘΥΝΟΣ ΕΡΕΥΝΗΤΗΣ :
ΧΑΡΙΣΣΟΠΟΥΛΟΣ ΣΩΤΗΡΗΣ
ΥΠΕΥΘΥΝΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ :
ΚΟΚΚΟΡΗΣ ΜΙΧΑΛΗΣ

Αθήνα 2012

Τριμελής Επιτροπή

Κόκκορης Μιχαήλ, Επ. Καθηγητής

Παπαδόπουλος Κωνσταντίνος, Αν.Καθηγητής

Ζάννη-Βλαστού Ρόζα, Καθηγήτρια

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος» και για αυτό θα ήθελα να πω ένα μεγάλο ευχαριστώ στον Δρ.Σ.Χαρισσόπουλο για την καθοδήγηση, την υπομονή, τον χρόνο που διέθεσε αλλά και τις συμβουλές του έτσι ώστε να γίνει δυνατή η ολοκλήρωση της διπλωματικής. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επίκουρο καθηγητή του Ε.Μ.Π κ.Μιχάλη Κόκκορη, υπεύθυνο της διπλωματικής, που μου έδωσε την ευκαιρία να πραγματοποιήσω την εργασία αυτή αλλά και για όλες τις συμβουλές του για κάθε είδους δυσκολία που αντιμετώπιζα. Θα ήθελα επίσης να πω ένα μεγάλο ευχαριστώ στη καθηγήτρια του Ε.Μ.Π κ.Ρόζα Βλαστού τόσο για την καθοδήγηση της πριν την ανάληψη της διπλωματικής όσο και για το ενδιαφέρον της κατά τη διάρκεια της πραγματοποίησής της. Όπως επίσης και στον Δρ.Α.Λαγογιάννη για τη βοήθεια του κατά τη διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Η διπλωματική αυτή δε θα μπορούσε να γίνει αν δεν είχα την απεριόριστη βοήθεια που μου πρόσφεραν οι υποψήφιοι διδάκτορες Βαρβάρα Φωτεινού και Γιώργος Προβατάς. Για την συμβολή τους ένα ευχαριστώ δεν είναι αρκετό. Τελος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου τόσο για την ηθική όσο και για την υλική στήριξη ώστε να πραγματοποιηθεί και να ολοκληρωθεί η διπλωματική. Μαζί με αυτούς θα ήθελα να ευχαριστήσω και την Έλενα Μαυρωνά για την στήριξή της αλλά και τις παρατηρήσεις ώστε να υπάρξει το καλύτερο δυνατό αποτέλεσμα στη συγγραφή του κειμένου.

Περίληψη

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας ήταν η μελέτη της ενεργού διατομής των αντιδράσεων $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ και $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$. Ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής πειραματικά πραγματοποιηθήκε σε ενέργειες 4-6 MeV στο εργαστήριο του επιταχυντή TANDEM του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Για τις πειραματικές μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής HPGe απόδοσης 50% και λεπτός στόχος Ιωδιούχου Καισίου (CsI) σε παχύ υπόστρωμα Τανταλίου. Το πάχος του στόχου προσδιορίσθηκε πειραματικά με τη μέθοδο Rutherford Back Scattering (RBS) με χρήση δέσμης δευτερίων 2 MeV .

Στις ενέργειες 4-6 MeV , οι παραπάνω αντιδράσεις σύλληψης (p, γ) αναμένεται να πραγματοποιούνται με τον μηχανισμό του σύνθετου πυρήνα. Πράγματι, τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις θεωρητικές προβλέψεις του στατιστικού προτύπου Hauser Feshbach και βρέθηκαν σε ικανοποιητική συμφωνία. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας TALYS που περιγράφει τη δημιουργία και την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα που παράγεται από την υπό μελέτη αντίδραση, μέσω του στατιστικού προτύπου.

Abstract

This aim of this thesis is the study of the nuclear cross section of the $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ and $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$ nuclear reactions. The experimental determination of the nuclear cross sections took place in the 4-6 MeV range of energies of the TANDEM accelerator in the N.C.S.R Dimokritos. For the experimental data collection, a 50% efficiency HPGe detector was used along with a Caesium Iodine (CsI) target on a thick Tantalum substrate. The thickness of the target was experimentally determined with the Rutherford Back Scattering method (RBS), using a 2 MeV deuteron beam.

In the energy range of 4-6 MeV , the capture reactions (p, γ) are expected to take place due to the Compound-Nucleus mechanism. Indeed, the experimental results were compared to the theoretical predictions of the statistical Hauser Feshbach approach and were found to be in good agreement. For the calculations, the TALYS code was used. The TALYS code describes the formation and the decay of the compound nucleus that takes place in the nuclear reaction under consideration, in the framework of the statistical model.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	iii
Περίληψη	v
<i>Abstract</i>	vi
1 Εισαγωγή	1
2 Θεωρητικό Υπόβαθρο	3
2.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις	3
2.1.1 Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα	4
2.1.1.1 Αντιδράσεις Σύλληψης με Σχηματισμό Σύνθετου Πυρήνα	6
2.2 Θεωρία Αποδιέγερσης	6
2.2.1 Ρυθμοί αποσύνδεσης και πλάτη	8
2.3 Ενεργός Διατομή	8
2.3.1 Υπολογισμός ενεργού Διατομής	10
2.4 Πληροφορίες για τα ισότοπα ^{133}Cs και ^{127}I	13
2.4.1 Το ισότοπο ^{133}Cs	13
2.4.2 Το ισότοπο ^{127}I	14
2.5 Σύνθεση πυρήνων	15
2.6 Αντιδράσεις (p, γ)	18
2.7 $Q - \text{Value}$ μιας αντίδρασης (p, γ)	20
2.8 Ενεργειακά Διαγράμματα Αντιδράσεων	21
2.8.1 Η αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$	22
2.8.1.1 Διεγερμένες καταστάσεις του ^{134}Ba	23
2.8.2 Η αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$	24
2.8.2.1 Διεγερμένες καταστάσεις του ^{128}Xe	25
3 Πειραματική Διάταξη	27
3.1 Ο Επιταχυντής	27
3.2 Ανιχνευτικές Διατάξεις	29
3.3 Πειραματική Διάταξη Μέτρησης Πάχους	31
3.3.1 Θάλαμος Σκέδασης-Ανιχνευτική Διάταξη	31
3.3.2 Ηλεκτρονική διάταξη	34
3.4 Πειραματική διάταξη (p, γ) αντίδρασης	34
3.4.1 Ανιχνευτική Διάταξη	34

3.4.2 Ηλεκτρονική διάταξη	35
4 Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων	37
4.1 Μέτρηση Πάχους Στόχου	37
4.1.1 Μέθοδος οπισσκέδασης <i>Rutherford RBS</i>	38
4.1.2 Υπολογισμός των στοιχείων βαθμονόμησης (<i>calibration</i>)	39
4.1.3 Υπολογισμός του $Q \cdot \Omega$	44
4.1.4 Υπολογισμός του πάχους	51
4.2 Πειράματα p, γ αντίδρασης	56
4.2.1 Πειραματικά φάσματα	56
4.2.2 Βαθμονόμηση φασμάτων	58
4.2.3 Απόδοση (<i>efficiency</i>) του ανιχνευτή	61
4.2.4 Υπολογισμός της ενέργειας στο κέντρο μάζας	64
4.2.5 Το στατιστικό μοντέλο <i>Hauser Feshbach</i>	66
4.2.6 Το πρόγραμμα <i>TALYS</i>	68
4.2.7 Η αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$	69
4.2.7.1 Ένταση των Μεταπτώσεων	69
4.2.7.2 Απόλυτη απόδοση κορυφής	76
4.2.7.3 Υπολογισμός ενεργού διατομής της $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$	77
4.2.8 Η αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$	79
4.2.8.1 Ένταση των Μεταπτώσεων	79
4.2.8.2 Απόλυτη απόδοση κορυφής	82
4.2.8.3 Υπολογισμός ενεργού διατομής της $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$	82
5 Ανάλυση Αποτελεσμάτων Ενεργού Διατομής-Συμπεράσματα	85
5.1 Σύγκριση των πειραματικών στοιχείων για ^{133}Cs και ^{127}I	85
5.2 Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$	86
5.3 Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$	87
5.4 Συμπεράσματα	88
Βιβλιογραφία	90

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Στην πυρηνική φυσική μπορούμε να υπολογίσουμε τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά την πιθανότητα πραγματοποίησης μια πυρηνικής αντίδρασης. Η πιθανότητα αυτή μετριέται μέσω του μεγέθους που ονομάζεται ενεργός διατομή της αντίδρασης. Ειδικότερα στην πυρηνική αστροφυσική που προσπαθούμε να προβλέψουμε την προέλευση των στοιχείων αλλά και τις αντιδράσεις που αυτά πραγματοποιούν σε συγκεκριμένο περιβάλλον, η ενεργός διατομή είναι το βασικότερο εργαλείο στην αναζήτηση αυτή.

Η παρούσα διπλωματική εργασία είχε ως σκοπό τη μελέτη και τον υπολογισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ και $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$. Οι δύο αυτές αντιδράσεις όπως παρατηρούμε ανήκουν στην κατηγορία όπου ένα στοιχείο προσλαμβάνει ένα πρωτόνιο και μεταβαίνει σε ένα άλλο στοιχείο. Θα μελετήσουμε λοιπόν αυτόν το μηχανισμό ώστε να είμαστε σε θέση να καταλάβουμε πως λειτουργεί μια τέτοια αντίδραση. Τα ισότοπα ^{133}Cs και ^{127}I για αντίδραση (p, γ) έχουν πολύ μικρή ενεργό διατομή άρα πολύ μικρή πιθανότητα να πραγματοποιηθούν και θα δούμε πως κάτι τέτοιο επηρεάζει τις μετρήσεις μας.

Δεν επιθυμούμε όμως να κάνουμε μια απλή καταγραφή των πειραματικών δεδομένων. Στην περίπτωση μας επιθυμούμε να γίνει σύγκριση των αποτελεσμάτων που έχουμε από την πειραματική διαδικασία με μια σειρά θεωρητικών προβλέψεων και προτύπων μέσω του κώδικα TALYS που χρησιμοποιεί το στατιστικό μοντέλο Hauser Feshbach για να περιγράψει την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα.

Οι μετρήσεις μας έγιναν σε διαφορετικές ενέργειες ώστε να παράγουμε μια σειρά ενεργών διατομών που θα συγκριθούν με καμπύλες που έχουν παραχθεί μέσω

των θεωρητικών προβλέψεων του TALYS. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος και η ανίχνευση των ακτίνων γ έγινε με τη βοήθεια ανιχνευτή γερμανίου (HPGe).

Το καίσιο και το ιώδιο ανήκουν στην ίδια περιοχή του πίνακα των ισοτόπων και με τη μελέτη των δύο αυτών στοιχείων μπορούμε να ελέγξουμε πως λειτουργεί το θεωρητικό πρότυπο αλλά και τί διαφορές παρουσιάζουν τα δύο στοιχεία μεταξύ τους. Η ανάλυση πειραματικών και θεωρητικών δεδομένων θα μας βοηθήσει να καταλάβουμε πως λειτουργεί μια (p, γ) αντίδραση αλλά και τί πιθανότητα έχει να συμβεί για τα δύο αυτά στοιχεία.

Τα δύο ισότοπα, του ιωδίου και του καισίου, σχηματίζουν μια ένωση το ιωδιούχο καίσιο και για αυτό με ένα κοινό στόχο μπορούσε να γίνει η μελέτη του φάσματος- γ με τις κορυφές και για τα δύο στοιχεία. Οι μετρήσεις παρουσίαζαν δυσκολίες που θα αναλύσουμε και που προέρχονταν όχι μόνο από τη μικρή ενεργό διατομή των αντιδράσεων αλλά και από άλλα πυρηνικά φαινόμενα που προκύπτουν. Επιπλέον πρόβλημα είναι η έλλειψη άλλων πειραματικών δεδομένων σε (p, γ) αντιδράσεις αυτών των ισοτόπων ώστε να γίνει σύγκριση με τα δικά μας.

Τέλος πρέπει να αναφερθούμε στην σημασία της μεθόδου RBS που μας βοήθησε στην ανάλυση του στόχου. Η μέθοδος αυτή είναι μια από τις σημαντικότερες στην ανάλυση αντιδράσεων ώστε να εξάγουμε πολλά στοιχεία για το στόχο αλλά και το συνολικό πείραμα που πραγματοποιείται. Εμείς τη χρησιμοποιήσαμε για να υπολογίσουμε το πάχος του στόχου.

Κεφάλαιο 2

Θεωρητικό Υπόβαθρο

2.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Οι πυρηνικές αντιδράσεις που συνήθως μελετάμε στην πυρηνική φυσική αφορούν το "βομβαρδισμό" ενός ακίνητου στόχου, αποτελούμενου από ένα ή περισσότερα στοιχεία (πυρήνες X) που επιθυμούμε να μελετήσουμε, από μια δέσμη νετρονίων, φωτονίων ή φορτισμένων σωματιδίων (σωματίδια-βλήματα a).

Ο πρώτος μηχανισμός πραγματοποίησης πυρηνικών αντιδράσεων αυτής της μορφής είναι αυτός των άμεσων αντιδράσεων, οι οποίες μπορούν να χωριστούν στις παρακάτω υποκατηγορίες:

1.Ελαστική σκέδαση: νουκλεονίων ή πυρήνων από άλλους πυρήνες (ή νουκλεόνια). Σε αυτήν την περίπτωση οι πυρήνες του στόχου παραμένουν αμετάβλητοι μετά την αντίδραση όπως επίσης και τα σωματίδια-βλήματα που έχουμε επιλέξει. Αν δηλαδή η αντίδραση είναι της μορφής:



τότε μετά την αντίδραση θα ισχύει ότι $b = a$ και $Y = X$. Δηλαδή πυρήνες και σωματίδια δέσμης παραμένουν αμετάβλητα ενώ το μόνο που αλλάζει είναι η κινητική ενέργεια και η διεύθυνση των a . Η γενική μορφή της αντίδρασης είναι $X(a, a)X$.

2.Μη ελαστική σκέδαση: Στις μη ελαστικές αντιδράσεις έχουμε ότι $b = a$ αλλά $Y = X^*$. Μετά δηλαδή την αλληλεπίδραση ο πυρήνας-στόχος βρίσκεται σε

διεγερμένη κατάσταση λόγω της ενέργειας που μεταφέρει το βλήμα σε αυτόν. Η κινηματική της ανελαστικής σκέδασης είναι όμοια με αυτή την ελαστικής με τη μόνη διαφορά ότι η ενέργεια της αντίδρασης είναι $-E^*$ όπου η E^* είναι η ενέργεια διέγερσης. Η περίπτωση μιας τέτοιας αντίδρασης πραγματοποιείται είτε μέσω πυρηνικής αλληλεπίδρασης ή με μεταφορά ενέργειας μέσω του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου των πυρηνικών συστημάτων a και X . Εναλλακτικά μπορούμε να δούμε τη διεργασία αυτή ως ανταλλαγή μεσονίων, που είναι οι φορείς τις ισχυρής αλληλεπίδρασης, ή φωτονίων. Στη δεύτερη αυτή περίπτωση η μη ελαστική σκέδαση έχει καθιερωθεί ως διέγερση Coulomb. Γενικά για τις μη ελαστικές αντιδράσεις έχουμε τη μορφή $X(a, a)X^*$.

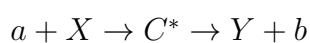
3.Αντιδράσεις απογύμνωσης: Κατά τη διέλευση ενός σωματιδίου a από το πεδίο του πυρήνα X είναι δυνατόν ένα ή δύο νουκλεόνια του βλήματος να αλληλεπιδράσουν με ένα ή δύο νουκλεόνια του στόχου, αφήνοντας τα υπόλοιπα νουκλεόνια του πυρηνικού συστήματος ανεπηρέαστα.

4.Αντιδράσεις υφαρπαγής: Είναι αντιδράσεις αντίστροφης διαδικασίας της προηγούμενης κατηγορίας. Δηλαδή το βλήμα συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα του στόχου.

Κοινό χαρακτηριστικό για τις αντιδράσεις αυτές είναι ότι στην διεργασία συμμετέχει ένας μικρός αριθμός νουκλεονίων ή το βλήμα αλληλεπιδρά με το μέσο δυναμικό (πυρηνικό ή Coulomb) του πυρήνα στόχου. Η όλη διεργασία συντελείται σε μικρό χρόνο (της τάξης $10^{-22}s$) όσο ουσιαστικά απαιτείται για τη διέλευση του σωματιδίου a από τη γειτονία του πυρήνα X .

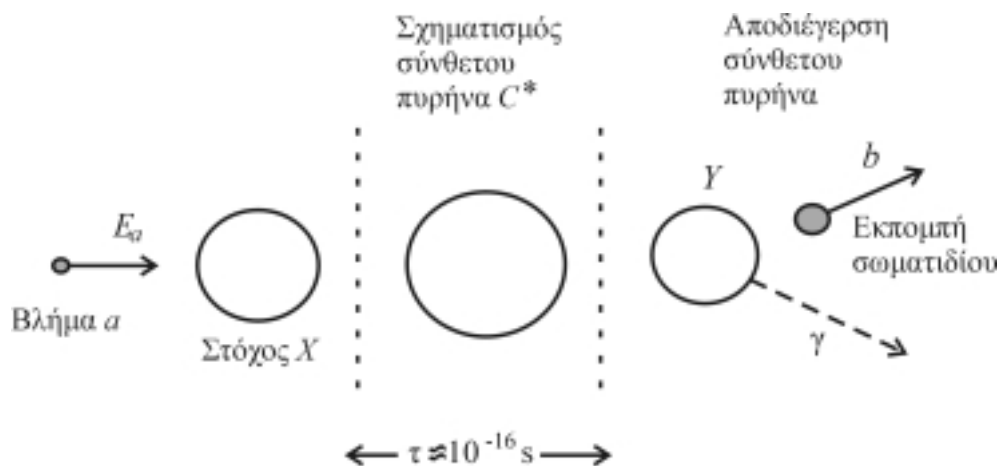
2.1.1 Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα

Εκτός από το μηχανισμό των άμεσων αντιδράσεων υπάρχει και ένας άλλος μηχανισμός πραγματοποίησης πυρηνικών αντιδράσεων και ονομάζεται μηχανισμός σύνθετου πυρήνα. Αυτό το είδος μηχανισμού παρουσιάζει και το μεγαλύτερο ενδιαφέρον για την παρούσα διπλωματική εργασία. Η γενική μορφή μιας τέτοιας αντίδρασης είναι:



2.2

όπου C^* είναι αυτό που ονομάζουμε σύνθετος πυρήνας. Όταν λοιπόν το βλήμα που έχει κινητική ενέργεια E_a , προσκρούει και "συντήκεται" με τον πυρήνα του στόχου X , δημιουργεί προσωρινά ένα σύνθετο σύστημα C^* ενός καινούργιου στοιχείου που έχει μαζικό και ατομικό αριθμό ίσο με το άθροισμα αυτών του βλήματος και του πυρήνα του στόχου, αντίστοιχα. Ο πυρήνας αυτός βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση (C^*), για αυτό το λόγο ο συμβολισμός του πυρήνα εμπεριέχει τον αστερίσκο, και έχει ενέργεια E^* .



Σχήμα 2.1: Σχηματισμός σύνθετου πυρήνα μετά από πρόσκρουση του βλήματος a σε πυρήνα στόχου X . [2]

Στην πιο απλή περίπτωση ο πυρήνας παραμένει σε αυτή την κατάσταση χρονικό διάστημα τέτοιο ώστε η ενέργεια διέγερσης να κατανεμηθεί σε όλα τα νουκλεόνια του. Αυτό σημαίνει ότι κατά τη διεργασία της αλληλεπίδρασης τα νουκλεόνια ανακατατάσσονται δραστικά χάνοντας κάθε μνήμη σχετικά με την προέλευση τους και το δεύτερο βήμα που θα αναφερθούμε στη συνέχεια γίνεται ανεξάρτητα ουσιαστικά από το πρώτο βήμα.

Το δεύτερο βήμα μετά την δημιουργία του σύνθετου πυρήνα είναι, αν υπάρχει η απαιτούσα ενέργεια, γίνεται εκπομπή ενός σωματιδίου b και ότι απομένει να είναι ο πυρήνας Y που παράγεται. Διαφορετικά αν παράγεται ο πυρήνας C^* ο οποίος όμως βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση με ενέργεια η οποία όμως δεν είναι αρκετή για εκπομπή σωματιδίου το αποτέλεσμα είναι η αποδιέγερση να πραγματοποιείται μέσω ακτίνων γ .

2.1.1.1 Αντιδράσεις Σύλληψης με Σχηματισμό Σύνθετου Πυρήνα

Όταν η αποδιέγερση γίνεται μέσω ακτίνων- γ η αντίδραση σύνθετου πυρήνα διαμορφώνεται ως εξής:



Αυτός ο τύπος αντίδρασης ονομάζεται αντίδραση σύλληψης.

Ο σύνθετος πυρήνας σχηματίζεται με σύλληψη του βλήματος από τον πυρήνα X . Τότε ο σύνθετος πυρήνας έχει ενέργεια διέγερσης E^* της τάξης μερικών MeV ($E \geq 5MeV$) που δίνεται από τη σχέση:

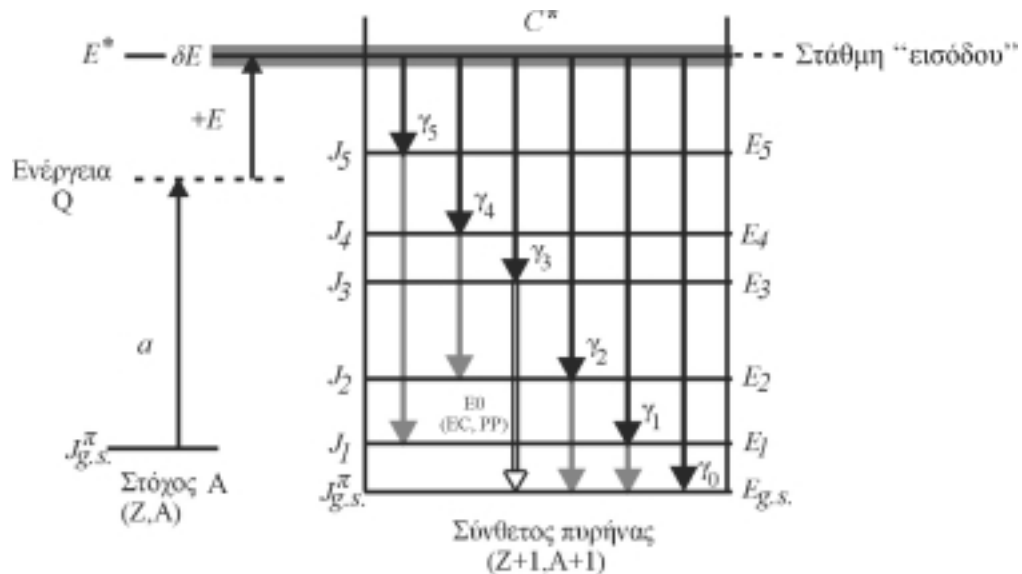
$$E^* = E_{c.m} + Q \quad (2.1)$$

Η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα ισούται δηλαδή με το άθροισμα της κινητικής ενέργειας του συστήματος στο κέντρο μάζας και της τιμής Q της αντίδρασης (την οποία και θα αναλύσουμε πώς προκύπτει σε επόμενο κεφάλαιο). Στα πειράματα σύλληψης πρωτονίων ή α -σωματιδίων ο παραγόμενος πυρήνας μπορεί να είναι διεγερμένος σε πολλές στάθμες και όχι σε μια μόνο στάθμη (καθώς έχουμε μια μεγάλη πυκνότητα διεγερμένων καταστάσεων), οι οποίες περιέχονται σε ενεργειακό παράθυρο με εύρος δE . Το εύρος δE εξαρτάται από το πάχος ξ του στόχου αλλά και από την ενεργειακή αβεβαιότητα ΔE της δέσμης των σωματιδίων του επιταχυντή.

2.2 Θεωρία Αποδιέγερσης

Όταν μέσω ενός πειράματος προκύπτει σύνθετος πυρήνας σε διεγερμένη κατάσταση είναι σημαντικό να μπορούμε ερμηνεύσουμε τον τρόπο αποδιέγερσης του πυρήνα αλλά και να καθορίσουμε την ενέργεια του και τους κβαντικούς τους αριθμούς.

Μελετάμε τις περιπτώσεις για τις οποίες ο σύνθετος πυρήνας που έχει δημιουργηθεί δεν έχει αρκετή ενέργεια για εκπομπή κάποιου σωματιδίου και έτσι η αποδιέγερση γίνεται ηλεκτρομαγνητικά. Ο διεγερμένος πυρήνας C^* που για το πείραμα μας θα προέλθει από σύλληψη πρωτονίου αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνων γ (γ -αποδιέγερση) απο μεταπτώσεις της στάθμης "εισόδου" προς άλλες διεγερμένες καταστάσεις ή την θεμελιώδη στάθμη του.



ΣΧΗΜΑ 2.2: Σχηματική αναπαράσταση πρωτογενών και δευτερογενών ακτίνων γ . Οι συνεχείς αποδιεγέρσεις καταλήγουν στη θεμελιώδη στάθμη.[2]

Οι μεταπτώσεις αυτές είναι αργές αν η αλλαγή στο πυρηνικό σπιν είναι μεγάλη. Η μετάπτωση από τη στάθμη "εισόδου" κατευθείαν προς τη θεμελιώδη κατάσταση γίνεται με την εκπομπή της λεγόμενης ακτίνας γ_0 . Η ενέργεια της γ_0 είναι προφανώς ίση με την ενέργεια διέγερσης E^* που υπολογίζεται με τη σχέση (2.1). Οι ακτίνες με τις οποίες αποδιεγείρεται η στάθμη "εισόδου" προς την πρώτη, δεύτερη, τρίτη, κλπ. διεγερμένη σταθμη του παραγόμενου πυρήνα συμβολίζονται συνηθως ως $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ κλπ. Όλες οι ακτίνες μέσω των οποίων αποδιεγείρεται η στάθμη εισόδου καλούνται πρωτογενείς ακτίνες (*primaries*) και παριστάνονται στο σχήμα (2.2) με μαύρα βέλη. Οι υπόλοιπες ακτίνες, οι οποίες αποδιεγείρουν τις υπόλοιπες στάθμες του πυρήνα ονομάζονται δευτερογενείς ακτίνες (*secondaries*) και στο σχήμα (2.2) παριστάνονται με γκρι βέλη.

Οι ακτίνες είναι είτε ισχυρές ή λιγότερο ισχυρές κάτι που μπορεί να προβλεφθεί μέσω του τύπου της μετάπτωσης. Αυτό είναι κάτι που θα αναλυθεί στο κεφάλαιο 4. Οι αποδιεγέρσεις αυτές είναι πολύ σημαντικές και ειδικά αυτές που τροφοδοτούν τη θεμελιώδη στάθμη, γιατί είναι αυτές που επαληθεύουν την ύπαρξη ενός στοιχείου στο στόχο και είναι αυτές που συνεισφέρουν στον υπολογισμό της ενεργού διατομής.

2.2.1 Ρυθμοί αποσύνδεσης και πλάτη

Είδαμε όμως ότι η γ -αποδιέγερση δεν είναι ένας απλός τρόπος μια απευθείας αποδιέγερσης από την μέγιστη διεγερμένη κατάσταση στην θεμελιώδη στάθμη. Για κάθε λοιπόν κανάλι αποδιέγερσης, έστω i υπάρχει ένας επιμέρους (μερικός) ρυθμός αποδιέγερσης $1/\tau_i$ και ο ολικός ρυθμός αποδιέγερσης $1/\tau$ είναι το άθροισμα των επιμέρους ρυθμών αποδιέγερσης:

$$1/\tau = \sum_i 1/\tau_i \quad (2.2)$$

όπου το τ είναι ο μέσος χρόνος ζωής της διεγερμένης κατάστασης.

Το επιμέρους πλάτος του i καναλιού ορίζεται σαν $\Gamma_i = \hbar/\tau_i$ και το ολικό πλάτος $\Gamma = \hbar/\tau$ είναι:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (2.3)$$

Τα Γ_i και Γ έχουν διαστάσεις ενέργειας. Γενικά δηλαδή μια διεγερμένη κατάσταση δεν έχει μια καθορισμένη ενέργεια, αλλά μια κατανομή ενεργειών, πλάτους Γ γύρω από μια ενέργεια E . Η σχέση:

$$\Gamma\tau = \hbar \quad (2.4)$$

μπορεί να ερμηνευτεί σαν μια σχέση μεταξύ της αβεβαιότητας της ενέργειας μιας κατάστασης και του μέσου χρόνου ζωής της, όπως η σχέση αβεβαιότητας του Heisenberg.

2.3 Ενεργός Διατομή

Η ενεργός διατομή είναι το μέγεθος που μας υποδεικνύει την πιθανότητα να πραγματοποιηθεί μια αντίδραση και εκφράζεται σε μονάδες επιφάνειας. Έστω ότι έχουμε μια δέσμη σωματιδίων a (αμελητέου μεγέθους και με ταχύτητα v) διατομής S και ότι οι πυρήνες του στόχου έχουν σφαιρικό σχήμα με ακτίνα R , τότε μπορούμε να πούμε ότι ο κάθε πυρήνας στόχου παρεμβάλλει στη δέσμη μια επιφάνεια εμβαδού:

$$\sigma = \pi R^2 \quad (2.5)$$

Το εμβαδό αυτό αποτελεί την πιθανότητα να ανακόψει ο κάθε πυρήνας από αυτούς την πορεία της δέσμης.

Θεωρούμε το πάχος του στόχου πολύ μικρό ώστε οι πυρήνες X να μην επισκιάζουν ο ένας τον άλλο. Η πιθανότητα πρόσκρουσης κάποιου κάποιου σωματιδίου της δέσμης σε κάποιον από τους πυρήνες του στόχου δίνεται από τη σχέση:

$$P = \frac{\sigma N_X S}{S} = \sigma N_X \quad (2.6)$$

όπου N_X είναι η επιφανειακή πυκνότητα των πυρήνων X στο υλικό του στόχου.

Αν η δέσμη των φορτισμένων σωματιδίων περιέχει N αριθμό σωματιδίων ανά μονάδα όγκου τότε συμβολίζουμε τα σωματίδια-βλήματα που θα διαπεράσουν το στόχο ανά μονάδα χρόνου με:

$$N_a = Nv \quad (2.7)$$

Επομένως η ολική πιθανότητα ένα σωματίδιο της δέσμης να συγκρουστεί με έναν πυρήνα του στόχου δίνεται από τη σχέση:

$$P_o \lambda = Nv \sigma N_X \quad (2.8)$$

ή ισοδύναμα:

$$\sigma = \frac{P_o \lambda}{Nv N_X} \quad (2.9)$$

ή αλλιώς:

$$\sigma = \frac{T}{n_1 N_X} \quad (2.10)$$

όπου η τελική αυτή μορφή περιέχει το μέγεθος n_1 που είναι ο αριθμός των σωματιδίων που διαπερνούν το στόχο ανά μονάδα χρόνου και το T είναι οι συγκρούσεις ανά μονάδα χρόνου.

Άρα τελικά έχουμε ότι η ενεργός διατομή ορίζεται ως μέγεθος που αντιπροσωπεύει το πλήθος των συγκρούσεων ανά μονάδα χρόνου για μοναδιαία ροή σωματιδίων και μοναδιαία πυρηνική πυκνότητα.

Διαφορική Ενεργός Διατομή

Η παραπάνω σχέση όμως είναι ανεξάρτητη από τη γωνία που παράγονται τα σωματίδια. Αν επιθυμούμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή για συγκεκριμένη

γωνία εκπομπής των παραγόμενων σωματιδίων τότε αναφερόμαστε στη διαφορική ενεργό διατομή:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{N}{N_t \Omega Q} \quad (2.11)$$

όπου:

N_t : η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου σε $atoms/cm^2$

Q : το φορτίο της δέσμης των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο

N : ο αριθμός των ανιχνευόμενων φορτισμένων σωματιδίων

Ω : η στερεά γωνία ανίχνευσης

2.3.1 Υπολογισμός ενεργού Διατομής

Παραπάνω αναλύσαμε όσα θεωρητικά γνωρίζουμε για την ενεργό διατομή. Τώρα όμως πρέπει να δούμε πως μπορούμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή από τα πειραματικά δεδομένα. Ο υπολογισμός της ολικής ενεργού διατομής σ_T μιας αντίδρασης για μια ενέργεια δέσμης E υπολογίζεται από το άθροισμα των επί μέρους ενεργών διατομών σ_i των μεταπτώσεων γ που τροφοδοτούν τη θεμελιώδη στάθμη. Για N μεταπτώσεις η ολική ενεργός διατομή δίνεται από τον τύπο:

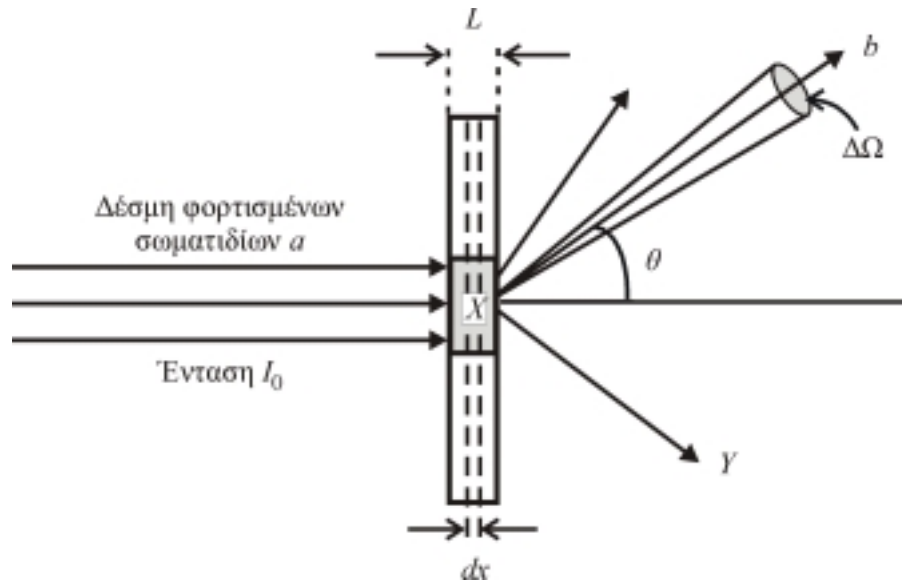
$$\sigma_T = \sum_{i=1}^N \sigma_i \quad (2.12)$$

Για την πυρηνική αντίδραση της μορφής $a + X \rightarrow Y + b$ όπου φορτισμένα σωματίδια a επιταχύνονται από μια επιταχυντική διάταξη και προσπίπτουν σε στόχο, υπολογίζουμε τον αριθμό των ατόμων του στόχου ανά μονάδα όγκου N_X δίνεται από την σχέση που ακολουθεί:

$$N_X = \frac{\rho N_A}{A} \quad (2.13)$$

όπου με ρ εκφράζεται η πυκνότητα του στόχου (g/cm^3), το N_A εκφράζει τον αριθμό *Avogadro* ($atoms/mol$) και τέλος με A συμβολίζουμε το ατομικό βάρος του ισότοπου (g/mol).

Αν θεωρήσουμε ότι η ένταση των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο είναι I_0 και το πάχος του στόχου θεωρείται dx τότε τα σωματίδια που διαπερνούν τον στόχο αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες του στόχου με αποτέλεσμα την ελάττωση της αρχικής ροής της δέσμης. Συμβολίζουμε με dI την ελάττωση της έντασης της



ΣΧΗΜΑ 2.3: Σχηματική αναπαράσταση ενεργού διατομής όπου μικρό μέρος του στόχου που αποτελείται από πυρήνες τύπου X βομβαρδίζεται από σωματίδια. Ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων εντός τη στερεάς γωνίας $\Delta\Omega$ είναι $I_0 N_b \delta\Omega d\sigma / d\Omega$. [2]

δέσμης η οποία είναι ανάλογη με την αρχική ένταση I_0 αλλά και με τον αριθμό των ατόμων του στόχου ανά μονάδα επιφάνειας $N_X dx$ κάθετα στην οποία προσπίπτει η δέσμη, δηλαδή ισχύει $dI \sim I_0 N_X dx$. Η σταθερά αναλογίας για τη σχέση αυτή είναι η μικροσκοπική ενεργός διατομή σ και έτσι ισχύει:

$$dI = \sigma I(x) N_X dx \quad (2.14)$$

Ο στόχος που έχουμε υποθέσουμε ότι είναι ομογενής οπότε η ποσότητα N_X είναι ανεξάρτητη του πάχους L του στόχου αλλά και ότι είναι αρκετά λεπτός ώστε η ταχύτητα της δέσμης να μην ελαττώνεται σημαντικά κατά την διέλευση μέσα από αυτόν. Η ολοκλήρωση της προηγούμενης σχέσης για πεπερασμένο πάχος ($x \leq L$) στόχου δίνει για την ένταση των προσπίπτοντων σωματιδίων τη σχέση:

$$I(x) = I_0 \exp[-\sigma(E) N_X x] \quad (2.15)$$

για $0 \leq x \leq L$. Αν θεωρήσουμε όλο το πάχος του στόχου ($x = L$) και ο εκθετικός όρος αντικατασταθεί με σειρά, όπου κρατάμε μόνο τους δύο πρώτους όρους έχουμε τη σχέση γραμμένη ως προς την ενεργό διατομή:

$$\sigma = \frac{|\Delta I / I_0|}{N_X L} \quad (2.16)$$

Ο αριθμητής στο δεύτερο μέρος της σχέσης παρουσιάζει την ανηγμένη ελάττωση της έντασης των προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης, λόγω της αλληλεπίδρασης τους με άτομα του στόχου. Αν N_a είναι ο αριθμός σωματιδίων ανά μονάδα φορτίου της δέσμης και A_0 ο αριθμός σωματιδίων τύπου b ή φωτονίων που εκπέμπονται από το στόχο τότε ισχύει η σχέση:

$$|\Delta I/I_0| = A_0/N_a \quad (2.17)$$

Άρα για την ενεργό διατομή έχουμε τελικά ότι:

$$\sigma = \frac{AA_0}{N_a N_A \rho L} = \frac{AA_0}{N_a N_A \xi} \quad (2.18)$$

Το γινόμενο ρL εκφράζει την επιφανειακή πυκνότητα που όπως θα αναφέρεται στη συνέχεια το ισοδύναμο πάχος ξ που έχει μονάδες g/cm^2 και το οποίο προσδιορίζεται πειραματικά.

Με δεδομένο ότι η δέσμη μας αποτελείται από πρωτόνια, έχουμε λοιπόν κάθε επιμέρους ενεργός διατομή, να υπολογίζεται να εκφράζεται από τη σχέση:

$$\sigma_i = \frac{A}{N_p N_A \xi} (A_0)_i \quad (2.19)$$

Άρα για την συνολική ενεργό διατομή έχουμε τη σχέση:

$$\sigma_T = \frac{A}{N_p N_A \xi} \sum_{i=1}^N (A_0)_i \quad (2.20)$$

όπου το A_0 θα είναι ο ολικός αριθμός φωτονίων μιας μετάπτωσης γ που εκπέμπονται σε όλο το χώρο (4π) ανά μονάδα συλλεγόμενου φορτίου, δηλαδή το σύνολο των πρωτονίων που προσκρούουν στον στόχο. Επίσης είναι κανονικοποιημένο με την efficiency. Αντικαθιστώντας τις σταθερές:

$$\sigma = 2,6565 \cdot 10^{-10} \frac{A}{\xi} \sum_{i=1}^N (A_0)_i \quad (2.21)$$

όπου τα πάχη των στόχων εκφράζονται σε $\mu g/cm^2$ και οι συντελεστές A_0 σε cts/mC .

2.4 Πληροφορίες για τα ισότοπα ^{133}Cs και ^{127}I

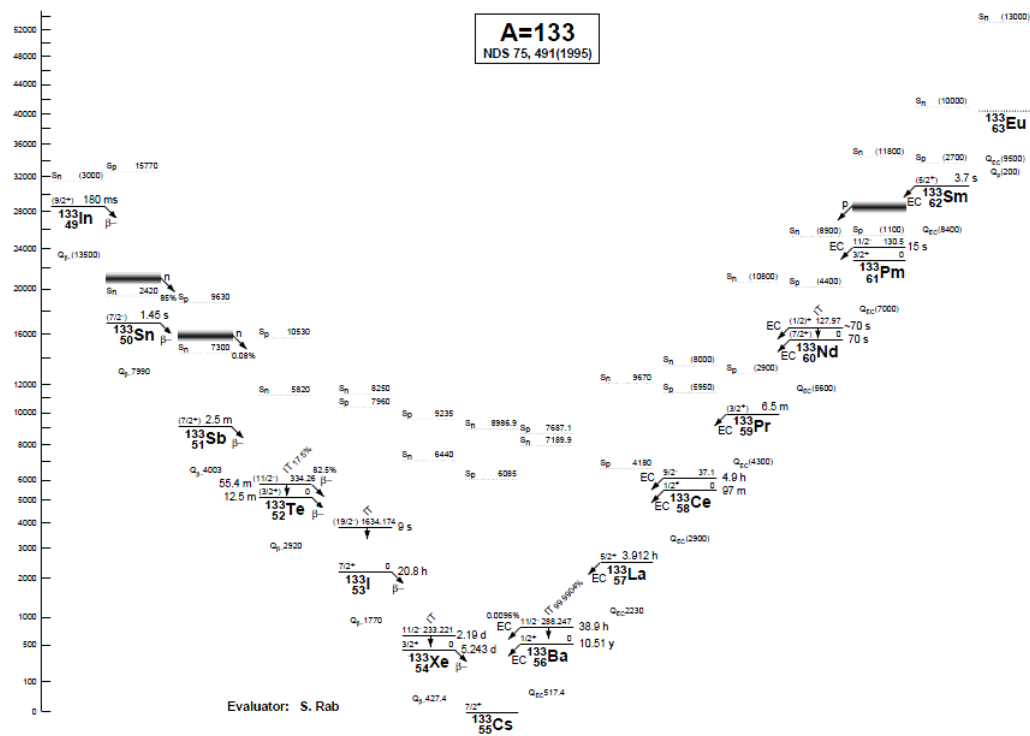
Τα ισότοπα που επιθυμούσαμε να μελετήσουμε ήταν το ^{133}Cs και το ^{127}I , τα οποία μελετήθηκαν σε κοινό στόχο καθώς σχηματίζουν την ένωση του ιωδιούχου καισίου. Τα στοιχεία φαίνονται στο σχήμα 2.4 που αναπαριστά στον περιοδικό πίνακα (για την περιοχή του καισίου και του ιωδίου) των νουκλιδίων όλων δηλαδή των ισotόπων των στοιχείων.

The image shows a periodic table with a grid of isotopes. The columns represent elements from Cesium (Cs) to Xenon (Xe) and Iodine (I) to Tellurium (Te). Each cell in the grid contains the following information: the element symbol (e.g., Cs, I, Xe, Te), the isotope symbol (e.g., Cs133, I127, Xe136, Te122), the half-life (e.g., 3.16 d, 8.07 y, 2.417 y, 12.36 h), and the decay mode (e.g., EC, β, α, γ). The table is color-coded by element groups: Cs and I are orange, Xe is purple, Te is cyan, and Ba is green.

ΣΧΗΜΑ 2.4: Ο περιοδικός πίνακας των νουκλιδίων στην περιοχή του ^{133}Cs και ^{127}I . [15]

2.4.1 Το ισότοπο ^{133}Cs

Το καισίο ανακαλύφθηκε από σπεκτροσκοπική άποψη από τους *Robert Wilhelm Bunsen* και *Gustav Robert Kirchhoff* το 1860 μέσα σε μεταλλικό νερό. Η πιστοποίηση του οφείλεται σε δύο μπλε γραμμές στο φάσμα. Το μοναδικό σταθερό ισότοπο του καισίου (ισότοπα από $A=112$ έως $A=151$) στη φύση είναι το ^{133}Cs άρα έχει περιεκτικότητα 100%. Έχει ατομική μάζα ίση με 132.905446 (amu) και το σπιν του στη θεμελιώδη στάθμη του είναι $\frac{7}{2}^+$. Σύμφωνα με τη θεωρία της νουκλοσύνθεσης πιθανότερη προέλευση έχει όπως βλέπουμε στο σχήμα να προέλθει είτε με (β^-) διάσπαση από το στοιχείο Xenon-133 ($^{133}_{54}\text{Xe}$), είτε μετά από electron capture από το στοιχείο βάριο-133 ($^{133}_{56}\text{Ba}$).

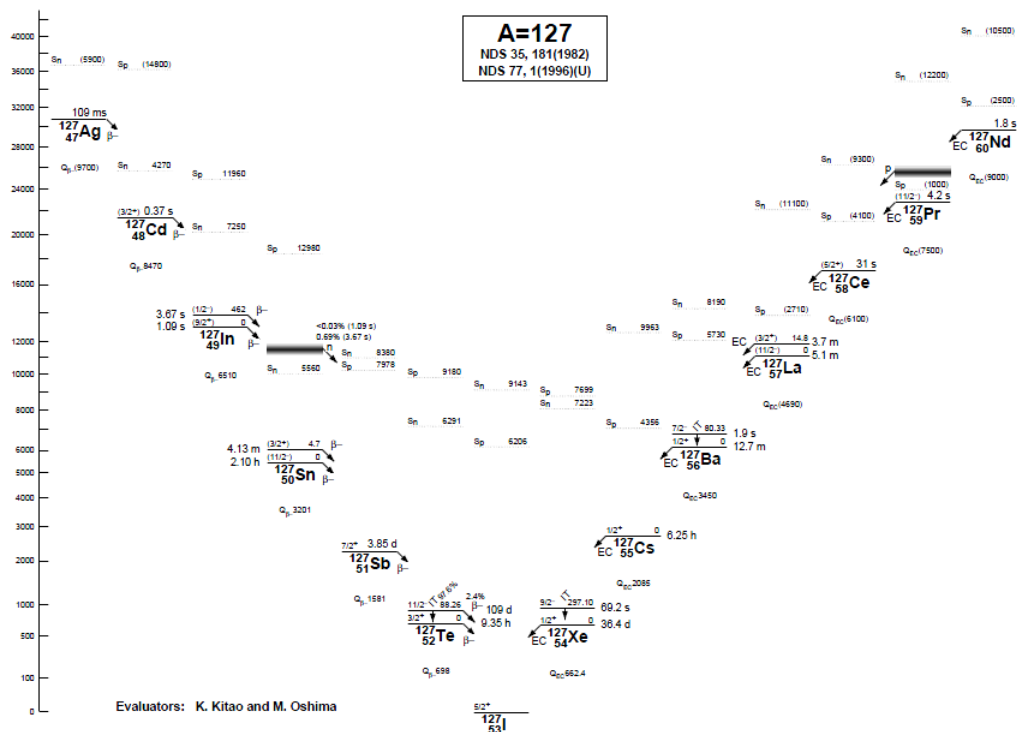


ΣΧΗΜΑ 2.5: Η προέλευση του Καισίου-133 σύμφωνα με τις προβλέψεις της νουκλεοσύνθεσης.[16]

Εμείς μελετάμε την πιθανότητα (ενεργό διατομή) το $^{133}_{55}\text{Cs}$ να πραγματοποιήσει μια (p, γ) αντίδραση. Μετά από μια τέτοιου είδους αντίδραση το ^{133}Cs “μεταβαίνει” σε ^{134}Ba όπου αυτός αποτελεί τον σύνθετο πυρήνα σε διεγερμένη κατάσταση (πιο σωστά σε διεγερμένες καταστάσεις) που θα αποδιεγερθεί με ακτίνες γ (πρωτογενείς και δευτερογενείς) γεγονός όμως που θα αναλύσουμε στη συνέχεια. Η ενέργεια ($Q - \text{Value}$) της αντίδρασης $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ είναι ίση με 8167.855 keV .

2.4.2 Το ισότοπο ^{127}I

Το ιώδιο ανακαλύφθηκε από τον *Barnard Courtois* το 1811. Το απομόνωσε από παραγωγή τέφρας φυκιών με θειικό οξύ και πήρε ενώσεις νατρίου και καλίου. Το ιώδιο έχει, όπως και το κάισιο, ένα μόνο σταθερό ισότοπο στη φύση και αυτό είναι το ^{127}I (ισότοπα για ιώδιο από $A=108$ έως $A=144$), και άρα 100% αφθονία στη φύση. Το ιώδιο 127 έχει ατομική μάζα 126.904468 (amu) και το σπιν του ορίζεται $\frac{5}{2}^+$ για τη θεμελιώδη στάθμη. Το ισότοπο αυτό με τη σειρά του μπορούμε να πούμε ότι με βάση τις θεωρίες για την πυρηνοσύνθεση προέρχεται είτε από τεχνίσιο-127 ($^{127}_{52}\text{Te}$) με (β^-) αποδιέγερση είτε με σύλληψη ηλεκτρονίου (electron capture) από Xe-127 .



ΣΧΗΜΑ 2.6: Η προέλευση του Ιωδίου σύμφωνα με τις προβλέψεις της νουκλεοσύνθεσης.[16]

Όμοια και για αυτό το στοιχείο η μελέτη αφορά την (p, γ) αντίδραση για το στοιχείο και την πιθανότητα πραγματοποίησης αυτής. Το ιώδιο κατά τον βομβαρδισμό του με πρωτόνια δίνει διεγερμένους πυρήνες ^{128}Xe . Για αυτή την αντίδραση ($^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$) η ενέργεια ($Q - \text{Value}$) είναι ίση με 8162.696 keV .

2.5 Σύνθεση πυρήνων

Η εργασία αυτή πραγματοποιείται με σκοπό την κατανόηση της πραγματοποίησης μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα. Οι αντιδράσεις αυτές μελετώνται τόσο λόγω της σημασίας τους στην πυρηνική φυσική γενικότερα αλλά όσο και σε συγκεκριμένα πεδία όπως αυτό της πυρηνικής αστροφυσικής. Δεν έχουμε για κάθε πυρήνα την ίδια διαδικασία σύνθεσης καθώς η δημιουργία ελαφρύτερων πυρήνων είναι πολύ διαφορετική σε σχέση με αυτήν των βαρύτερων.

Το σημαντικότερο βήμα στην κατανόηση της πυρηνοσύνθεσης έγινε με την εργασία των Margaret Burbidge, Geoffrey Burbidge, Willy Fowler και Fred Hoyle (B^2FH) που όχι μόνο συνέλεξε ότι ήταν γνωστό για την πυρηνοσύνθεση αλλά και εφοδίαζε με μια βάση την πυρηνική αστροφυσική. Στην εργασία αυτή δίνονταν

οκτώ διαφορετικές διεργασίες για την σύνθεση των στοιχείων στο σύμπαν. Η εργασία αυτή δημοσιεύτηκε το 1957 και όπως είναι λογικό οι εισηγήσεις που έγιναν έχουν υποβληθεί σε αρκετές τροποποιήσεις μέσω της θεωρητικής και πειραματικής έρευνας. Οι διεργασίες νουκλεοσύνθεσης όμως παραμένουν σαράντα πέντε χρόνια μετά αναλλοίωτες όπως αυτές προτάθηκαν από τη συγκεκριμένη δημοσίευση.

Οι διεργασίες αυτές ξεκινώντας από το υδρογόνο τον που έχει τον ελαφρύτερο πυρήνα έχουμε την καύση αυτού και την παραγωγή ηλίου. Έπειτα ακολουθεί η καύση του ηλίου που το μετατρέπει σε άνθρακα, οξυγόνο και ούτω καθεξής. Στη συνέχεια έχουμε την επονομαζόμενη l -διεργασία με την οποία συνθέτονται τα ελαφριά στοιχεία όπως D , Li , Be και B . Η πυρηνοσύνθεση συνεχίζεται με καύση του άνθρακα, του οξυγόνου και του νέου ώστε να παραχθούν πυρήνες στην περιοχή μάζας $16 \leq A \leq 28$. Η καύση του πυριτίου στη συνέχεια προσφέρει τη σύνθεση πυρήνων $28 \leq A \leq 60$. Οι πυρήνες που είναι βαρύτεροι του σιδήρου και που μελετώνται συνήθως σε πειράματα πυρηνοσύνθεσης δίνονται από διεργασίες που ονομάζονται, s , r και p .

Στην περιοχή του σιδήρου το φράγμα Coulomb το οποίο και θα αναλυθεί στη συνέχεια, μέσα από το οποίο πρέπει να περάσουν τα φορτισμένα σωματίδια γίνεται πολύ μεγάλο και έτσι η διαδικασία της νουκλεοσύνθεσης δεν μπορεί να συνεχιστεί με σύλληψη φορτισμένων σωματιδίων. Έως εκείνη τη στιγμή όμως ένας μεγάλος αριθμός πρωτονίων έχει παραχθεί και η σύλληψη νετρονίου, αντιδράσεις της μορφής (n, γ) , ενεργοποιούνται σχηματίζοντας βαρύτερους πυρήνες. Πράγματι, οι περισσότεροι πυρήνες βαρύτεροι του σιδήρου συνθέτονται με μια σειρά από αντιδράσεις σύλληψης νετρονίων σε συνδυασμό με β^- διασπάσεων, για παράδειγμα μέσω της r και της s διεργασίας.

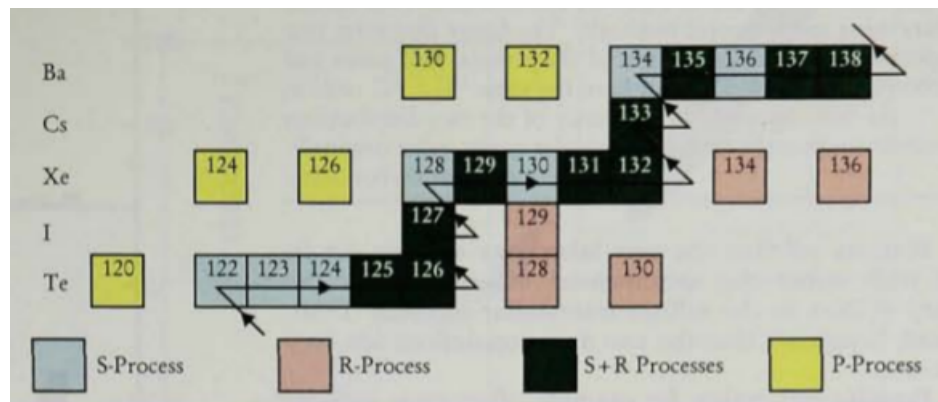
Η s -διεργασία προέρχεται από τη λέξη *slow* δηλαδή αργή. Αφορά όπως ήδη αναφέραμε αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου που πραγματοποιούνται όμως σε τυπικούς χρόνους 10^3 χρόνια. Λόγω του γεγονότος ότι οι β^- ραδιενεργοί πυρήνες που βρίσκονται κοντά στην κοιλάδα σταθερότητας έχουν πολύ μικρούς μέσους χρόνους ζωής σε σχέση με αυτούς που πραγματοποιείται η s διεργασία, αυτή εξελίσσεται κοντά ή κατά μήκος της κοιλάδας σταθερότητας.

Η r -διεργασία διαφέρει από την s τόσο στη χρονική κλίμακα όσο και στις πυκνότητες των νετρονίων που απαιτούνται. Οι τυπικοί χρόνοι πραγματοποίησης (n, γ) αντιδράσεων κατά την r -διεργασία είναι 1 δευτερόλεπτο ή λιγότερο και η πυκνότητα των νετρονίων του περιβάλλοντος που λαμβάνει χώρα είναι πολύ μεγαλύτερη αυτής

για την s -διεργασία. Με την r -διεργασία παράγονται πυρήνες πλούσιοι σε νετρόνια αρκετά μακριά από την κοιλάδα σταθερότητας. Οι πυρήνες αυτοί παράγονται με διαδοχικές αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου χωρίς όμως αυτές να συνοδεύονται από διασπάσεις β^- καθώς οι χρόνοι της r διεργασίας είναι πολύ μικρότεροι από αυτούς της β^- διάσπασης ραδιενεργών πυρήνων κοντά στην κοιλάδα σταθερότητας. Η πορεία της διεργασίας ανακόπτεται όταν σχηματιστούν πυρήνες με μέσους χρόνους ζωής μικρότερους από αυτούς της r διεργασίας που απαιτούνται για τη συνέχεια των αντιδράσεων και έτσι μέσω διαδοχικών β^- διασπάσεων οδηγούμαστε στην κοιλάδα σταθερότητας.

Τέλος υπάρχει μία συγκεκριμένη ομάδα πυρήνων βαρύτερων του σιδήρου που όμως δεν μπορούν να δημιουργηθούν με την s αλλά ούτε με την r διεργασία. Οι πυρήνες που δημιουργούνται μέσω αυτής της διαδικασίας ονομάζονται p πυρήνες και η διεργασία ονομάζεται επίσης p . Το όνομα της διεργασίας αυτής προέρχεται από την αγγλική λέξη για το πρωτόνιο (*proton*). Η παραγωγή τέτοιων πυρήνων απαιτεί τη δημιουργία βαρύτερων πυρήνων μέσω των άλλων δύο διεργασιών αρχικά. Έπειτα κυρίως με φωτοδιασπάσεις, και σπανιότερα με αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης ή (δυσνητικά) με αντιδράσεις πρόσληψης σωματιδίων α μπορούν σχηματιστούν p -πυρήνες. Οι πέντε τρόποι παραγωγής ενός τέτοιου πυρήνα είναι να έχουμε συνεχείς φωτοδιασπάσεις όπως αναφέρθηκε, για παράδειγμα αντιδράσεις (γ, n) βαρύτερων s ισοτόπων. Επίσης με (γ, α) αντιδράσεις βαρύτερων p πυρήνων είτε (γ, p) αντιδράσεις βαρύτερων ασταθών πυρήνων. Άλλος τρόπος είναι οι β^+ διασπάσεις η σύλληψης ηλεκτρονίου ισοβαρούς πυρήνα. Τέλος η (p, γ) αντιδράσεις από ελαφρύτερους πυρήνες.

Οι προβλέψεις αυτές είναι πολύ σημαντικές και κάθε φορά καινούργια στοιχεία πειραματικά ή θεωρητικά μπορούν να προσθέσουν γνώση ή και να ανατρέψουν κάτι το οποίο θεωρούνταν σωστό. Αντιδράσεις όλων των παραπάνω τύπων που αναφέρθηκαν αλλά και άλλες όπως οι (p, α) ή οι (p, n) αντιδράσεις έχουν μεγάλη σημασία στην πυρηνική αλλά και στην πυρηνική αστροφυσική. Θα μπορούσαμε να δούμε και μια αναπαράσταση του τί προβλέπεται για την περιοχή όπου βρίσκονται τα στοιχεία που υπάρχουν στις αντιδράσεις που θα μελετήσουμε, δηλαδή τα στοιχεία του καυσίου (Cs), του βαρίου (Ba), του ιωδίου (I) και του ξένου (Xe).



ΣΧΗΜΑ 2.7: Το σχήμα αναπαριστά τους σταθερούς πυρήνες συμπεριλαμβανομένου και αυτών που μας ενδιαφέρουν για την παρούσα εργασία, στην περιοχή του ξένου-βαρίου και προσδιορίζει τους μηχανισμούς της πυρηνοσύνθεσης για την παραγωγή αυτών. Η r -διεργασία δημιουργεί πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια που με β διασπάσεις καταλήγουν σε σταθερούς ισοβαρείς πυρήνες. Το ροζ χρώμα παριστάνει όπως βλέπουμε τέτοιους πυρήνες προερχόμενους από την r -διεργασία. Επίσης έχουμε την p -διεργασία και τους πυρήνες που προέρχονται από αυτήν την διαδικασία να παριστάνονται με κίτρινο χρώμα, και προέρχονται κυρίως από φωτοδιασπάσεις. Η διεργασία που διαπερνά την περιοχή αυτή είναι βασικά η s με αργές προσλήψεις νετρονίων. Παρατηρούμε ότι υπάρχουν ισότοπα που μπορούν να προέλθουν και από την r και από την s διεργασία.[11]

2.6 Αντιδράσεις (p, γ)

Είδαμε λοιπόν στο προηγούμενο κεφάλαιο πως συνθέτονται οι πυρήνες και ειδικότερα για τις διάφορες διεργασίες στους πυρήνες οι οποίοι είναι βαρύτεροι του σιδήρου. Εμείς θέλουμε με την παρούσα εργασία να κατανοήσουμε πώς λειτουργεί μια αντίδραση πρόσληψης φορτισμένου σωματιδίου, ειδικότερα πρωτονίου, και τι γίνεται σε αυτή την περίπτωση με βάση τα όσα ήδη έχουμε αναφέρει για τη δημιουργία ενός σύνθετου πυρήνα σε διεγερμένη κατάσταση και την αποδιέγερση αυτού. Ας δούμε όμως κάποια πράγματα για αυτό το είδος αντιδράσεων ξεκινώντας με τη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα :



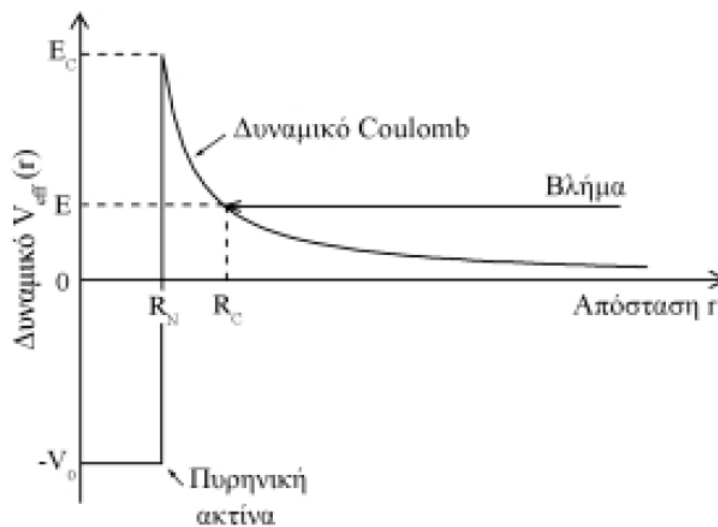
Δηλαδή όταν τα πρωτόνια προσπίψουν στον στόχο θα δημιουργήσουν σύνθετους πυρήνες σε διεγερμένη κατάσταση. Αν ο πυρήνας X του στόχου είναι της μορφής A_ZX τότε όπως καταλαβαίνουμε ο νέος πυρήνας θα έχει ατομικό αριθμό $Z + 1$ και μαζικό αριθμό $A + 1$.

Οι (p, γ) αντιδράσεις διαφέρουν από τις αντιδράσεις π.χ με νετρόνια, καθώς τα πρωτόνια είναι φορτισμένα σωματίδια. Εμείς γνωρίζουμε ότι οι αλληλεπιδράσεις

ανάμεσα σε φορτισμένα σωματίδια διέπονται από το νόμο του Coulomb . Σε μια πυρηνική αντίδραση για φορτισμένο βλήμα αναπτύσσεται άπωση ανάμεσα στο βλήμα και τον πυρήνα-στόχο. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να αντιμετωπιστεί με τη βοήθεια της κβαντομηχανικής σύμφωνα με την οποία η κίνηση του προσπίπτοντος σωματιδίου περιγράφεται από το δραστικό (effective) δυναμικό V_{eff} που μπορούμε να το εκφράσουμε σύμφωνα με τη σχέση :

$$V_{eff} = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.22)$$

όπου Z_p, Z_t ο ατομικός αριθμός του βλήματος και του στόχου αντίστοιχα, e το φορτίο του ηλεκτρονίου, l η τροχιακή στροφορμή του σωματιδίου, μ η ανηγμένη μάζα του συστήματος βλήμα-στόχος και r η απόσταση μεταξύ βλήματος και στόχου. Το δυναμικό V_{eff} έχει τη μορφή ενός διαγράμματος όπως φαίνεται στο σχήμα (2.8).



ΣΧΗΜΑ 2.8: Το δυναμικό *Coulomb* συναρτήσει της απόστασης.[2]

Η ενέργεια του φράγματος δυναμικού Coulomb E_C εξαρτάται από την τροχιακή στροφορμή l του βλήματος, από τα φορτία των δύο σωματιδίων που αλληλεπιδρούν και από την πυρηνική ακτίνα R_N . Έτσι μας δίνεται η σχέση :

$$E_C = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_N} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_N^2} \quad (2.23)$$

Η απόσταση R_C από το κέντρο του στόχου όπου το δραστικό δυναμικό γίνεται "αισθητό" για ένα ιόν ενέργειας E και τροχιακής στροφορμής l υπολογίζεται αν θέσουμε στη σχέση για το δραστικό δυναμικό όπου $V_{eff} = E$ και όπου $r = R_C$ και

Θα λύσουμε ως προς το R_C και έτσι έχουμε:

$$R_C = \frac{Z_p Z_t e^2}{2E} \cdot \left[1 + \sqrt{1 - \frac{2E \hbar^2 l(l+1)}{\mu e^4 Z_p^2 Z_t^2}} \right] \quad (2.24)$$

Σύμφωνα με τη κλασική μηχανική ένα σωματίδιο με ενέργεια $E < E_C$ είναι αδύνατο να περάσει μέσα από το φράγμα δυναμικού Coulomb και να αλληλεπιδράσει με τον πυρήνα. Για την κβαντομηχανική όμως υπάρχει μια μικρή αλλά υπολογίσιμη πιθανότητα ώστε το σωματίδιο να βρεθεί στην απόσταση R_N από το κέντρο του πυρήνα στόχου στην οποία οι πυρηνικές δυνάμεις γίνονται πλέον κυρίαρχες.

Η πιθανότητα διέλευσης ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσα από το δυναμικό Coulomb συμβολίζεται ως T_l και εκφράζεται από το λόγο του ρεύματος πιθανότητας διέλευσης του σωματιδίου μέσα από το δυναμικό ως προς το ρεύμα πιθανότητας των προσπίπτοντων σωματιδίων. Η πιθανότητα αυτή μέσα από τη προσεγγιστική μέθοδο WKB (Wentzel - Kramers - Brillouin) παίρνει τη μορφή:

$$T_l = \exp(-G_l) \quad (2.25)$$

όπου το G_l στην παραπάνω έκφραση εκφράζεται από το ολοκλήρωμα:

$$G_l = \frac{2}{\hbar} \int_{R_N}^{R_C} \left\{ 2\mu \left[\frac{Z_p Z_t e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - E \right] \right\}^{1/2} dr \quad (2.26)$$

2.7 $Q - Value$ μιας αντίδρασης (p, γ)

Στην περίπτωση που έχουμε μια αντίδραση της μορφής $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$, και τα στοιχεία που συμμετέχουν στην αντίδραση έχουν συγκεκριμένη μάζα ηρεμίας το κάθε ένα, η συνολική ενέργεια μιας αντίδρασης πρέπει να διατηρείται. Έτσι μπορούμε να γράψουμε ότι ισχύει:

$$m_0 c^2 + m_1 c^2 + E_1 + E_2 = m_2 c^2 + m_3 c^2 + E_2 + E_3 \quad (2.27)$$

ή

$$Q_{01 \rightarrow 23} \equiv m_0 c^2 + m_1 c^2 - m_2 c^2 - m_3 c^2 = E_2 + E_3 - E_0 - E_1 \quad (2.28)$$

όπου κάθε E_i αναπαριστά κινητική ενέργεια ενώ τα m_i τις μάζες ηρεμίας. Η διαφορά αυτή στις μάζες πριν και μετά την αντίδραση, ή αντίστοιχα η διαφορά στις

κινητικές ενέργειες, ισούται με την ενέργεια που ελευθερώνεται από την αντίδραση και αναφέρεται ως $Q - Value$ της αντίδρασης. Αν η Q είναι θετική τότε η αντίδραση ονομάζεται εξώθερμη αλλιώς αν είναι αρνητική ονομάζεται ενδόθερμη. Είναι προφανές ότι οι κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας και η $Q - Value$ συνδέονται με τη σχέση:

$$E_{23} = E_{01} + Q_{01 \rightarrow 23} \quad (2.29)$$

Στην περίπτωση όμως αντιδράσεων όπως οι (p, γ) αντιδράσεις δηλαδή της μορφής $0 + 1 \rightarrow \gamma + 3$, οι εξισώσεις μας θα γράφονται τώρα ως εξής:

$$m_0 c^2 + m_1 c^2 + E_1 + E_2 = m_3 c^2 + E_\gamma + E_3 \quad (2.30)$$

ή

$$Q_{01 \rightarrow \gamma 3} \equiv m_0 c^2 + m_1 c^2 - m_3 c^2 = E_3 + E_\gamma - E_0 - E_1 \quad (2.31)$$

Η ενέργεια στο κέντρο μάζας και η $Q - Value$ τώρα συνδέονται με τη σχέση:

$$E_{\gamma 3} = E_{01} + Q_{01 \rightarrow \gamma 3} \quad (2.32)$$

όπου $E_{\gamma 3}$ είναι το άθροισμα της ενέργειας του εκπεμπόμενου φωτονίου (E_γ) και της κινητικής ενέργειας στο κέντρο μάζας του παραγόμενου πυρήνα. Το δεύτερο μέγεθος συνήθως είναι πολύ μικρό έτσι έχουμε $E_{\gamma 3} \approx E_\gamma$.

2.8 Ενεργειακά Διαγράμματα Αντιδράσεων

Είδαμε στο προηγούμενο μέρος πως μπορεί η ενέργεια της ακτίνας γ να εκφραστεί σε σχέση με την κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας και την $Q - Value$ της αντίδρασης. Εμείς όμως ήδη έχουμε αναφερθεί στο ότι μελετάμε αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα. Οι αντιδράσεις αυτές πριν το στάδιο της εκπομπής της ακτίνας γ βρίσκονται το στάδιο όπου ο πυρήνας που σχηματίζεται βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση με δεδομένη ενέργεια διέγερσης που εξαρτάται από την ενέργεια της δέσμης με την οποία ακτινοβολούμε το στόχο. Επίσης είπαμε και παραπάνω ότι η ενέργεια διέγερσης ισούται με την ενέργεια της ακτίνας γ_0 και ταυτίζεται αυτή η E_γ ($E_{\gamma 3}$) που εκφράσαμε παραπάνω στη σχέση 2.32.

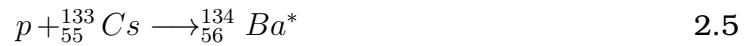
Ο στόχος που μελετάμε αποτελείται από ιωδιούχο καίσιο πάνω σε παχύ υπόστρωμα ταντάλιο. Τα δύο αυτά στοιχεία για τα οποία δώσαμε ορισμένα από τα βασικά

χαρακτηριστικά τους πρέπει να δούμε πως συμπεριφέρονται στις ενέργειες που θα πραγματοποιηθεί το πείραμα. Δηλαδή ποια είναι η προβλεπόμενη ενέργεια διέγερσης και άρα και η ενέργεια της ακτίνας από τη μέγιστη διεγερμένη κατάσταση στη θεμελιώδη (γ_0). Το ^{133}Cs και το ^{127}I μεταβαίνουν μετά την (p, γ) αντίδραση όπως είπαμε σε ^{134}Ba και ^{128}Xe αντίστοιχα.

2.8.1 Η αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$

Το ^{133}Cs κατά την αντίδραση του με τα πρωτόνια καταλήγει σε πυρήνα ^{134}Ba , ο οποίος δεν θα βρίσκεται για το πρώτο στάδιο της δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα στην βασική του στάθμη αλλά σε διάφορες διεγερμένες καταστάσεις, από τις οποίες αποδιεγείρεται μέσω ακτίνων γ είτε πρωτογενείς είτε δευτερογενείς οι οποίες είναι χαρακτηριστικές για το στοιχείο του βαρίου.

Για την αντίδραση αυτή του καισίου προς βάριο ήδη αναφέραμε ότι η $Q - Value$ ισούται με 8167.855 keV άρα για την αντίδραση



η ενέργεια διέγερσης άρα και η ενέργεια της γ_0 είναι:

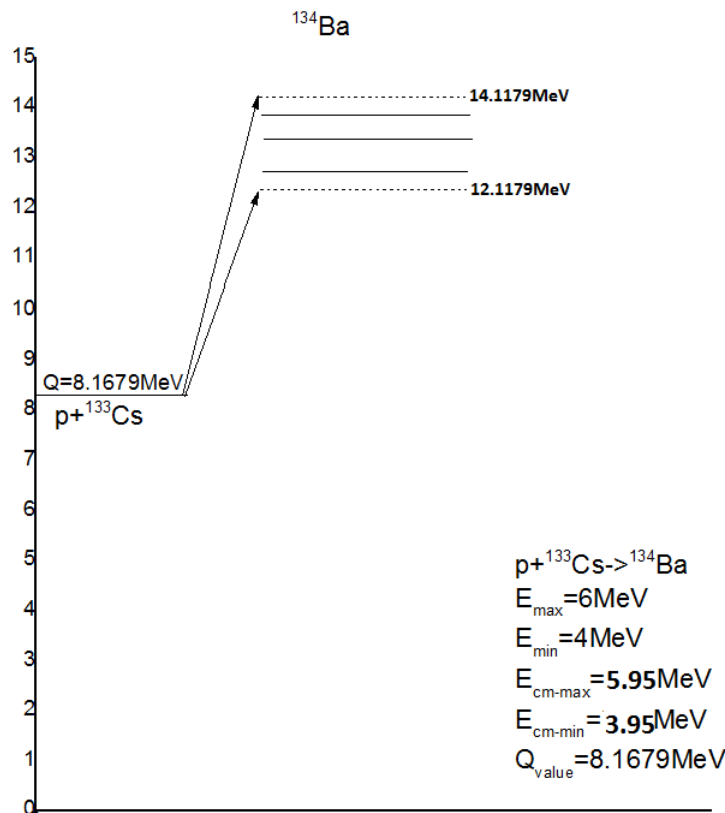
$$E^* = 8167.855 + E_{c.m} \quad (2.33)$$

όπου $E_{c.m}$ η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας.

Για το πείραμα μας η δέσμη πρωτονίων είχε ενέργεια μεταξύ $4-6 \text{ MeV}$ (με βήμα 0.5 MeV) άρα είχαμε ενέργεια διέγερσης μεταξύ $\sim 12.2-14.2 \text{ MeV}$. Τα βασικά χαρακτηριστικά του ενεργειακού διαγράμματος της αντίδρασης μπορούν να αναπαρασταθούν ως στο σχήμα 2.9.

Στο ενεργειακό διάγραμμα έχουμε ενέργειες δέσμης $3.9-5.9 \text{ MeV}$. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι έχουμε λάβει υπόψιν της ενέργειες στο κέντρο μάζας και όχι τις ενέργειες εργαστηρίου. Οι υπολογισμοί για τον υπολογισμό της ενέργειας στο κέντρο μάζας φαίνονται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4.

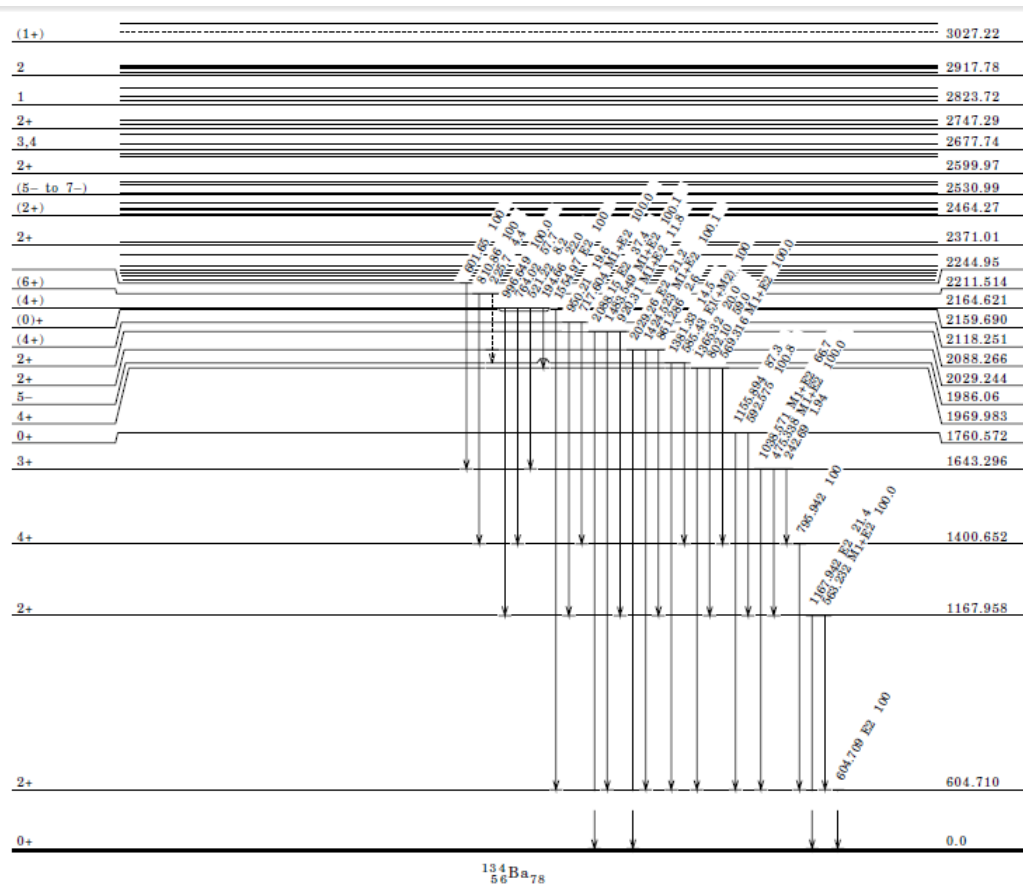
Η αντίδραση μας δηλαδή έχει μια γνωστή ενέργεια δικιά της την $Q - Value$ και με βάση τις ενέργειες του πειράματος βλέπουμε πόση είναι η ενέργεια διέγερσης και συγκεκριμένα αυτήν για την μεγαλύτερη ενέργεια που θα χρησιμοποιήσουμε και αυτή για την μικρότερη.



ΣΧΗΜΑ 2.9: Στο διάγραμμα φαίνεται την ενέργεια την οποία έχει η αντίδραση δηλαδή τη λεγόμενη $Q - Value$ και πώς η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας μεταβιβάζει το σύνθετο πυρήνα στην τελική μέγιστη ενέργεια διέγερσης.

2.8.1.1 Διεγερμένες καταστάσεις του ${}^{134}\text{Ba}$

Η ενέργεια διέγερσης μας δίνει και την ενέργεια της γ_0 ακτίνα όμως είναι πολύ μεγάλη κι έτσι πολύ δύσκολα θα τη βλέπαμε στο φάσμα. Έτσι θα αναζητήσουμε στο φάσμα μία από τις κορυφές που αντιστοιχούν σε κάποιες από τις πρώτες διεγερμένες ενεργειακές καταστάσεις ώστε με βάση την κορυφή σε αυτή την ενέργεια να γίνει η ανάλυση για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Μια σχηματική αναπαράσταση για κάποιες από τις πιο χαμηλές διεγερμένες στάθμες μας δίνεται από την παρακάτω εικόνα:



ΣΧΗΜΑ 2.10: Χαμηλότερες ενεργειακά διεγερμένες καταστάσεις του ^{134}Ba . [6]

Οι ακτίνες γ που καταλήγουν στις θεμελιώδη στάθμη είναι αυτές που θα αναζητηθούν στα φάσματα καθώς είναι αυτές που συνεισφέρουν στον υπολογισμό της ενεργού διατομής.

2.8.2 Η αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$

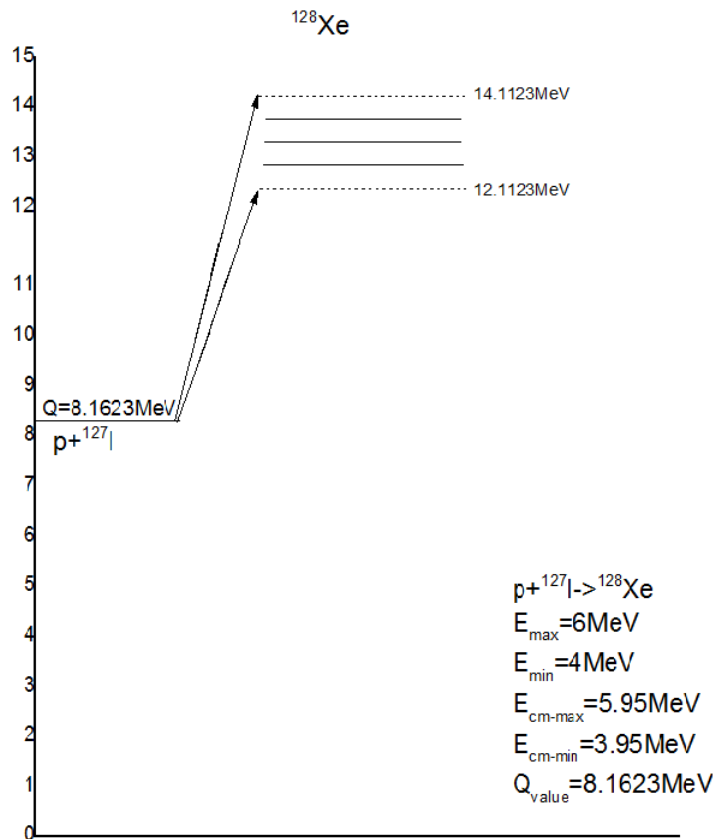
Από την $Q - Value$ για την αντίδραση αυτή



έχουμε την ενέργεια διέγερσης να δίνεται από τον ακόλουθο τύπο :

$$E^* = 8162.696 + E_{c.m}$$

Κατά τον ίδιο τρόπο με την αντίδραση για το καίσιο και αφού δώσουμε κάποια βασικά χαρακτηριστικά της αντίδρασης μπορούμε να δώσουμε ένα βασικό σχηματικό πλαίσιο για αυτήν την αντίδραση :

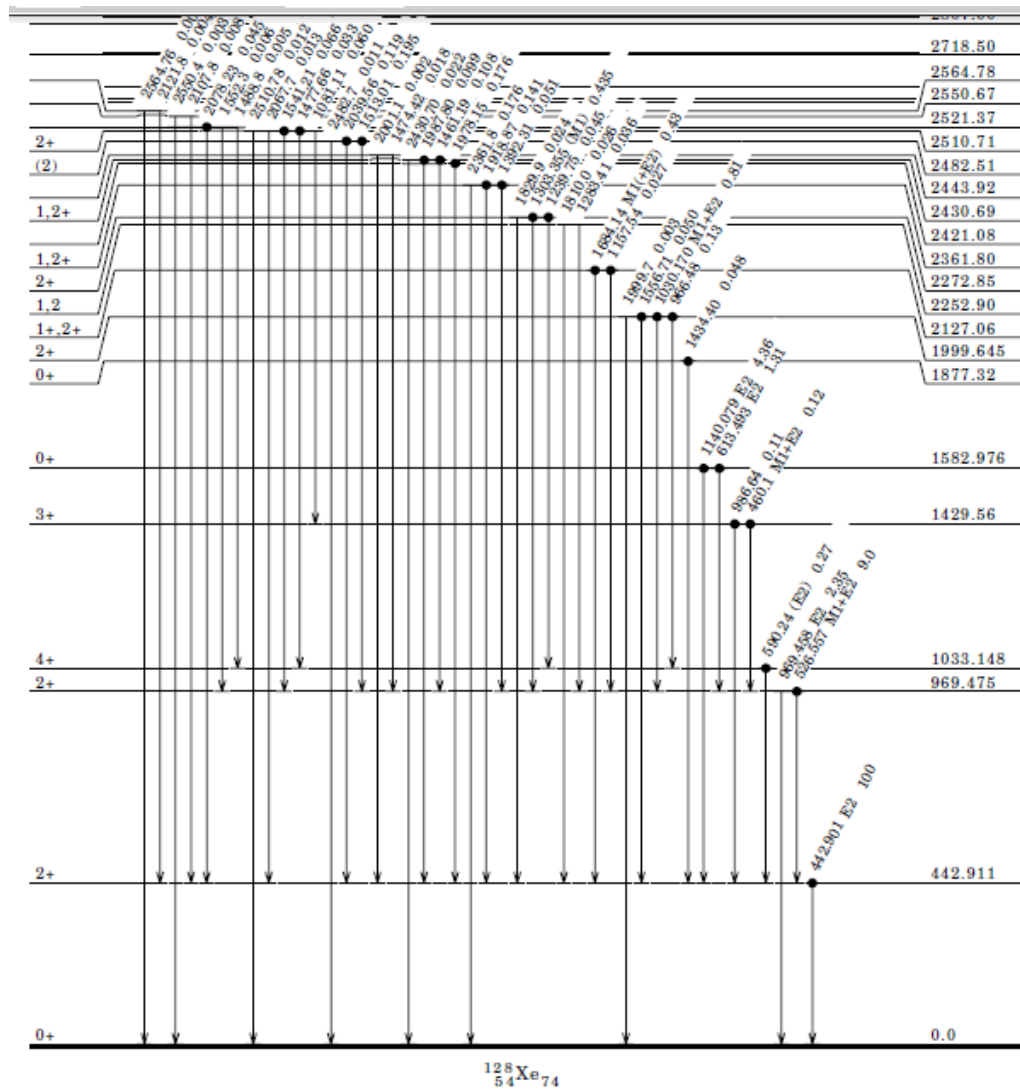


ΣΧΗΜΑ 2.11: Στο διάγραμμα φαίνεται την ενέργεια την οποία έχει η αντίδραση δηλαδή τη λεγόμενη $Q - Value$ και πώς η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας μεταβιβάζει το σύνθετο πυρήνα στην τελική μέγιστη ενέργεια διέγερσης.

Άρα παρατηρούμε ότι έχουμε παρόμοιο εύρος για τις ενέργειες διέγερσης με προηγουμένως καθώς η αντίδραση συμβαίνει στις ίδιες ενέργειες (κοινός στόχος) και η $Q - Value$ έχει τιμή κοντά σε αυτήν της αντίδρασης (p, γ) για το καίσιο.

2.8.2.1 Διεγερμένες καταστάσεις του ^{128}Xe

Για το ^{128}Xe έχουμε αντίστοιχα τις χαμηλότερες διεγερμένες και αντίστοιχα το πως γίνονται οι αποδιεγέρσεις. Ποιες δηλαδή από τις στάθμες αποδιεγείρονται στην θεμελιώδη στάθμη ή σε κάποια από τις άλλες διεγερμένες καταστάσεις.



Σχήμα 2.12: Διεγερμένες καταστάσεις ^{128}Xe . [8]

Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διάταξη

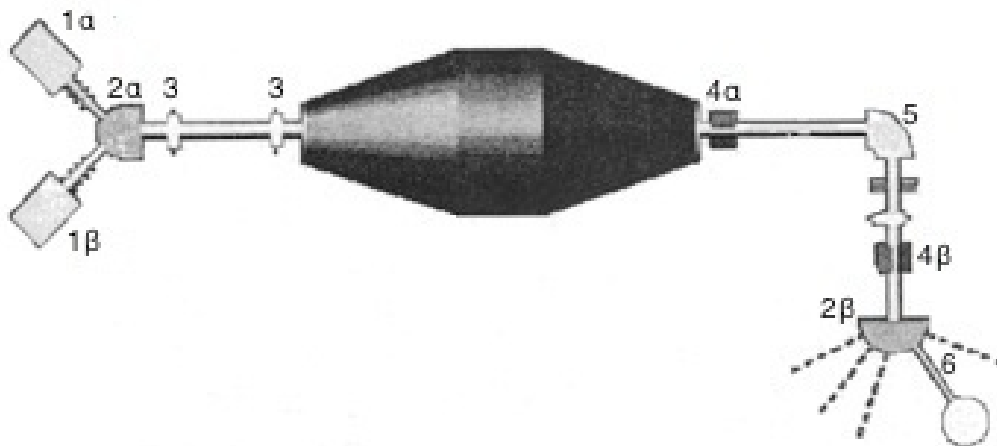
Οι πειραματικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος σε δύο στάδια. Το δεύτερο και τελικό στάδιο είναι το πείραμα της (p, γ) αντίδρασης ώστε να υπολογιστεί η ενεργός διατομή. Πριν από αυτό το πείραμα όμως έπρεπε να πραγματοποιηθεί το πείραμα της μέτρησης του πάχους του στόχου, ουσιαστικά της ανάλυσης του στόχου, ώστε να υπολογιστούν οι ποσότητες του καισίου και του ιωδίου σε αυτόν. Αυτό συμβαίνει γιατί όπως είδαμε το πάχος του στόχου αποτελεί μια από τις πιο σημαντικές παραμέτρους για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής με πειραματικά δεδομένα, όπως φαίνεται στον τύπο (2.21).

3.1 Ο Επιταχυντής

Η δέσμη των φορτισμένων σωματιδίων που απαιτείται κατά την πειραματική μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων δημιουργείται πάντα από μια εργαστηριακή διάταξη που επιταχύνει τα σωματίδια μέχρι να αποκτήσουν μια προεπιλεγμένη κινητική ενέργεια και στη συνέχεια τα κατευθύνει στο στόχο. Οι διατάξεις αυτές ονομάζονται επιταχυντές. Σε κάθε περίπτωση επιταχυντή η δημιουργία ενεργητικών σωματιδίων πραγματοποιείται με εκμετάλλευση του ηλεκτρικού φορτίου που φέρει ο πυρήνας. Ιόνια του πυρήνα που πρόκειται να επιταχυνθούν δημιουργούνται σε μια πηγή ιόντων με την αφαίρεση ή την προσθήκη ηλεκτρονίων στο αντίστοιχο ουδέτερο άτομο.

Στη συνέχεια το ιόν διοχετεύεται σε ένα χώρο που χαρακτηρίζεται από ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} και ενδεχομένως από μαγνητικό πεδίο \vec{B} . Η επιτάχυνση κάθε φορτισμένου σωματιδίου οφείλεται στη δύναμη $q\vec{E}$ που ασκεί το ηλεκτρικό πεδίο, ενώ η διεύθυνση του μπορεί να μεταβληθεί από τον δεύτερο όρο της δύναμης Lorentz $q(\vec{v} \times \vec{B})$.

Ο επιταχυντής που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για τις ανάγκες αυτής της διπλωματικής είναι επιταχυντής κατηγορίας Tandem Van de Graaf που βρίσκεται στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος.



ΣΧΗΜΑ 3.1: Αναπαράσταση επιταχυντικής διάταξης VDG.[13]

Η γεννήτρια VDG έχει αποδειχτεί περισσότερο επιτυχής από κάθε άλλο τύπο στην ανάπτυξη υψηλών τάσεων. Ο συγκεκριμένος επιταχυντής είναι μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 MV και αποτελείται από σύστημα δύο πηγών. Η μία πηγή ονομάζεται Sputter (1a) και είναι αυτή που οφείλεται για την παραγωγή βαρέων στοιχείων. Στην περίπτωση μας όμως χρησιμοποιήθηκε η πηγή Duoplasmatron (1b) που οφείλεται για την παραγωγή ελαφρών ιόντων όπως τα πρωτόνια και τα δευτέρια.

Η πηγή duoplasmatron αποτελείται από έναν κύλινδρο που περιβάλλεται από ένα πηνίο τοποθετημένο ομοαξονικά προς τον κύλινδρο. Ο κύλινδρος γεμίζει με το αέριο του στοιχείου που πρόκειται να επιταχυνθεί. Από την μία πλευρά του σωλήνα βρίσκεται η άνοδος η οποία διαθέτει μια μικρή οπή ($< 0.5 \text{ mm}$), ενώ μετά την άνοδο τοποθετείται ένα ηλεκτρόδιο εξαγωγής. Στην άλλη πλευρά του σωλήνα βρίσκεται το ηλεκτρόδιο καθόδου το οποίο αποτελείται από πλάτινα επικαλυμμένη από ανθρακικό βάριο (BaCO_3). Κατά την διέλευση ρεύματος μερικών δεκάδων Ampere από το ηλεκτρόδιο της καθόδου προκαλείται εκπομπή ηλεκτρονίων από

την επιφάνεια του τα οποία συγκρούονται με τα μόρια του αέρα και δημιουργούν ένα βολταϊκό τόξο ρεύματος λίγων Ampere .

Η υψηλή θερμοκρασία που δημιουργεί το τόξο σε συνδυασμό με την χαμηλή πίεση του αερίου δημιουργούν την κατάσταση πλάσματος που συγκρατείται μέσω του πεδίου του πηνίου πλησίον της οπής εξαγωγής. Τα περιφερειακά αρνητικά ιόντα του πλάσματος έλκονται από το ηλεκτρόδιο εξαγωγής (το οποίο βρίσκεται σε τάση $20kV$) και οδηγούνται σε ένα ηλεκτροστατικό φακό, εστιάζονται και στη συνέχεια οδηγούνται στον προεπιταχυντικό σωλήνα για την πρώτη επιτάχυνση των $60kV$. Στη συνέχεια η δέσμη επιταχύνεται στο σωλήνα χαμηλής ενέργειας, ως δέσμη αρνητικών ιόντων, διέρχεται μέσα από τη δεξαμενή του επιταχυντή και απογυμνώνεται στον ιονιστήρα συνεχίζοντας ως δέσμη θετικών ιόντων στο σωλήνα επιτάχυνσης υψηλής ενέργειας.

Τα θετικά ιόντα προκύπτουν καθώς τα αρνητικά ιόντα οδηγούνται στον πρώτο μαγνήτη απόκλισης (2a) διαχωρίζονται ανάλογα με τη μάζα τους και στρέφονται κατά 30° προκειμένου να εισέλθουν στην κεντρική γραμμή μεταφοράς. Έπειτα αφού η δέσμη περάσει μέσα από δύο φακούς εστίασης (3) δέχεται το θετικό ελκτικό δυναμικό (έως $5MV$) από τη γεννήτρια του επιταχυντή Van de Graaf και τότε όπως ήδη αναφέραμε διέρχεται από τη δεξαμενή του επιταχυντή. Έτσι επειδή τα ιόντα στο κέντρο του επιταχυντή διέρχονται από ένα λεπτό υμένιο άνθρακα, μετατρέπονται σε θετικά καθώς το υμένιο άνθρακα λειτουργεί ως απογυμνωτής ηλεκτρονίων.

Η θετική αυτή πλέον δέσμη των ιόντων απωθείται από το θετικό δυναμικό της γεννήτριας και επιταχύνεται για δεύτερη φορά στο σωλήνα στο σωλήνα επιτάχυνσης υψηλής ενέργειας. Στην συνέχεια λοιπόν αφού η δέσμη διέλθει μέσα από ηλεκτρομαγνητικά τετράπολα (4a) προκειμένου να εστιαστεί, οδηγείται στο μαγνήτη ανάλυσης (5) όπου γίνεται η τελική επιλογή των ιόντων βάσει της επιθυμητής ενέργειας και στρέφεται κατά 90° . Αφού εστιαστεί για μια ακόμη (4b) φορά οδηγείται μέσω του μαγνήτη απόκλισης (2b) και μέσω διάφορων οπτικών στοιχείων και μέσω διαφραγμάτων (collimators) σε μια από τις πέντε πειραματικές διατάξεις (6).

3.2 Ανιχνευτικές Διατάξεις

Για τα δύο πειράματα που ακολουθούν χρησιμοποιούνται ανιχνευτές στερεάς κατάστασης. Στο πείραμα για την μέτρηση του πάχους χρησιμοποιήσαμε ανιχνευτές πυριτίου ενώ για την (p, γ) μέτρηση χρησιμοποιήσαμε ανιχνευτής γερμανίου. Οι

ανιχνευτές τέτοιου τύπου παρουσιάζουν σημαντικά πλεονεκτήματα. Αφενός η τροχιά του σωματιδίου, προτού αυτό μεταφέρει την ολική κινητική του ενέργεια στο υλικό μειώνεται σημαντικά και παράλληλα αυξάνει δραστικά η πυκνότητα ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς του. Αφετέρου η ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής είναι πολύ καλύτερη στους ανιχνευτές τέτοιου τύπου.

Τα υλικά που χρησιμοποιούνται στους ανιχνευτές θα πρέπει να πληρούν κάποιες προϋποθέσεις. Αρχικά δεν μπορεί να είναι αγωγός, γιατί θα είχε ως αποτέλεσμα η εφαρμογή του δυναμικού V να δημιουργήσει ένα σταθερό ρεύμα που θα επισκιάσει τη συλλογή φορτίου ιονισμού. Από την άλλη πλευρά ένας τέλειος μονωτής δεν θα επιτρέψει την κίνηση του φορτίου που δημιουργεί ο ιονισμός στην άνοδο και την κάθοδο της διάταξης. Λόγω των παραπάνω τα υλικά που προτιμώνται ανήκουν στην κατηγορία των ημιαγωγών σε κρυσταλλική μορφή.

Τα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου μπορούν να καταλάβουν δύο περιοχές ενέργειας που σημειώνονται ως ζώνη σθένους και ζώνη αγωγιμότητας. Οι ιδιότητες που εμφανίζει ένας ημιαγωγός οφείλονται στην ύπαρξη μιας απαγορευμένης ζώνης ενέργειας την οποία δεν μπορούν να καταλάβουν ηλεκτρόνια.



ΣΧΗΜΑ 3.2: Παραδείγματα ανιχνευτών πυριτίου.

Από τα υπάρχοντα στη βιομηχανία κρύσταλλα σήμερα το πυρίτιο και το γερμάνιο έχουν τις καλύτερες ιδιότητες για αυτούς τους ανιχνευτές. Το κυριότερο μειονέκτημα αυτών των υλικών είναι το μικρό εύρος της απαγορευμένης ζώνης ($1.2eV$ για το πυρίτιο και $0.78eV$ για το γερμάνιο). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τόσο στο γερμάνιο όσο και στο πυρίτιο θερμικές διαταραχές του πλέγματος να προωθούν τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας με αποτέλεσμα το ρεύμα να δημιουργείται με την

ανάπτυξη του ηλεκτρικού πεδίου και να υπερβαίνει τα ανεκτά όρια. Το πρόβλημα αυτό λύνεται είτε με την ψύξη του ανιχνευτή (σε θερμοκρασία υγρού αζώτου) είτε με τις προσμίξεις στον κρύσταλλο του ημιαγωγού. Οι ανιχνευτές αυτοί χρησιμοποιούνται στην ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων αλλά και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.



ΣΧΗΜΑ 3.3: Παραδείγματα ανιχνευτών γερμανίου.

3.3 Πειραματική Διάταξη Μέτρησης Πάχους

Η πρώτη διάταξη που χρησιμοποιήσαμε ήταν για την λήψη φασμάτων σκέδασης που χρησιμοποιήθηκαν για να αναλύσουμε τον στόχο και να βρούμε το πάχος και τις ιδιότητες του. Η δέσμη στην περίπτωση μέτρησης του πάχους του στόχου ήταν δέσμη δευτερίων ενέργειας $2MeV$.

3.3.1 Θάλαμος Σκέδασης-Ανιχνευτική Διάταξη

Η ακτινοβόληση του στόχου και η ανίχνευση των εκπεμπόμενων σωματιδίων πραγματοποιήθηκε σε θάλαμο σκέδασης σε συνθήκες υψηλού κενού (ικανοποιητικής

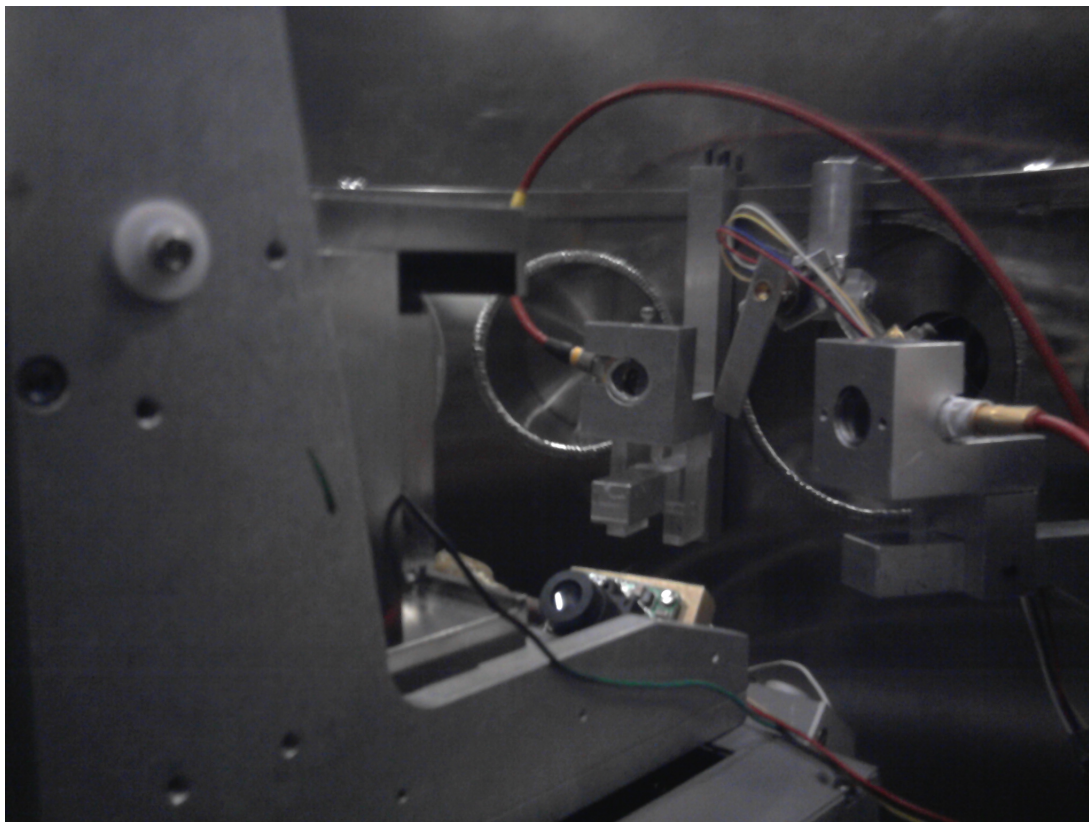
τάξης κενό είναι κοντά στο 10^{-5}). Η δημιουργία του κενού γίνεται με ειδικές τουρμπομοριακές αντλίες κενού αφού πρώτα ο στόχος έχει τοποθετηθεί στον θάλαμο σε κατάλληλο υποδοχέα.



ΣΧΗΜΑ 3.4: Ο υποδοχέας που δέχεται έναν ή και παραπάνω στόχους ώστε να πραγματοποιηθούν πειραματικές μετρήσεις για ανάλυση στόχων

Στο κέντρο του θαλάμου βρίσκεται αυτός ο μεταλλικός υποδοχέας όπου θα στηριχθεί ο προς ακτινοβολήση στόχος. Ο υποδοχέας είναι κατασκευασμένος έτσι ώστε να μπορεί να στηρίξει το στόχο και να μην επηρεάσει την μέτρηση αφού τα μεταλλικά στηρίγματα είναι πολύ λεπτά και τοποθετούνται έτσι ώστε να μην επεμβαίνουν στο στόχο. Ο υποδοχέας βρίσκεται σε κάθετη θέση ως προς την δέσμη και η σωστή τοποθέτηση του στόχου και των ανιχνευτών ώστε να περνά η δέσμη γίνεται με τη βοήθεια laser. Στη βάση του θαλάμου βρίσκονται οι δυο ανεξάρτητοι περιστρεφόμενοι δίσκοι από ανοξείδωτο ατσάλι και προσφέρουν τη δυνατότητα επιλογής γωνιών για τους ανιχνευτές μας με ακρίβεια της τάξης 0.01° . Επίσης υπάρχει η δυνατότητα να ρυθμίσουμε το ύψος στο οποίο θα βρίσκεται ο στόχος.

Για να ανιχνεύσουμε τα σκεδαζόμενα δευτέρια χρησιμοποιήσαμε δύο ανιχνευτές πυριτίου,



ΣΧΗΜΑ 3.5: Ο υποδοχέας του στόχου και οι θέσεις υποδοχείς των ανιχνευτών

στις γωνίες των 160° και 170° για τα σκεδαζόμενα σωματίδια σε απόσταση 20cm από το στόχο. Η επιλογή να έχουμε μετρήσεις για δύο γωνίες έγινε για να επιβεβαιώσουμε όσο το δυνατόν περισσότερο τη μέτρηση του πάχους.

Στην μπροστινή πλευρά των ανιχνευτών τοποθετήθηκαν μάσκες (slits) τανταλίου ώστε να μειωθούν τα σφάλματα στη γωνία ανίχνευσης. Οι μάσκες αυτές έχουν διαστάσεις 4.2×8.4 (cm). Το 4.2 είναι το πλάτος δηλαδή παράλληλο στο γωνιόμετρο και είναι μικρό έτσι ώστε να μειώνεται η αβεβαιότητα στη γωνία από την οποία ο ανιχνευτής ανιχνεύει τα σωματίδια. Το κατακόρυφο άνοιγμα είναι μεγαλύτερο γιατί έτσι αυξάνετε η στερεά γωνία με αποτέλεσμα γρηγορότερες μετρήσεις και καλύτερη στατιστική.

Όσον αφορά την απόσταση των ανιχνευτών από το στόχο δυο ανταγωνιστικοί παράγοντες πρέπει να ληφθούν υπόψιν. Ο πρώτος είναι το πόσο γρήγορα επιθυμούμε να γίνει η μέτρηση και η καλή στατιστική επομένως οι ανιχνευτές θα έπρεπε να είναι όσο πιο κοντά στον στόχο ($\Omega \sim 1/R^2$). Από την άλλη μεριά απαιτείται η ελάττωση του σφάλματος στην γωνία ανίχνευσης και άρα αυτό σήμαινε ότι οι ανιχνευτές έπρεπε να τοποθετηθούν όσο το δυνατόν πιο μακριά από το στόχο. Θα πρέπει λοιπόν να συμβιβάσουμε τις δύο αυτές απαιτήσεις. Γενικά ένα σφάλμα $\pm 1.5^\circ$ στη

γωνία είναι ανεχτό και συνήθως είναι αυτό που υιοθετείται. Αν ονομάσουμε $\Delta\theta$ την απόκλιση στη γωνία και d την απόσταση από το στόχο το σφάλμα υπολογίζεται σε 1.1% (0.6°). Επίσης στην διάταξη υπάρχει το choper ένα λεπτό φύλλο χρυσού που ανά κάποιο ορισμένο χρονικό διάστημα καλύπτει την είσοδο της δέσμης στο θάλαμο που βρίσκεται ο στόχος και με ένα δικό του ανιχνευτή καταγράφει τα γεγονότα αυτά.

3.3.2 Ηλεκτρονική διάταξη

Το γεγονός που καταγράφονται, μετατρέπονται μέσα από ένα σύστημα ηλεκτρονικών στο τελικό φάσμα. Το φορτίο που συλλέγεται αρχικά συγκεντρώνεται σε ένα προενισχυτή και ο οποίος μετατρέπει το συλλεγόμενο φορτίο σε παλμό και του δίνει μια πρώτη ενίσχυση για να γίνει καλύτερη αναλογία του σήματος ως προς τον θόρυβο για να ακολουθήσει η μετέπειτα επεξεργασία. Στη συνέχεια ο παλμός προχωράει στον ενισχυτή ο οποίος πραγματοποιεί την κύρια ενίσχυση του σήματος. Επίσης στον ενισχυτή πραγματοποιείται αποκοπή των θορύβων μέσω φίλτρων συχνοτήτων και η διαμόρφωση του σήματος.

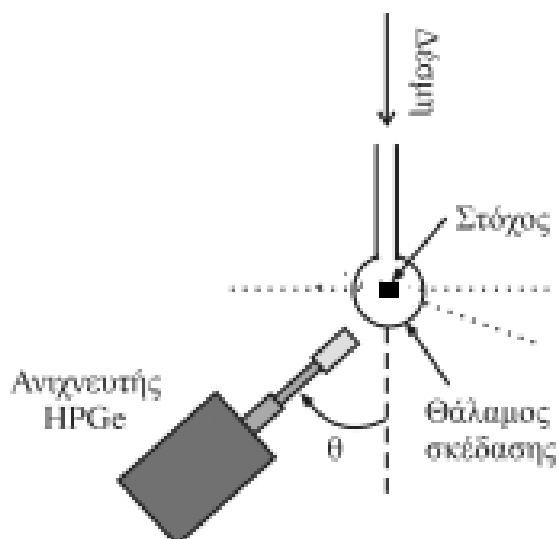
Το αναλογικό σήμα μετατρέπεται σε ψηφιακό μέσω ενός μετατροπέα (ADC) και στη συνέχεια μέσω ενός πολυκαναλικού αναλυτή (MCA) ο παλμός καταχωρείται σε ένα από τα 1024 κανάλια του αναλυτή ανάλογα με το ύψος του. Τελικά το σήμα καταλήγει στον ηλεκτρονικό υπολογιστή με τη μορφή διαγράμματος-φάσματος όπου στον άξονα των x καταγράφονται τα κανάλια (Channels) και στον άξονα των y καταγράφονται τα γεγονότα (counts)

3.4 Πειραματική διάταξη (p, γ) αντίδρασης

Το επόμενο πείραμα αυτό της μέτρησης του φάσματος της (p, γ) αντίδρασης πραγματοποιήθηκε σε μια διαφορετική διάταξη όπως αυτή περιγράφεται ακολούθως.

3.4.1 Ανιχνευτική Διάταξη

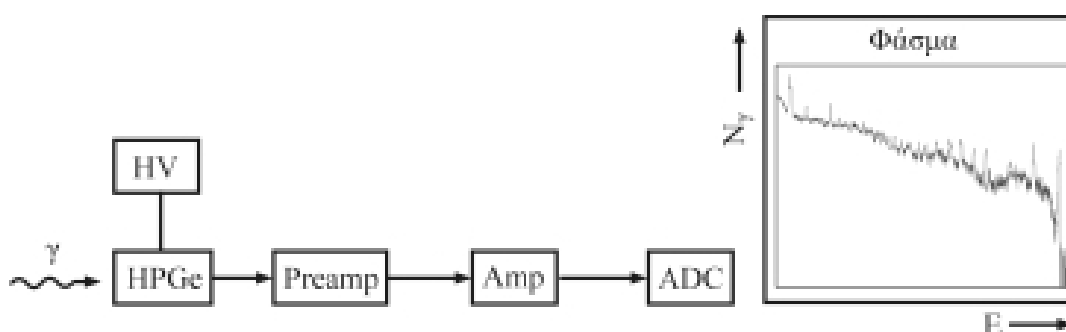
Η παρακάτω διάταξη χρησιμοποιήθηκε για το φάσμα της (p, γ) αντίδρασης στις διάφορες ενέργειες. Το παρακάτω σχήμα μας δίνει μια αναπαράσταση του πώς είχε η πειραματική διάταξη.



Στην παραπάνω πειραματική διάταξη παρατηρούμε ότι ο ανιχνευτής γερμανίου (HPGe) σχετικής απόδοσης 50% βρίσκεται τοποθετημένος σε γωνιομετρική τράπεζα και μπορεί να περιστραφεί γύρω από το στόχο και να τοποθετηθεί στη γωνία που θέλουμε να πραγματοποιηθεί η μέτρηση. Ο στόχος τοποθετήθηκε κάθετα ως προς τη δέσμη στον ειδικό θάλαμο και δημιουργήσαμε ειδικές συνθήκες υψηλού κενού. Η μέτρηση έγινε για πέντε ενέργειες δέσμης για γωνία ανιχνευτή 55° και το ρεύμα της δέσμης ήταν $0.2\mu\text{A}$. Λόγω της μικρής αυτής έντασης ρεύματος ο στόχος ψυχόταν συνεχώς με αέρα. Η δέσμη καθοδηγείται μέσω των ειδικών collimators ώστε να φτάσει στο στόχο με καλή γεωμετρία και καλά εστιασμένη.

3.4.2 Ηλεκτρονική διάταξη

Η ηλεκτρονική διάταξη και σε αυτήν την περίπτωση είναι όμοια με αυτήν που περιγράφηκε και για το πείραμα της μέτρησης του πάχους του στόχου. Το παρακάτω σχήμα δίνει μια αναπαράσταση της διαδρομής που ακολουθεί το φορτίο



όπου το preamp είναι ο προενισχυτής και amp ο ενισχυτής. Το φάσμα που συλλέγεται στον ηλεκτρονικό υπολογιστή δίνει πάλι τα γεγονότα ως προς τα κανάλια. Επίσης το αρχείο του φάσματος μας δίνει και όλα τα χρήσιμα για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων στοιχεία όπως το χρόνο διεξαγωγής της μέτρησης αλλά και τον πραγματικό χρόνο, το χρόνο δηλαδή κατά τον οποίο ανιχνεύονταν γεγονότα.

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων

Το τελικό πείραμα της (p, γ) μέτρησης για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής θα πρέπει να γίνει αφού έχει προηγηθεί η μέτρηση του πάχους του στόχου ώστε να δούμε ότι η ποσότητα του καισίου και του ιωδίου στο στόχο είναι αρκετή για να πραγματοποιηθεί το πείραμα. Επίσης το πάχος όπως είδαμε στον τύπο (2.21) είναι ένα από τα στοιχεία για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Οπότε θα πρέπει αρχικά να αναλύσουμε το πείραμα για το πάχος του στόχου.

4.1 Μέτρηση Πάχους Στόχου

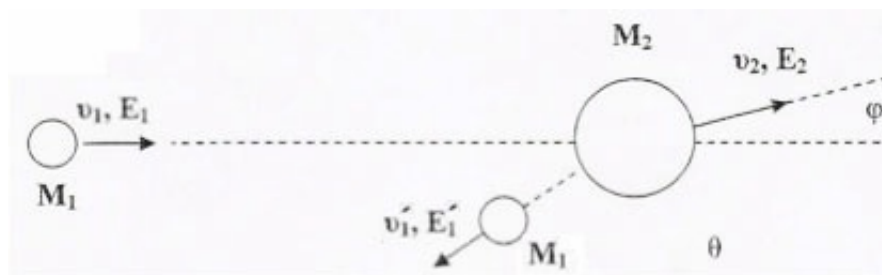
Ο στόχος μας αποτελείται από ένωση ιωδιούχου καισίου (CsI) που βρίσκεται πάνω σε παχύ υπόστρωμα τανταλίου το οποίο σε σχέση με την ποσότητα του CsI θεωρείται άπειρου πάχους. Για να μετρήσουμε το πάχος του στόχου χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry). Αφού τοποθετήθηκε ο στόχος στην πειραματική διάταξη έγινε ακτινοβολήση αυτού με δέσμη δευτερίων ενέργειας 2MeV . Η μέτρηση έγινε για ανιχνευτές τοποθετημένους σε δύο γωνίες αυτές 160 μοιρών και 170 μοιρών για τα σκεδαζόμενα σωματίδια. Τα φάσματα του πειράματος αυτού αναλύθηκαν με το πρόγραμμα SIMNRA.

Το πρόγραμμα αυτό προσφέρει μια ανάλυση πολυεπίπεδη και βοηθά όχι μόνο στην εύρεση του πάχους του στόχου αλλά στην ευρύτερη κατανόηση του στόχου και του πειράματος. Λαμβάνουμε φάσματα για τον στόχο του ιωδιούχου καισίου (CsI) αλλά και για στόχο χρυσού (Au) και αλουμινίου (Al). Ο λόγος που χρειαζόμαστε τα φάσματα των δύο τελευταίων είναι για να γίνει τη βαθμονόμηση (calibration)

των προσομοιωμένων φασμάτων μέσω της μεθόδου με το `choper` όπως θα δούμε στη συνέχεια.

4.1.1 Μέθοδος οπισσκέδασης *Rutherford RBS*

Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην σκέδαση *Rutherford* η οποία αφορά σκέδαση φορτισμένων σωματιδίων από τους πυρήνες του στόχου για ενέργειες των σωματιδίων ως προς τον στόχο που δεν ξεπερνούν το φράγμα δυναμικού *Coulomb*. Θεωρούμε βλήμα με μάζα M_1 και ενέργεια E_1 που προσκρούει σε ακίνητο πυρήνα μάζας M_2 του στόχου. Η σκέδαση η οποία οφείλεται μόνο στο δυναμικό *Coulomb* του πυρήνα-στόχου, μεταφέρει ένα μέρος της ενέργειας του βλήματος στον στόχο κι έτσι το σκεδαζόμενο σωματίδιο απομακρύνεται με ενέργεια E_1' μικρότερη από την αρχική του. Η ενέργεια E_1' όπως αυτή προκύπτει από την αρχή διατήρησης της



ΣΧΗΜΑ 4.1: Οπισσκέδαση *Rutherford*

ορμής και την αρχή διατήρησης της ενέργειας έχει την μορφή:

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

Η ενεργός διατομή σε αυτές τις ενέργειες υπολογίζεται από τον τύπο του *Rutherford*:

$$\sigma_R(E_1, \theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_1} \right)^2 \times \frac{2[(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta]^2}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (4.1)$$

όπου με Z_1, Z_2 συμβολίζουμε τον ατομικό αριθμό των ιόντων δέσμης και του στόχου αντίστοιχα. Από τις σχέσεις που καταλήξαμε διαπιστώνουμε ότι:

1. Η ενέργεια του σκεδαζόμενου σωματιδίου είναι μεγαλύτερη όταν αυτή συμβαίνει από πυρήνες μεγαλύτερης μάζας και μικρότερη όταν συμβαίνει για μεγαλύτερη γωνία.

2. Η διαφορική ενεργός διατομή *Rutherford* αυξάνεται ραγδαία με την αύξηση του

ατομικού αριθμού και μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας του βλήματος και της γωνίας σκέδασης.

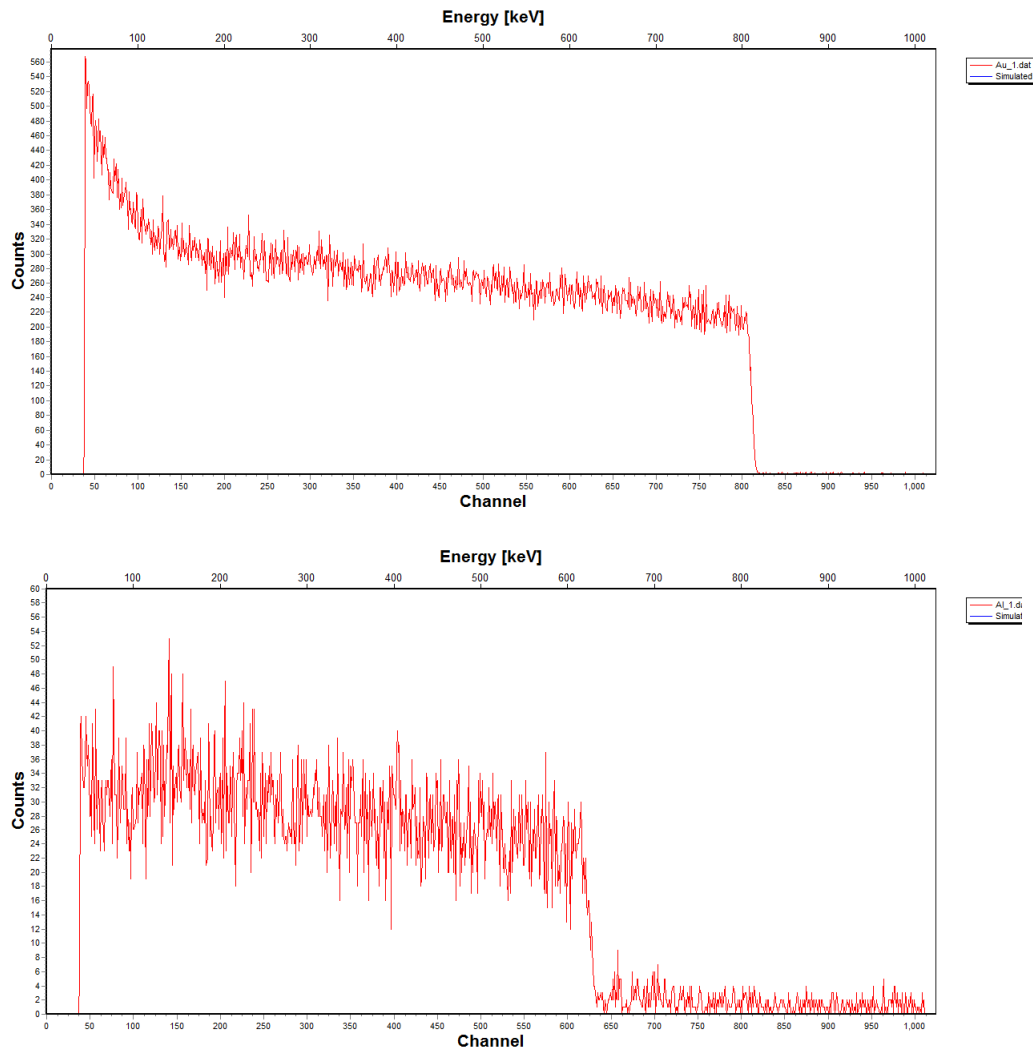
Οι γωνίες οπισσοσκέδασης προτιμώνται στις διαδικασίες ανάλυσης στόχων αν και η ενεργός διατομή είναι μικρή. Αυτό συμβαίνει λόγω του μεγάλου πάχους του στόχου που έχουμε στις διάφορες εφαρμογές. Συγκεκριμένα η ενεργειακή διακριτική ικανότητα βελτιώνεται για γωνίες οπισσοσκέδασης και για αυτό προτιμώνται αυτές οι γωνίες ώστε να έχουμε πιο ευδιάκριτες κορυφές αφού οι στόχοι μας αποτελούνται από περισσότερα από ένα στοιχεία.

Επίσης, λόγω του πάχους των προς ανάλυση δειγμάτων υπάρχει περίπτωση το σκεδαζόμενο σωματίδιο να μην εξέλθει του στόχου ή να διανύσει πολύ μεγάλη απόσταση εντός του στόχου με αποτέλεσμα ο ενεργειακός διασκεδασμός της δέσμης λόγω της ισχύος ανάσχεσης να είναι μεγάλος. Έτσι η διακριτική ικανότητα όπως αυτή καθορίζεται για την κινηματική της σκέδασης να μειώνεται. Για λεπτούς στόχους αντίθετα η διακριτική ικανότητα βελτιώνεται ακόμα και για δέσμες βαρύτερων στοιχείων αφού ο ενεργειακός διασκεδασμός είναι μικρός.

Η ανίχνευση ενός στοιχείου με την παραπάνω μέθοδο εξαρτάται και από τα υπόλοιπα στοιχεία που αποτελούν τον στόχο. Έτσι η ύπαρξη ενός βαριού στόχου πάνω σε βαρύ στόχο θα έχει δυσκολίες αφού το κανάλι εμφάνισης λόγω ενέργεια σκέδασης είναι πολύ κοντά το ένα με το άλλο και συνεπώς θα χρειαστεί πολύ προσεκτική ανάλυση για να ανιχνευθεί η ουσία στη σωστή της ποσότητα. Τέλος ένα από τα βασικότερα πλεονεκτήματα της μεθόδου αυτής είναι ότι η ενεργός διατομή της είναι αναλυτικά υπολογισμένη και συνεπώς δεν απαιτούνται πειραματικά δεδομένα.

4.1.2 Υπολογισμός των στοιχείων βαθμονόμησης (*calibration*)

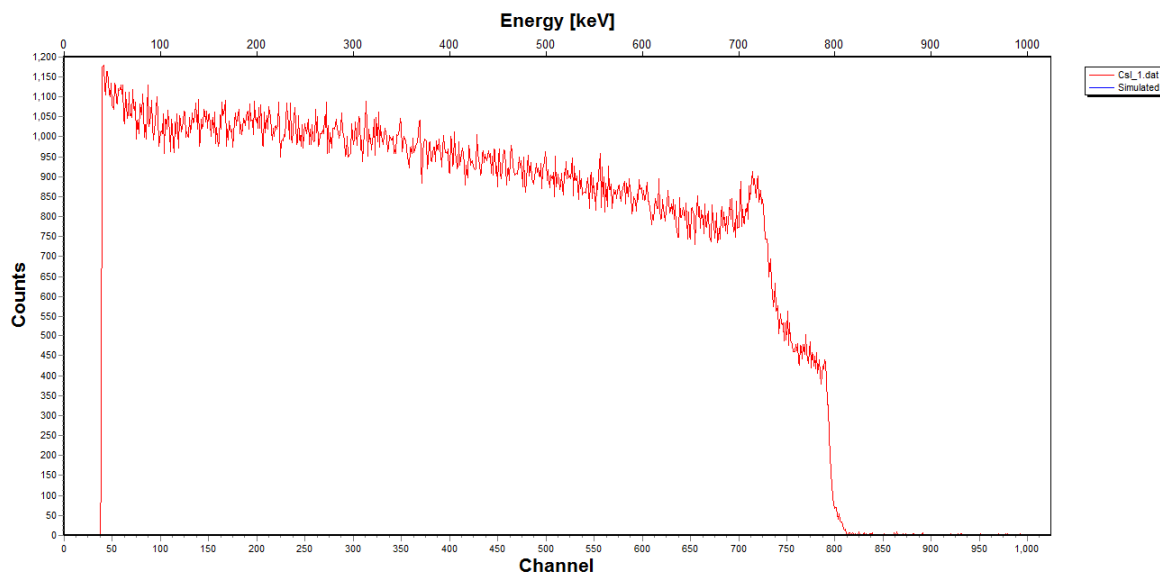
Για να υπολογιστούν οι όροι για τη βαθμονόμηση (*calibration*) των φασμάτων ώστε η προσομοίωση να βρίσκεται σε συμφωνία με το πειραματικό φάσμα για να ακολουθήσει η επεξεργασία χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά φάσματα που πήραμε για τον χρυσό (*Au*) και το αλουμίνιο (*Al*). Τα φάσματα όπως παριστάνονται στις εικόνες στο σχήμα 4.2, μπορούμε να τα αξιολογήσουμε ως προς τα χαρακτηριστικά τους και το λόγο για τον οποίο είναι καλύτερα να χρησιμοποιήσουμε τα δύο αυτά φάσματα για σκοπούς βαθμονόμησης.



ΣΧΗΜΑ 4.2: Φάσματα *SIMNRA* για χρυσό(*Au*) και αλουμίνιο(*Al*)

Οι δύο αυτοί στόχοι είναι στόχοι, όπως φαίνεται στα παραπάνω φάσματα, μεγάλου πάχους (συνεχές φάσμα γεγονότων ως προς τα κανάλια που φτάνει κοντά στο κανάλι μηδέν) που θεωρούνται άπειροι για την καταχώρηση στο τμήμα target του προγράμματος επεξεργασίας *SIMNRA*. Ο στόχος για το Ιωδιούχο Καίσιο προτιμήσαμε να μην χρησιμοποιηθεί στη βαθμονόμηση των φασμάτων καθώς δίνει φάσμα της μορφής του σχήματος 4.3.

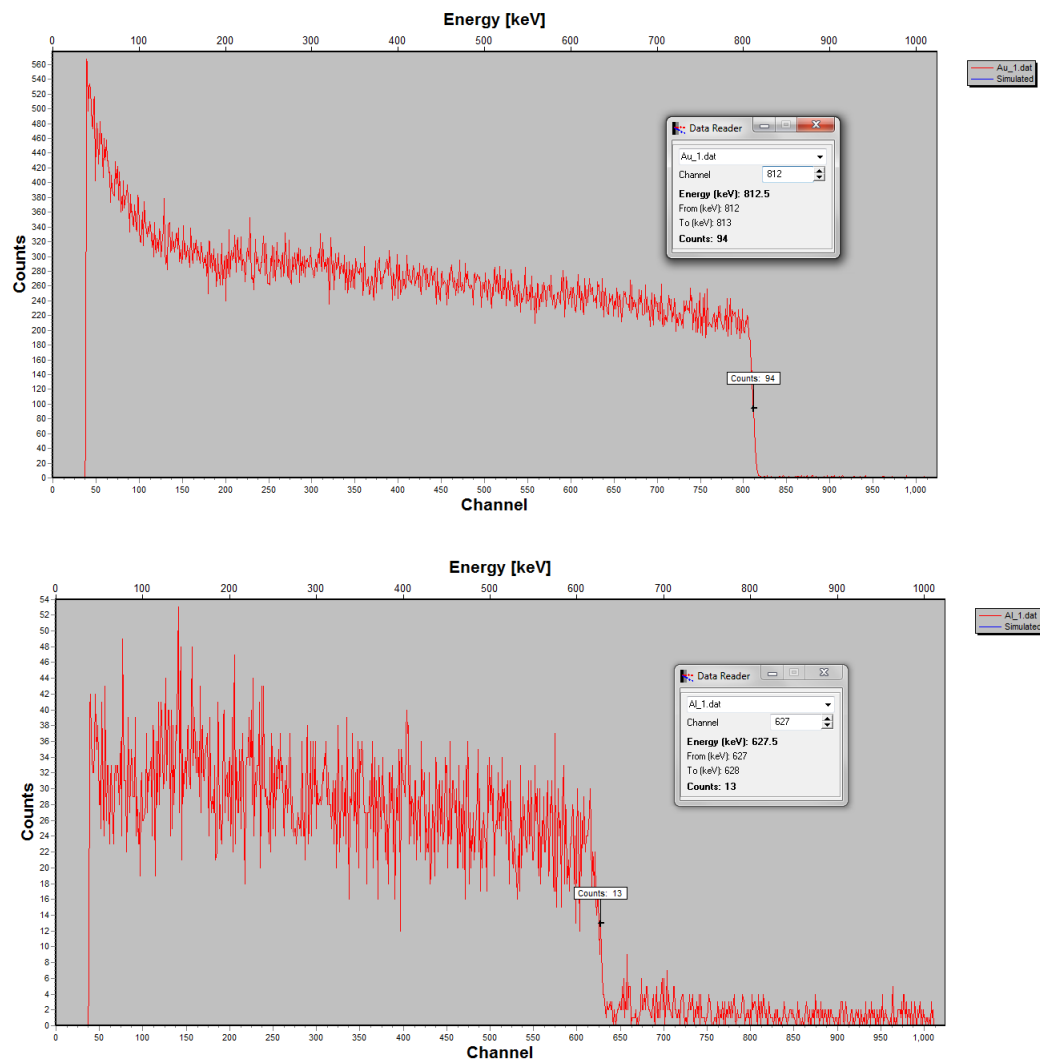
Το φάσμα αυτό είναι πολύπλοκο στη μορφή και δεν μπορούμε να ισχυριστούμε ότι μπορούμε να έχουμε ξεκάθαρα την κορυφή του καισίου ή του ιωδίου. Άρα προτιμάμε να χρησιμοποιήσουμε τα “καθαρά” φάσματα των δύο στόχων που αποτελούνται από ένα στοιχείο παρά τον συγκεκριμένο στόχο που αποτελείται από τρία τουλάχιστον στοιχεία (καίσιο, ιώδιο και ταντάλιο).

ΣΧΗΜΑ 4.3: Το φάσμα για Ιωδιούχο Καίσιο(CsI)

Για να το calibration χρειαζόμαστε τις κορυφές των φασμάτων των δύο στοιχείων που αναφέραμε (χρυσό και αλουμίνιο). Αυτές θεωρούνται σε κάθε περίπτωση η μέση της κάθε ανόδου. Αυτό συμβαίνει όταν η κορυφή μας δεν είναι λεπτή-αιχμηρή κορυφή αλλά πλατιά. Στη δική μας περίπτωση που έχουμε άπειρους στόχους ισχύει ότι ισχύει για πλατιές κορυφές. Με τον όρο μέση της ανόδου εννοούμε τα σημεία που φαίνονται στο σχήμα 4.4 με μαύρα σημεία.

Χρειαζόμαστε δύο σημεία για την βαθμονόμηση ώστε να πάρουμε την ευθεία και την εξίσωση αυτής, που θα μας δώσει τα στοιχεία της βαθμονόμησης. Ένα από το κάθε στοιχείου (χρυσός και αλουμίνιο) ώστε να προσομοιωθούν τα φάσματα. Δηλαδή το προσομοιωμένο φάσμα να έχει για κανάλι εξόδου σε συμφωνία με αυτό του πειραματικού. Η σχέση της βαθμονόμησης είναι μια σχέση που ορίζεται ανάμεσα σε κανάλια και ενέργειες ώστε να έχουμε συσχέτιση των δύο αυτών μεγεθών. Γνωρίζουμε την ενέργεια που θα έχουν τα σκεδαζόμενα από τον εκάστοτε στόχο δευτέρια, επιθυμούμε όμως να γνωρίζουμε το κανάλι σε κάθε περίπτωση καθώς το πειραματικό φάσμα αποτελεί γεγονός σε συνάρτηση με τα κανάλια. Έτσι έχουμε ένα ζεύγος συντεταγμένων που καθορίζει και χαρακτηρίζει την κάθε κορυφή (σημείο) του κάθε στοιχείου.

Αν θέσουμε λοιπόν ως συντεταγμένες τα (x, y) , το x αναπαριστά το κανάλι όπου έχουμε την κορυφή και το οποίο το βρίσκουμε από το data reader, εργαλείο του SIMNRA . Το y με τη σειρά παριστάνει την ενέργεια που έχουν τα σωματίδια μετά την σκέδαση τους από το στοιχείο του κάθε στόχου. Ενέργεια η οποία θα βρεθεί

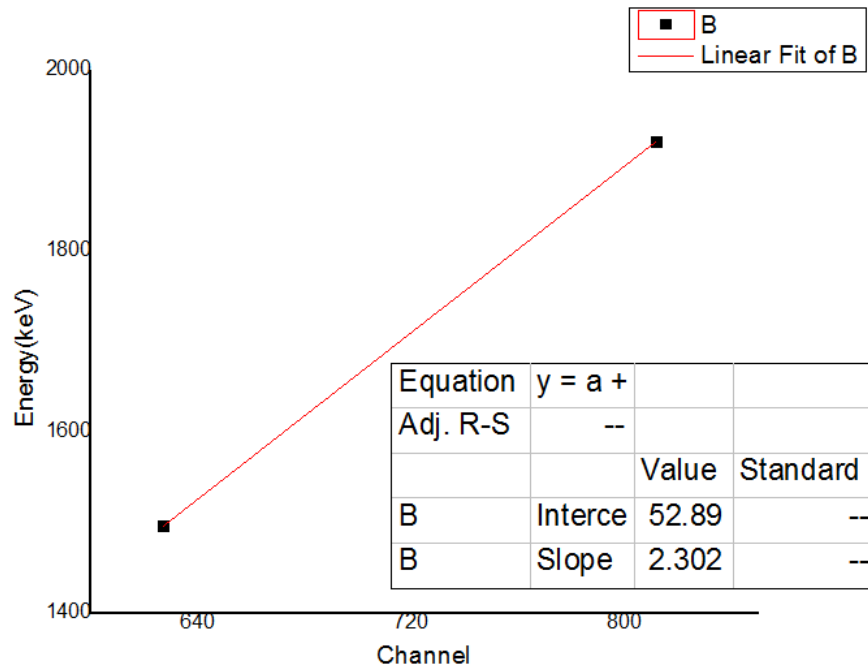


ΣΧΗΜΑ 4.4: Αναπαράσταση της έννοιας μέση ανόδου. Οι πλάτιες κορυφές των άπειρων στόχων απαιτούν να αναζητήσουμε την κορυφή του στοιχείου στη μέση της ανόδου στην καταγραφή γεγονότων στα διάφορα κανάλια.

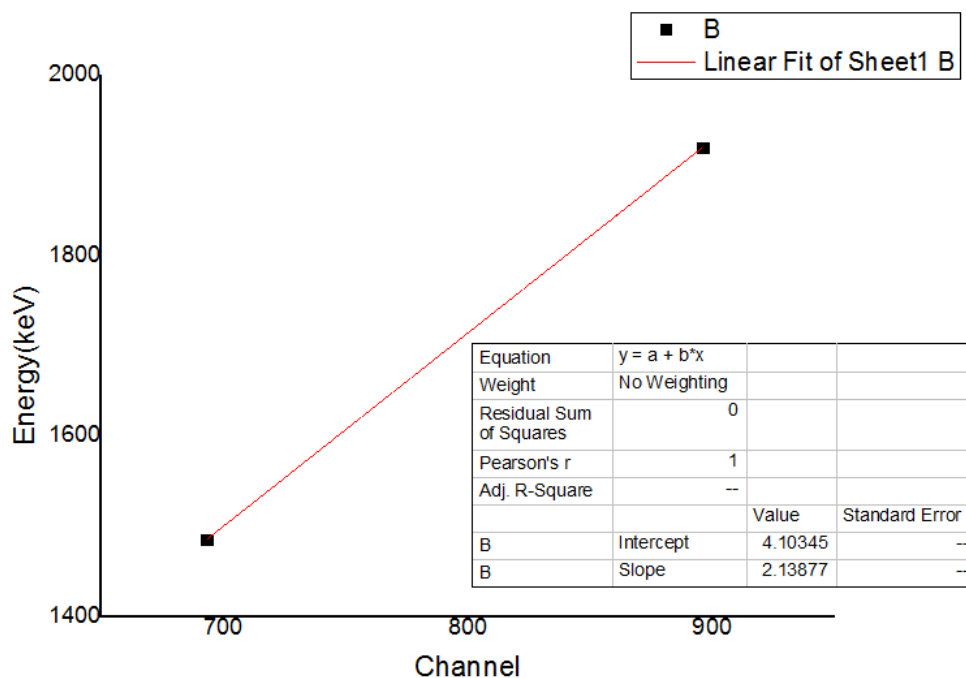
από την δυνατότητα που μας δίνει το πρόγραμμα μέσω της λειτουργίας Kinematics όπου θα εφαρμόσουμε το συνολικό πλαίσιο του πειράματος και θεωρώντας το κάθε ένα από τα δύο στοιχεία, το πρόγραμμα θα μας υπολογίσει την ενέργεια των σκεδαζόμενων σωματιδίων μετά την πρόσκρουση σε πυρήνες χρυσού και πυρήνες αλουμινίου. Ο πίνακα για τις τιμές των ενεργειών και των καναλιών όπως αυτά βρέθηκαν από τα φάσματα για κάθε μια από τις δύο γωνίες να διαμορφώνεται ως εξής:

	160		170	
Στοιχείο	Channel	Energy	Channel	Energy
Au	812	1922.21	896	1920.44
Al	627	1496.32	693	1486.27

Από τα δύο σημεία για τις 160 μοίρες διαμορφώνεται η αντίστοιχη ευθεία.



Για την ανάλυση στις 170 μοίρες έχουμε:



Τις ευθείες αυτές τις δημιουργούμε με τη βοήθεια του προγράμματος Origin . Το πρόγραμμα αυτό μας δίνει επίσης όπως φαίνεται εκτός από την ευθεία και τα στοιχεία που αντιστοιχούν σε κάθε μία από αυτές. Χρησιμοποιούμε λοιπόν την κλίση (slope) των ευθειών ως το στοιχείο energy/channel στο experiment set up και ο προστιθέμενος όρος (Intercept) στην εξίσωση της ευθείας χρησιμοποιείται ως το calibration offset του experiment set up .

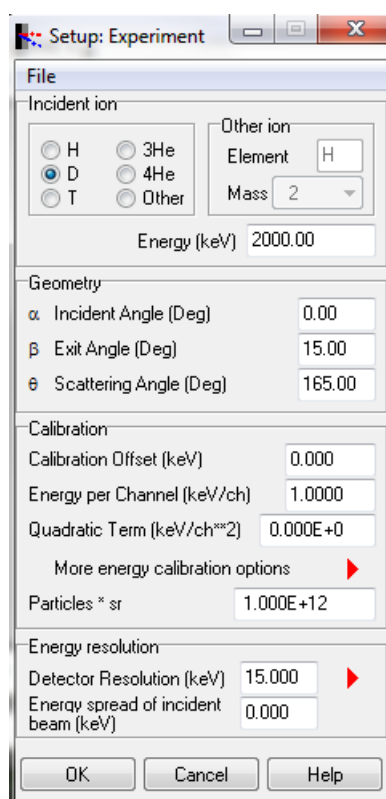
Τα στοιχεία της βαθμονόμησης των φασμάτων θα ισχύουν για όλα τα φάσματα είτε πρόκειται για τον χρυσό, είτε για το αλουμίνιο είτε για το ιωδιούχο καίσιο πράγμα που όπως προέκυψε ισχύει. Η διαδικασία αυτή είναι πολύ σημαντικό να γίνει με μεγάλη προσοχή καθώς θα πρέπει το προσομοιωμένο φάσμα να έχει όσο το δυνατόν μεγαλύτερη αντιστοιχία με το πειραματικό για να εκτιμήσουμε σωστά το πάχος του στόχου, το οποίο υπολογίζεται με τη βοήθεια του φάσματος που έχουμε προσομοιώσει.

4.1.3 Υπολογισμός του $Q \cdot \Omega$

Το επόμενο βήμα στην ανάλυση των πειραματικών φασμάτων είναι να βρεθεί το φορτίο που δέχεται ο στόχος έτσι όπως αυτό ανιχνεύεται. Σκοπός της διαδικασίας αυτής είναι να βρεθεί αυτή η ποσότητα για τον στόχο που αναλύουμε. Όμως

έχουμε ήδη αναφερθεί στη δυσκολία που παρουσιάζει το φάσμα αυτό ως προς την μορφή του και συνεπαγόμενα στην ανάλυση του. Άρα και πάλι θα χρειαστούμε τη βοήθεια ενός από τα δύο πιο κατανοητά φάσματα για να καταλήξουμε στην ποσότητα για το επιθυμητό φάσμα.

Ας δούμε όμως αρχικά πως αναλύεται αυτή η ποσότητα. Το Q συμβολίζει το πλήθος των σωματιδίων που προσπίπτουν στον στόχο και με Ω συμβολίζεται η στερεά γωνία με την οποία οι ανιχνευτές υποτείνουν τον στόχο.



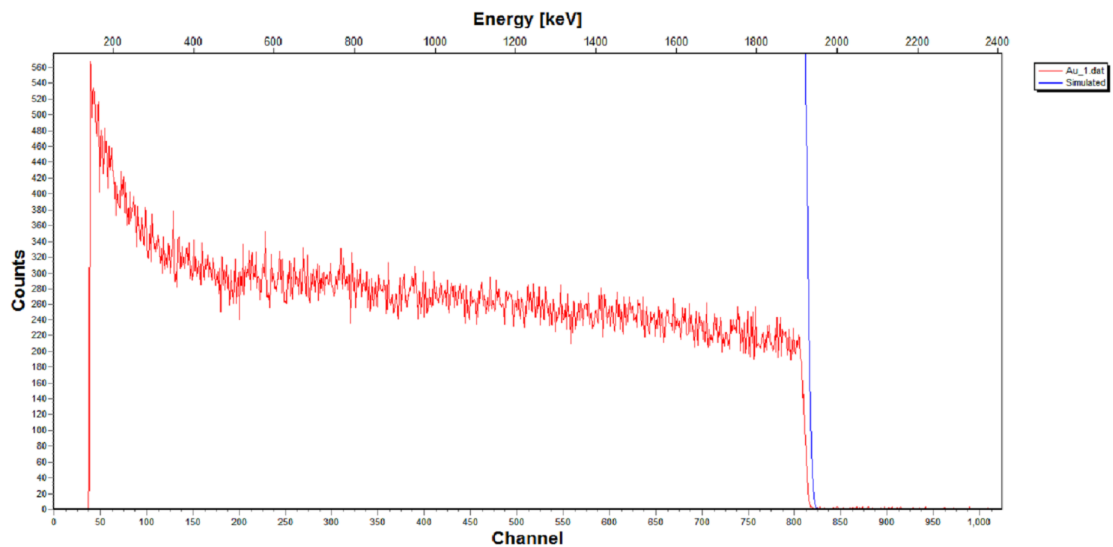
ΣΧΗΜΑ 4.5: Το παράθυρο για το *set up experiment*

Για το πρόγραμμα μας η ποσότητα αυτή συμπεριλαμβάνεται στο τμήμα *Experiment Set up* με το όνομα *Particles*Steradian* και αποτελεί μια από τις βασικές παραμέτρους στην προσομοίωση του πειραματικού φάσματος. Έτσι από εδώ και στο εξής είτε αναφερόμαστε στην ποσότητα *Particles * Steradian* είτε στο $Q \cdot \Omega$ θα αναφερόμαστε στη ίδια ποσότητα.

Για να υπολογιστεί το φορτίο του ιωδιούχου καισίου θα πρέπει όπως ήδη αναφέραμε να υπολογιστεί πρώτα το φορτίο σε ένα από τα άλλα δύο στοιχεία εμείς επιλέξαμε αυτό για τον χρυσό (Au). Η μορφή του φάσματος του χρυσού διευκολύνει τον υπολογισμό της παραμέτρου αυτής.

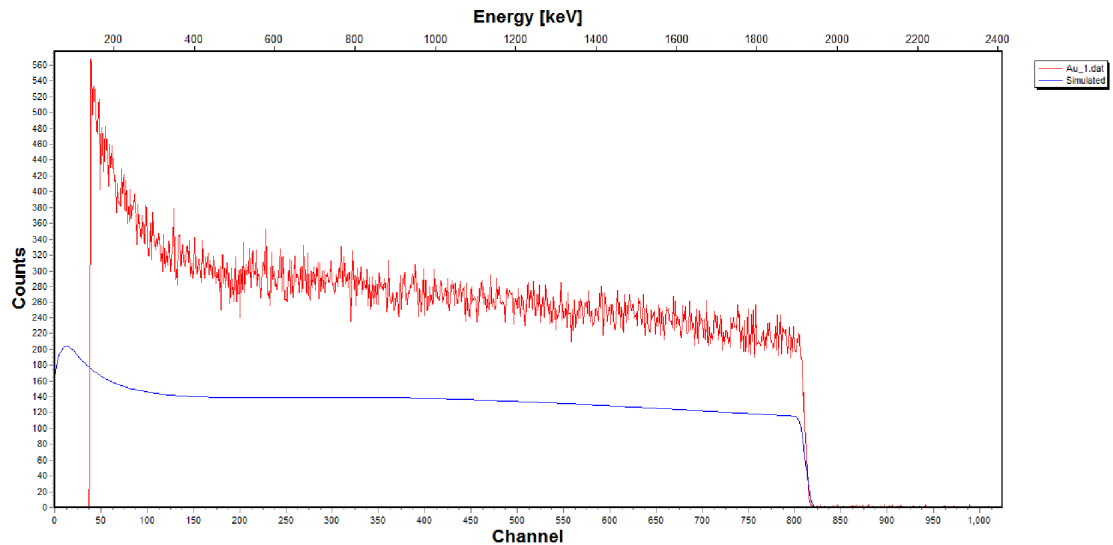
Συμπεριλαμβάνουμε λοιπόν τις σταθερές βαθμονόμησης στα στοιχεία του πειράματος (energy/channel και calibration offset) όπως αυτές υπολογίστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο και αναπαράγουμε την προσομοίωση του φάσματος για τον χρυσό με την εντολή `calculate spectrum`. Παράγουμε το φάσμα με βάση την ορισμένη τιμή από το ίδιο το πρόγραμμα για την ποσότητα `Particles*Steradian`.

Όταν παράγεται το προσομοιωμένο (simulated) φάσμα για το χρυσό αυτό που παίρνουμε έχει τη μορφή που παρατηρούμε στο σχήμα 4.6. Το φορτίο δηλαδή του προσομοιωμένου φάσματος είναι υπερεκτιμημένο αφού βλέπουμε από την εικόνα ότι τα δύο φάσματα πειραματικό και προσομοιωμένο δεν συμφωνούν ως προς το ύψος με το φάσμα προσομοίωσης να είναι υπερβολικά ψηλότερο (δεν διακρίνουμε την οριζόντια "ευθεία" του φάσματος για counts της τάξης αυτών του πειραματικού).



ΣΧΗΜΑ 4.6: Η πρώτη προσομοίωση για το φάσμα του χρυσού δεχόμενοι την τιμή $Particles * Steradian$ του προγράμματος παρουσιάζει σημαντική απόκλιση από το πειραματικό φάσμα.

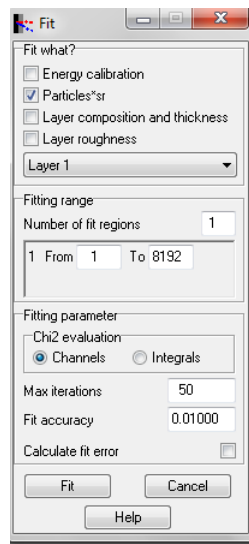
Άρα η πρώτη διόρθωση είναι προσεγγιστική και γίνεται για την τάξη μεγέθους για την τιμή της ποσότητας `Particles*Steradian` στο `experiment set up` στην τάξη του 10^9 από 10^{12} που δίνει το πρόγραμμα. Το αποτέλεσμα όμως αποκλίνει και πάλι από το πειραματικό φάσμα με το πειραματικό φάσμα αυτή τη φορά να υπερέχει σε ύψος του προσομοιωμένου (Σχ.4.7). Σταδιακές διορθώσεις στην αριθμητική τιμή (αυξάνοντας το 1 μπροστά από το 10^9) μας δίνουν μια καλή προσέγγιση μεταξύ των δύο φασμάτων. Οι τελικές διορθώσεις που χρειάζονται στην προσομοίωση του



ΣΧΗΜΑ 4.7: Η διόρθωση στην τάξη μεγέθους μας επιβεβαιώνει πόσο τελικά θα είναι αυτή.

φάσματος μπορούν να γίνουν μέσω μιας λειτουργίας που μας παρέχει το πρόγραμμα *SIMNRA* και ονομάζεται *fit spectrum*.

Όπως βλέπουμε από την εικόνα :



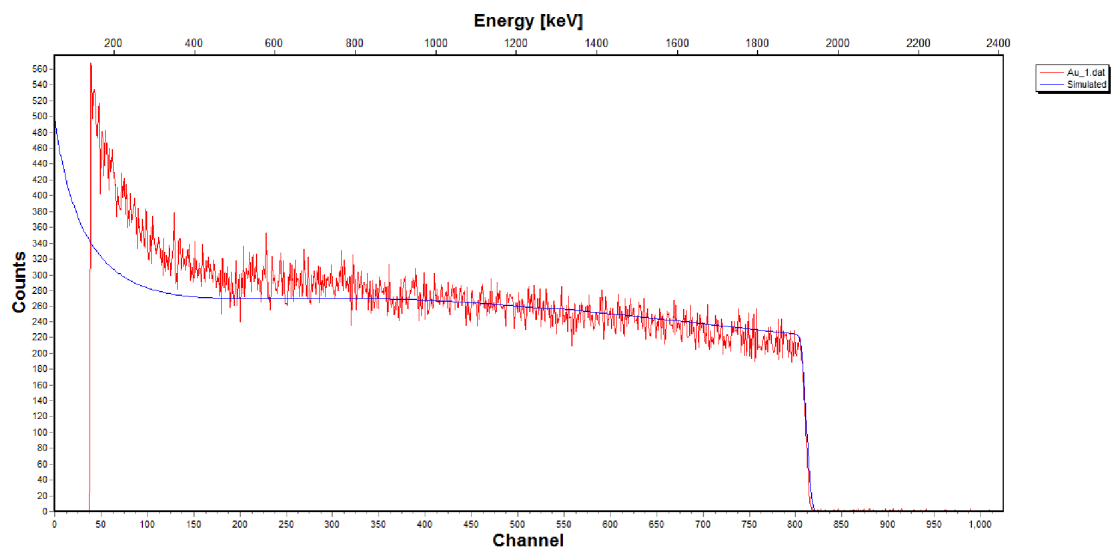
ΣΧΗΜΑ 4.8: Το παράθυρο για το *fitspectrum*

το παράθυρο επικοινωνίας έχει την μορφή ενός παραθύρου που μας δίνει τη δυνατότητα μεταβολής κάποιων στοιχείων και επιλογής κάποιων παραμέτρων.

Για την περίπτωση του φάσματος του χρυσού διαλέγουμε την παράμετρο ως προς την οποία θέλουμε να γίνει το fit και αυτή δεν είναι άλλη από το $\text{Particles} \cdot \text{Steradian}$

για το οποίο θέλουμε να υπολογίσουμε την τελική τιμή. Επιπλέον μπορούμε να αλλάξουμε και τα νούμερα στο κομμάτι για το εύρος που θέλουμε να γίνει η προσαρμογή. Παρατηρούμε λοιπόν στο παράθυρο για το fit spectrum το σημείο που λέγεται fitting range .

Η διόρθωση αυτή γίνεται ώστε να αποφύγουμε τις αβεβαιότητες λόγω straggling που ελαττώνονται με την μείωση των καναλιών στα οποία θα γίνει το fit. Έτσι αποφεύγοντας τα ακραία κομμάτια δίνουμε το τελικός εύρος καναλιών για την προσομοίωση. Το τελικό προσομοιωμένο φάσμα του χρυσού μαζί με το πειραματικό δίνεται από την παρακάτω εικόνα :



ΣΧΗΜΑ 4.9: Τελική προσομοίωση φάσματος χρυσού.

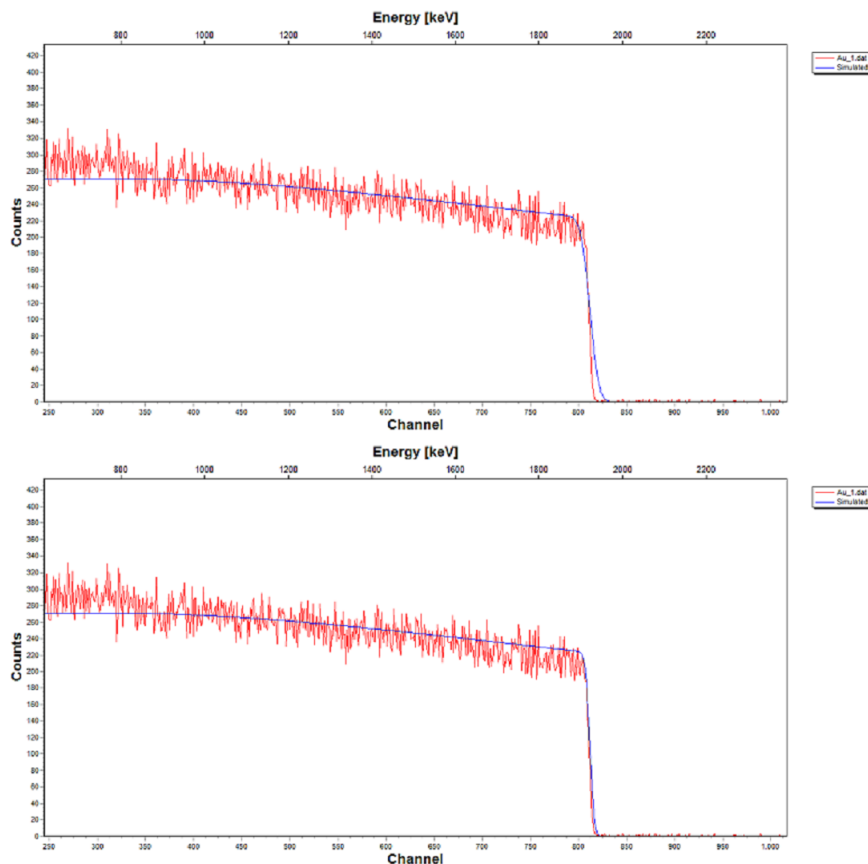
Η προσομοίωση του πειραματικού φάσματος είναι πολύ ικανοποιητική και άρα μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την τιμή που μας δίνει το πρόγραμμα για το $Particles * Steradian$. Για τις 160 μοίρες έχουμε :

$$Particles * Steradian_{Au} = 1.949 \cdot 10^9$$

ενώ για τις 170

$$Particles * Steradian_{Au} = 2.994 \cdot 10^9$$

Πριν τις διορθώσεις που κάναμε σε αυτό το φάσμα με την εντολή fit spectrum διορθώσαμε πρώτα τον παράγοντα για την διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών (Resolution) στα στοιχεία του πειράματος. Με τις διορθώσεις καταλήγουμε στην τιμή 22.

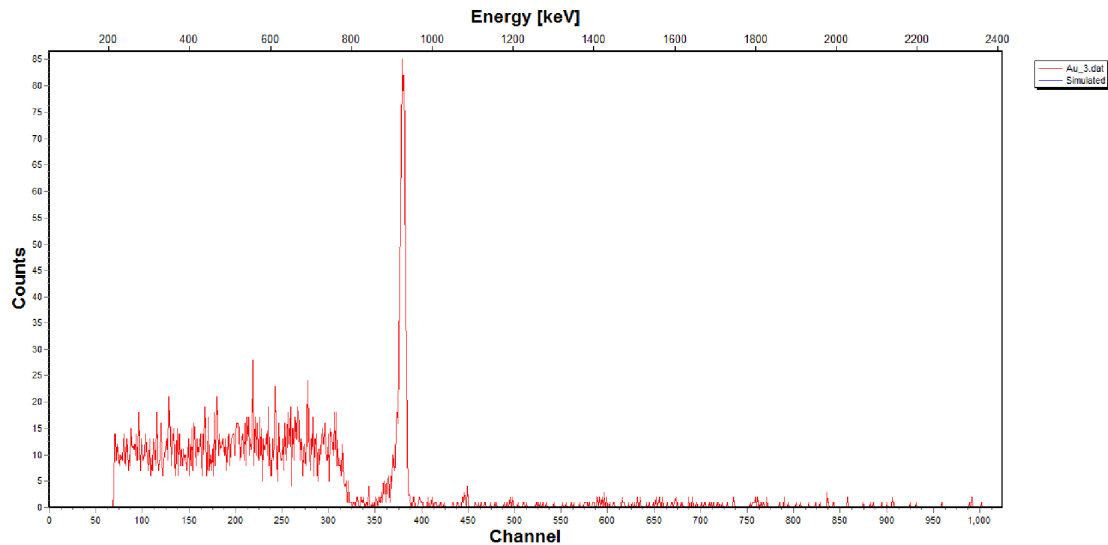


ΣΧΗΜΑ 4.10: Διαφορές μεταξύ μιας τυχαίας διακριτικής ικανότητας και της διορθωμένης

Η σημασία του υπολογισμού της ποσότητας $Q \cdot \Omega$ ($Particles * Steradian$) για τον χρυσό έχει σπουδαία σημασία για τον υπολογισμό του φορτίου στο φάσμα που μας ενδιαφέρει δηλαδή αυτό του ιωδιούχου καισίου.

Η μέθοδος που έχουμε αναπτύξει για τον υπολογισμό του φορτίου στο φάσμα που μας ενδιαφέρει είναι η μέθοδος με το choper. Το choper είναι ένα λεπτό φύλλο χρυσού που "κλείνει" είσοδο της δέσμης στο θάλαμο του στόχου ανα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα και καταγράφει γεγονότα με ένα ανιχνευτή. Χρησιμοποιούμε λοιπόν τέσσερα φάσματα τα οποία είναι το φάσμα για τον στόχο του ιωδιούχου καισίου και το φάσμα που συλλέξαμε από τον ανιχνευτή που παρακολουθεί το choper κατά τη διάρκεια αυτής της μέτρησης. Επίσης έχουμε το φάσμα για τον χρυσό αλλά και το αντίστοιχο choper. Τα φάσματα των choper αποτελούνται όπως φαίνεται από μια πολύ λεπτή κορυφή λόγω του λεπτού στόχου

Από τις δύο κορυφές για τα choper της μέτρησης του χρυσού και του ιωδιούχου καισίου και ολοκληρώνοντας (μια λειτουργία που επίσης μας την παρέχει το SIM-NRA με την εντολή Integrate) υπολογίζουμε τα γεγονότα (counts) της κορυφής για

ΣΧΗΜΑ 4.11: Διακριτή, λεπτή κορυφή για το *chorer*

κάθε περίπτωση.

Άρα λοιπόν έχουμε :

1.το φορτίο για τον στόχο του χρυσού και

2.τα γεγονότα που μέτρησε το *chorer* κατά τη διάρκεια της μέτρησης αυτής αλλά και τα γεγονότα που μετρήθηκαν κατά τη διάρκεια της μέτρησης για τον στόχο του CsI .

Αυτό μας δίνει τη δυνατότητα, με μια απλή μέθοδο των τριών να γνωρίζουμε το φορτίο για το ιωδιούχο καίσιο. Δηλαδή αφού γνωρίζουμε ότι τα γεγονότα που κατέγραψε το *chorer* κατά την διάρκεια της μέτρησης στο χρυσό και που αντιστοιχούν στο φορτίο που υπολογίσαμε θα αναζητήσουμε το φορτίο για το ιωδιούχο καίσιο. Υπολογίσαμε λοιπόν την τιμή αυτή για τις γωνίες ανίχνευσης.

Αν συμβολίσουμε με I των αριθμό των γεγονότων (counts) που παίρνουμε από τα *chorer* έχουμε :

για το *chorer* κατά την μέτρηση στον χρυσό :

$$I_{Ch.Au} = 663$$

και τα αντίστοιχα γεγονότα στο *choper* κατά την μέτρηση στο στόχο του ιωδιούχου καισίου:

$$I_{Ch.CsI} = 2540$$

Άρα ο τύπος

$$\frac{(Par. * Ster.)_{Au}}{I_{Ch.Au}} = \frac{(Par. * Ster.)_{CsI}}{I_{Ch.CsI}} \quad (4.2)$$

Εφαρμόζεται ως προς την ποσότητα των Particles*Steradian

$$(Par. * Ster.)_{CsI} = \frac{(Par. * Ster.)_{Au} \cdot I_{Ch.CsI}}{I_{Ch.Au}} \quad (4.3)$$

Αντικαθιστώντας στον τύπο τις ποσότητες που έχουμε υπολογίσει, καταλήγουμε στο τελικό αποτέλεσμα που είναι:

$$(Par. * Ster.)_{CsI} = 7.468 \cdot 10^9$$

Η ποσότητα που υπολογίσαμε θα συμπεριληφθεί στο experiment set up για το ιωδιούχο καισίο για να μπορέσουμε να προσομοιώσουμε το φάσμα του και να υπολογίσουμε τελικά την ποσότητα ιωδιούχου καισίου στον στόχο. Η ανάλυση που κάναμε παραπάνω είναι για τα φάσματα των 160° . Ομοίως αναλύουμε τα φάσματα στις 170 μοίρες και συνοψίζουμε τα αποτελέσματα για το φορτίο:

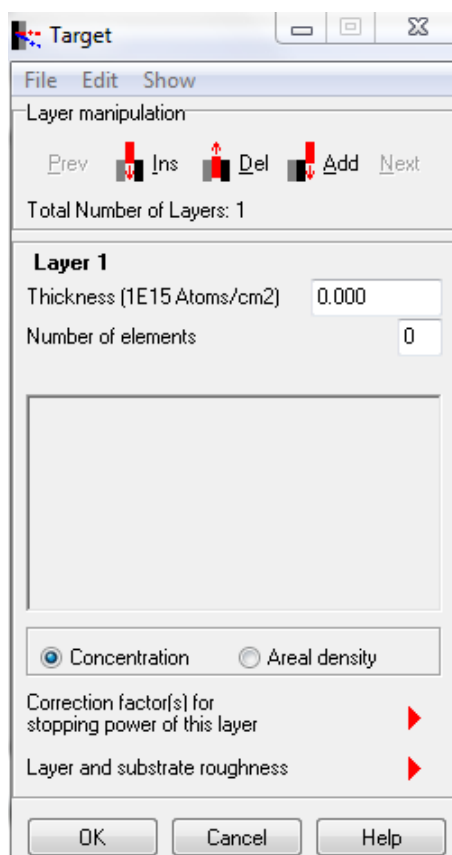
$$\frac{CsI \quad Q \cdot \Omega_{160} \quad Q \cdot \Omega_{170}}{7.468 \cdot 10^9 \quad 1.147 \cdot 10^{10}}$$

4.1.4 Υπολογισμός του πάχους

Το σημείο αυτό είναι εξαιρετικά σημαντικό να γίνει με μεγάλη ακρίβεια καθώς το αποτέλεσμα της εργασίας αυτής είναι ο υπολογισμός των ενεργών διατομών αντιδράσεων καισίου και ιωδίου όπου το πάχος αποτελεί μια σημαντική συνιστώσα του υπολογισμού μας. Δεν θα μπορούσαμε να δεχθούμε το πάχος που δινόταν από προηγούμενη μελέτη καθώς είχε γίνει πριν από αρκετό καιρό πριν και έτσι αναλύσαμε τον στόχο μόνοι μας για τους σκοπούς της παρούσας διπλωματικής.

Έχουμε λοιπόν ολοκληρωμένα τα στοιχεία του πειράματος ώστε να γίνει το τελικό στάδιο των υπολογισμών που είναι αυτό του υπολογισμού του πάχους της ένωσης CsI. Ο στόχος μας όμως αποτελεί μια σύνθετη κατασκευή που δεν αποτελείται όπως έχουμε ήδη αναφέρει μόνο από CsI. Η σύνθεση του στόχου ώστε να αλλάξει

η προσομοίωση του φάσματος και να γίνει σωστότερη γίνεται στο κομμάτι του SIMNRA που ονομάζεται target .



ΣΧΗΜΑ 4.12: Παράθυρο μεταβολής των στοιχείων για τον στόχο.

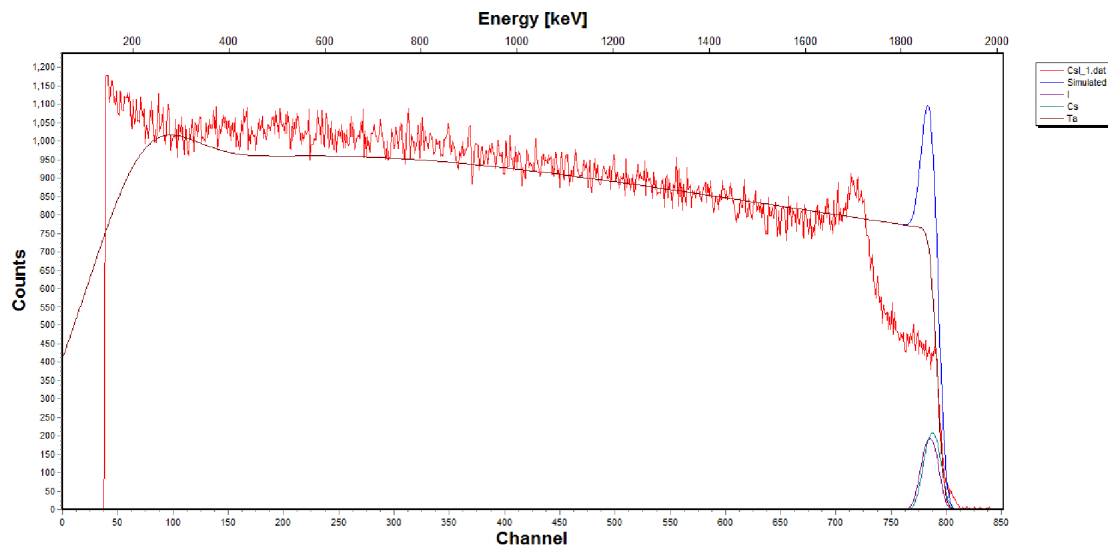
Η συγκεκριμένη λειτουργία του προγράμματος μας δίνει τη δυνατότητα να δημιουργήσουμε τον στόχο μας όχι μόνο ποσοτικά αλλά και ποιοτικά. Καθώς εκτός από την αριθμητική ποσότητα για το κάθε στρώμα του στόχου (layer) μπορούμε να δημιουργήσουμε και μια ποσόστωση των στοιχείων όπως αυτά συστήνουν το κάθε ένα στρώμα του στόχου μας.

Η δυσκολία που έχουμε για τον στόχο είναι ότι είναι κατασκευασμένος έτσι ώστε το ταντάλιο και το ιωδιούχο καίσιο να είναι ενιαία. Αυτό είναι κάτι που σίγουρα θα δημιουργήσει μια κατάσταση όπου δε θα μπορούμε να πούμε με βεβαιότητα ότι εδώ τελειώνει το στρώμα του ιωδιούχου καϊσίου και αρχίζει το στρώμα του τανταλίου κάτι που θα προκύψει στη διαμόρφωση του στόχου.

Αρχικά όμως θεωρούμε τα πράγματα ξεκάθαρα και βάζουμε τα στοιχεία για ένα στρώμα αποτελούμενο από άπειρο ταντάλιο (πολύ μεγάλη ποσότητα σε σχέση με το ιωδιούχο καίσιο και άρα μπορεί να γίνει αυτή η υπόθεση) και μια αρχική τιμή

για ιώδιο και καίσιο παίρνουμε ένα πρώτο φάσμα. Το φάσμα αυτό παρατηρούμε ότι έχει τη μορφή του πειραματικού φάσματος αλλά έχει σημαντικές αποκλίσεις.

Η αρχική τιμή που δόθηκε και με όλα τα υπόλοιπα στοιχεία του πειράματος γνωστά ήταν τα $1000 \cdot 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$ για το ιωδιούχο καίσιο το οποίο είναι το μπροστά (πρώτο) στρώμα του στόχου με δεύτερο στρώμα άπειρο στρώμα τανταλίου. Παρατηρούμε τη μορφή του φάσματος (σχ.4.13) και βλέπουμε μια τάση

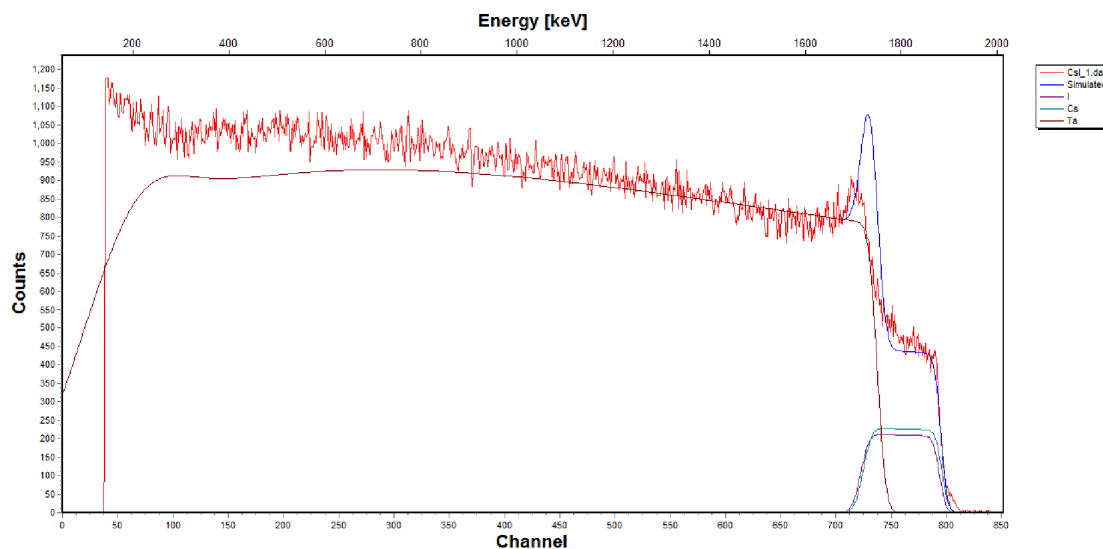


ΣΧΗΜΑ 4.13: Η αρχική προσομοίωση του φάσματος δίνει τη γενική ιδέα του πειραματικού παρουσιάζοντας όμως σημαντικές αποκλίσεις. Καταλαβαίνουμε λοιπόν αρχικά ότι έχουμε υποθέσει λάθος κάποια πράγματα σε σχέση με το στόχο. Αυτά θα μπορούσαμε να πούμε ότι είναι λάθη τόσο στην ποσότητα του στόχου αλλά ίσως και στην ίδια τη φύση του στόχου.

συμπεριφοράς γενικά σωστή με πολύ μεγάλες αποκλίσεις τόσο στην μορφή όσο και στο ύψος της κορυφής. Το πάχος του στόχου αλλά και η διαμόρφωση του επιβάλλεται να αλλάξει. Εμείς επιλέξαμε να έχουμε ίδια ποσότητα ιωδίου και καϊσίου και να υπάρχουν μόνο δύο στρώματα στον στόχο.

Μπορούμε να κάνουμε σημαντικές βελτιώσεις στην προσομοίωση του φάσματος έτσι ώστε να έχουμε την σωστή τάξη μεγέθους του πάχους αλλά και να υπολογίσουμε την τελική τιμή του πάχους με πολύ καλή προσέγγιση. Υπολογίζεται όμως και η τελική συνεισφορά των στοιχείων στο στόχο.

Το πρώτο πράγμα που μεταβάλαμε ήταν η ποσότητα του CsI και παρατηρήσαμε ότι το φάσμα βελτιωνόταν όσο εμείς αυξάναμε την ποσότητα μέχρι την τάξη των $4000 \cdot 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$ περίπου. Πέρα από αυτήν την τιμή το φάσμα δημιουργούσε πολύ μεγαλύτερη καμπύλη από την επιθυμητή.



ΣΧΗΜΑ 4.14: Προσομοίωση του φάσματος μετά την αλλαγή στην τιμή της ποσότητας στο στρώμα του ιδιούχου καισίου.

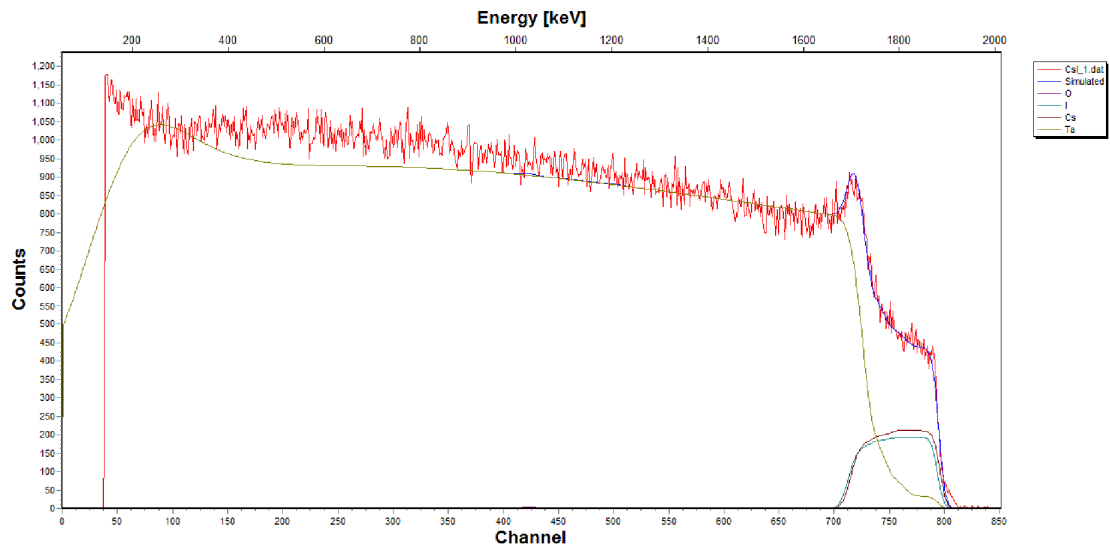
Παρατηρούσαμε σημαντικές βελτιώσεις που άρα υποδείκνυαν μεγαλύτερη ποσότητα ιδιούχου καισίου από την αρχικά θεωρούμενη. Αλλά και πάλι οι αποκλίσεις ήταν σημαντικές και οφείλονταν στην περιεκτικότητα του στόχου όχι μόνο στα στοιχεία που γνωρίζουμε αλλά και σε άλλα.

Το ταντάλιο ως μέταλλο οξειδώνεται γεγονός που δε μπορεί να μην έχει επηρεάσει το στόχο ειδικά αφού και ο στόχος μας δεν είναι καινούργιος. Όπως φαίνεται και στο φάσμα η κορυφές των στοιχείων που μελετάμε δεν αποτελούν μια λεπτή κορφή μπροστά από το φάσμα. Επίσης δεν αποτελεί και ένα "βουναλάκι" μέσα στο φάσμα κάτι που θα έκανε την μελέτη μας πιο ξεκάθαρη. Οι δύο κορυφές (καισίου και ιωδίου) παρουσιάζονται να ξεκινάνε από το ίδιο σχεδόν σημείο με το φάσμα του τανταλίου να ξεκινάει και αυτό από κανάλι στην περιοχή αυτή, ευδιάκριτο σε σχέση με τα δύο άλλα στοιχεία. Αυτό που πιστοποιεί την ύπαρξη των στοιχείων είναι το σκαλοπάτι που σχηματίζεται και είναι το άθροισμα των σκεδαζόμενων για καισίο και ιώδιο.

Το γεγονός ότι έχει οξειδωθεί το ταντάλιο δημιουργεί στο στόχο μια διαστρωμάτωση όπου κάθε στρώμα θα έχει μια συγκεκριμένη ποσότητα των διαφόρων στοιχείων. Τη δυνατότητα της δημιουργίας διάφορων στρωμάτων την δίνει το πρόγραμμα μέσω του target και την πρόσθεση και άλλων ενδιάμεσων στρωμάτων (layers) στον στόχο.

Παρουσιάζουμε το φάσμα όπως αυτό προήλθε μετά από τις υποθέσεις που κάναμε

αλλά και τις αλλαγές στις ποσότητες του κάθε στρώματος μαζί με την περιεκτικότητα των στοιχείων σε κάθε ένα από τα στρώματα αυτά. Φυσικά το μεγαλύτερο ποσοστό ήταν αυτό των στοιχείων του ιωδίου και του καϊσίου με το οξυγόνο και το ταντάλιο να συνεισφέρουν στον στόχο και να δημιουργούν την προσομοίωση του φάσματος



ΣΧΗΜΑ 4.15: Με το μπλε χρώμα βλέπουμε το προσομοιωμένο φάσμα όπως αυτό σχηματίζεται με τη συνεισφορά όλων των στοιχείων. Τα άλλα φάσματα είναι αυτά που προέρχονται από το κάθε στοιχείο ξεχωριστά στις συνθήκες του πειράματος.

Το φάσμα όπως προήλθε από την τελική προσομοίωση πλησιάζει σε πάρα πολύ ικανοποιητικό βαθμό τη μορφή που έχει το πειραματικό φάσμα. Άρα το πάχος και συγκεκριμένα πόσο από αυτήν την ποσότητα του CsI ανήκει στο καΐσιο και πόσο στο ιώδιο δίνεται από το πρόγραμμα με την εντολή `target → show target`.

Οι τιμές που λαμβάνουμε λοιπόν είναι για καΐσιο και για ιώδιο στις 160 μοίρες:

Καΐσιο		Ιώδιο	
$N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$\delta N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$\delta N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$
2016.75	161.3	2001.75	160.1

και για τις 170 μοίρες με ίδια ανάλυση καταλήγουμε στις τιμές:

Καΐσιο		Ιώδιο	
$N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$\delta N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$	$\delta N\tau(\times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2})$
2019.35	161.5	2003.95	160.3

Άρα τελικά το πάχος δίνεται για το καίσιο :

$$N_{\tau} = (2018.1 \pm 161.4) \times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2}$$

και για το ιώδιο :

$$N_{\tau} = (2002.9 \pm 160.2) \times 10^{15} \frac{atoms}{cm^2}$$

Τα σφάλματα υπολογίστηκαν με τη μέθοδο διάδοσης σφαλμάτων. Όμως το πάχος το χρησιμοποιούμε σε μονάδες $\mu g/cm^2$ και άρα οι τιμές είναι αντίστοιχα για καίσιο :

$$N_{\tau} = 445.4 \pm 35.6 \mu g/cm^2$$

και για το ιώδιο :

$$N_{\tau} = 422.1 \pm 33.8 \mu g/cm^2$$

4.2 Πειράματα p, γ αντίδρασης

Το πείραμα έχει ως σκοπό των εύρεση της ενεργού διατομής των αντιδράσεων $^{133}_{55}Cs(p, \gamma)^{134}_{56}Ba$ και $^{127}_{53}I(p, \gamma)^{134}_{54}Xe$. Η δέσμη πρωτονίων λοιπόν και αφού τα πρωτόνια προσπέσουν στον στόχο, που είναι αποτελούμενος από την ένωση των δύο στοιχείων, θα δώσουν της αντιδράσεις αυτές με μια συγκεκριμένη πιθανότητα η οποία αναζητείται.

4.2.1 Πειραματικά φάσματα

Το πειραματικό φάσμα ήταν κοινό για τις δύο αντιδράσεις του καϊσίου και του ιωδίου καθώς έχουμε στόχο που αποτελείται από την ένωση τους. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε για πέντε διαφορετικές ενέργειες μεταξύ 4-6MeV (με βήμα 0.5 MeV). Για όλες τις μετρήσεις ο ανιχνευτής ήταν τοποθετημένος στις 55 μοίρες. Ο λόγος που επιλέγουμε την συγκεκριμένη γωνία είναι ο υπολογισμός του A_0 στον τύπο της ενεργού διατομής.

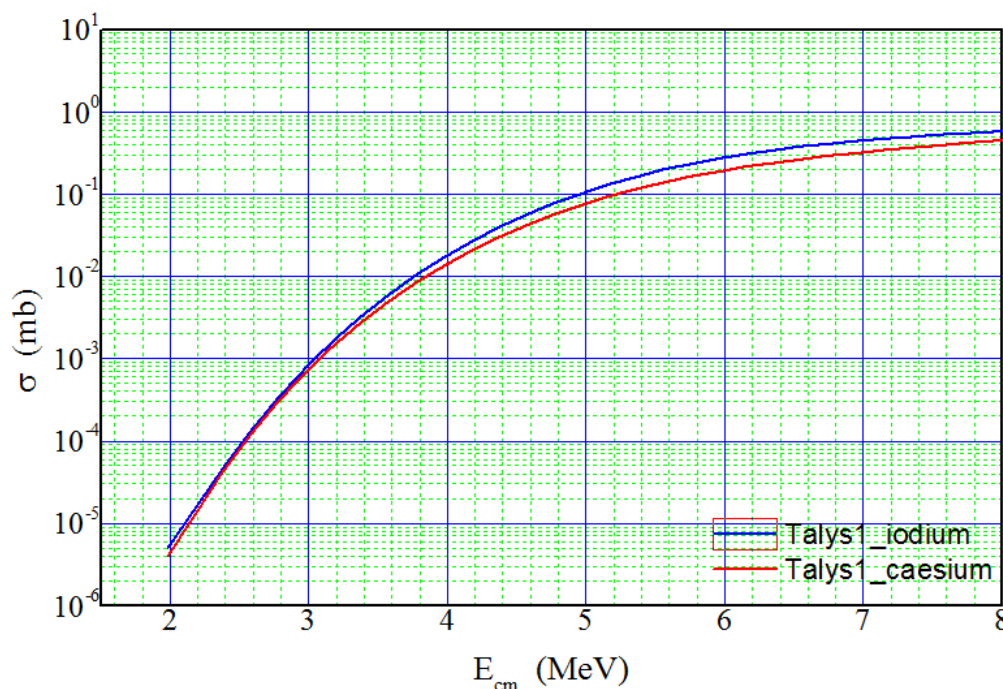
Η ενεργός διατομή όπως έχουμε αναφέρει στο πρώτο κεφάλαιο εξαρτάται από τον παράγοντα A_0 και αποτελεί τον ολικό αριθμό των φωτονίων λόγω μεταπτώσεων γ που εκπέμπονται στο χώρο ανά μονάδα συλλεγόμενου φορτίου. Ο προσδιορισμός της ποσότητας αυτής γίνεται καλύτερα όταν γίνεται, μέσω του πειράματος, γωνιακή κατανομή. Η γωνιακή κατανομή δίνεται μέσω μιας συνάρτησης $W(\theta)$. Η συνάρτηση αυτή υπολογίζεται μέσω των πολυωνύμων Legendre δηλαδή γράφεται:

$$W(\theta) = A_0(1 + a_2P_2\cos(\theta) + a_4P_4\cos(\theta) + \dots) \quad (4.4)$$

όπου το A_0 είναι ο ζητούμενος απόλυτος αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται και τα a_2, a_4, \dots είναι συντελεστές που εξαρτώνται από τις ιδιοστροφορμές των καταστάσεων που συμμετέχουν στις μεταπτώσεις. Για τη γωνία των 55 μοιρών το πολυώνυμο Legendre P_2 μηδενίζεται και για τις μεταπτώσεις του συγκεκριμένου πειράματος το $a_4P_4\cos(\theta)$ είναι αμελητέο.

Σκοπός της εργασίας όμως δεν είναι απλώς η αναζήτηση της ενεργού διατομής αλλά οι υπολογισμοί να συγκριθούν με θεωρητικές προβλέψεις μέσω διάφορων μοντέλων. Στο σχήμα (4.16) αναπαριστάται η θεωρητική πρόβλεψη για τις ενεργές διατομές των (p, γ) αντιδράσεων του καισίου-133 και του ιωδίου-127 στο εύρος ενεργειών που περιέχουν αυτό στο οποίο έγιναν και οι δικές μας μετρήσεις. Η θεωρητική πρόβλεψη αποτελεί ένα εργαλείο για την επαλήθευση των μετρήσεων μας και οι πειραματικές μετρήσεις λειτουργούν ως εργαλείο στην βελτίωση των προβλέψεων που έγιναν θεωρητικά.

Το διάγραμμα (σε πρόγραμμα Origin όπως και όλα τα διαγράμματα που θα ακολουθήσουν) βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα γιατί εκεί προτιμάμε να δουλεύουμε για τις συγκρίσεις μεταξύ θεωρητικών προβλέψεων και πειραματικών αποτελεσμάτων. Φαίνεται από το διάγραμμα πόσο μικρής τάξης μεγέθους είναι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων κάτι που καθορίζει σε μεγάλο βαθμό και τη διαδικασία του πειράματος.



ΣΧΗΜΑ 4.16: Το συνεχές διάγραμμα μπλε χρώματος αναπαριστά την θεωρητική πρόβλεψη της αντίδρασης που μελετάμε για το ιώδιο-127 και το συνεχές με κόκκινο χρώμα διάγραμμα το αντίστοιχο για το καίσιο-133.

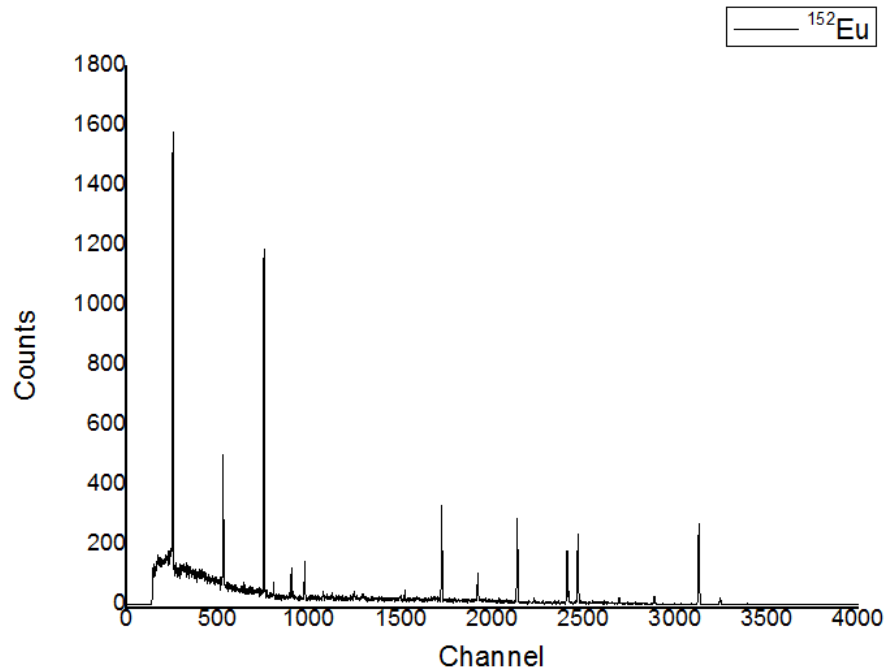
4.2.2 Βαθμονόμηση φασμάτων

Τα φάσματα αναπαριστούν τα γεγονότα που κατέγραψε το σύστημα συναρτήσεως των καναλιών. Τα γεγονότα του πειράματος όπως αυτά προέρχονται από τις διάφορες αντιδράσεις καταγράφονται στον πολυκαναλικό αναλυτή σε ένα από τα κανάλια ανάλογα της τάσης του παλμού.

Καλούμαστε να αναγνωρίσουμε κορυφές που βρίσκονται σε συγκεκριμένες ενέργειες και τα κανάλια δε βοηθούν σε αυτή τη διαδικασία. Για να γίνει αυτό θα πρέπει να μετατρέψουμε τα κανάλια σε αντίστοιχες ενέργειες μέσω βαθμονόμησης των φασμάτων που θα γίνει με τη βοήθεια ραδιενεργούς πηγής. Η πηγή που χρησιμοποιήσαμε ήταν ^{152}Eu το φάσμα του οποίου είναι γνωστό. Θα έχουμε δηλαδή κορυφές που γνωρίζουμε σε ποιες ενέργειες βρίσκονται.

Στόχος είναι να συλλέξουμε όσα περισσότερα σημεία μπορούμε άρα θέλουμε το φάσμα να έχει όσο το δυνατόν πιο ξεκάθαρη μορφή. Έτσι ο χρόνος της μέτρησης εξαρτάται αποκλειστικά το φάσμα και αν αυτό έχει συλλέξει αρκετά γεγονότα για να έχουμε καλύτερη στατιστική. Ο στόχος του ευρωπαϊκού τοποθετήθηκε κοντά στον ανιχνευτή ώστε να μπορεί να καταγράψει γεγονότα.

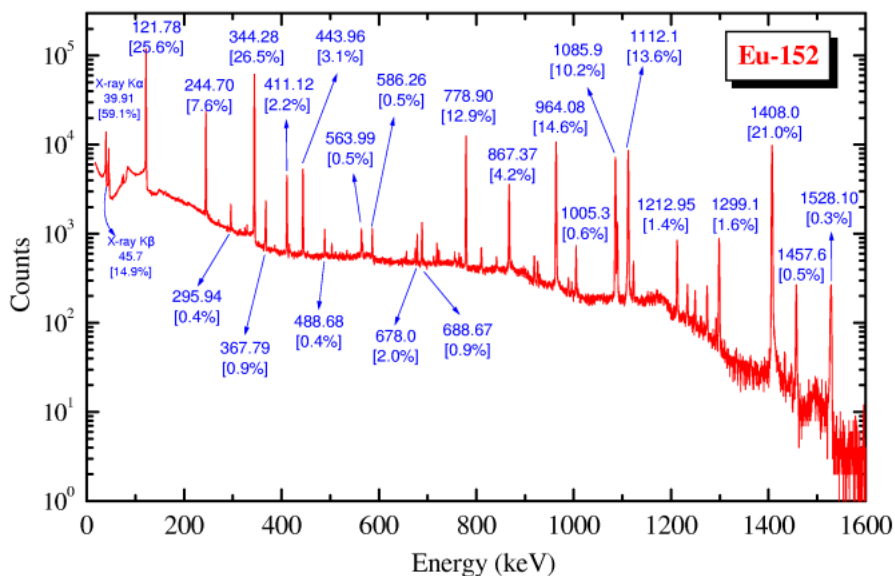
Το φάσμα όπως το λάβαμε για την πηγή ευρωπαϊού είχε την ακόλουθη μορφή :



ΣΧΗΜΑ 4.17: Το φάσμα όπως αυτό λήφθηκε από τον πολυκαναλικό αναλυτή, με τα γεγονότα συναρτησει καναλιών.

Το φάσμα δίνει μια συγκεκριμένη μορφή των γεγονότων συναρτησει των διάφορων καναλιών. Γνωρίζοντας το βιβλιογραφικό γ-φασμα για το ευρώπιο βλέπουμε η μορφή του είναι ίδια με τη γνωστή μορφή του φάσματος που λήφθηκε πειραματικά. Το βιβλιογραφικό φάσμα αναπαριστά γεγονότα συναρτησει ενεργειών.

Μέσα από τη σύγκριση θεωρητικού (βιβλιογραφικού) και πειραματικού φάσματος θα αναγνωρίσουμε και να αναλύσουμε τις κορυφές του πειραματικού. Έπειτα θα μπορέσουμε να αντιστοιχίσουμε το κανάλι στο οποίο βρίσκεται η κάθε κορυφή (κεντροειδές για κάθε ολοκλήρωση) με την ενέργεια που αντιστοιχεί στην συγκεκριμένη κορυφή. Η ανάλυση των φασμάτων για την εύρεση των κεντροειδών των κορυφών ώστε να βρεθεί το κανάλι στο οποίο βρίσκεται η κορυφή έγινε με το πρόγραμμα *TV*.



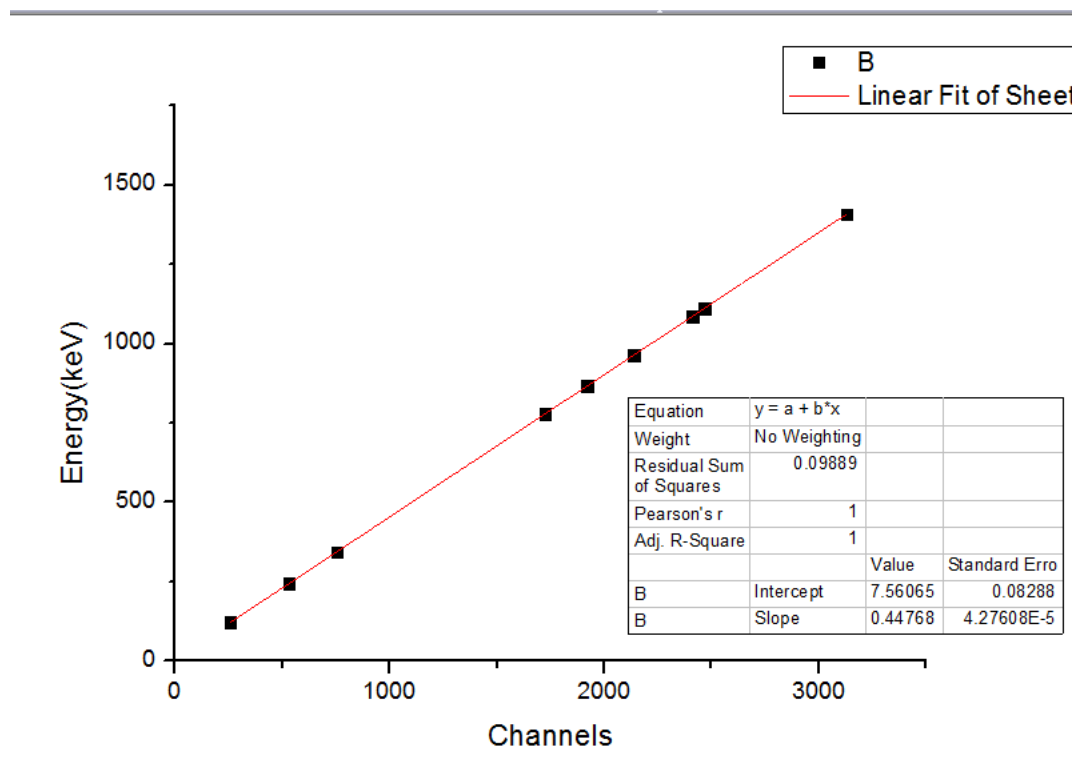
ΣΧΗΜΑ 4.18: Το γ -φάσμα του ευρωπαϊού-152 όπως αυτό είναι γνωστό.

Έτσι έχουμε τον πίνακα που προκύπτει για κάθε κορυφή:

Κανάλια	Ενέργειες (keV)
254.77	121.78
529.65	244.70
752.46	344.28
1723.41	778.91
1920.54	867.38
2136.59	964.08
2408.48	1085.87
2467.23	1112.07
3128.06	1408.01

Επιθυμούμε λοιπόν μια σχέση ανάμεσα στις δύο στήλες του πίνακα έτσι ώστε να μετατρέψουμε το σύνολο των καναλιών του φάσματος σε ενέργειες. Από αυτά λοιπόν τα δεδομένα μπορούμε να σχηματίσουμε την καμπύλη της ενέργειας ως συνάρτηση των καναλιών η οποία όπως προκύπτει είναι μια ευθεία, από την εξίσωση της οποίας θα πάρουμε τις παραμέτρους για το αρχείο που θα δημιουργήσουμε για τη βαθμονόμηση το φασμάτων.

Η γραφική παράσταση που διαμορφώνεται και εξίσωση της όπως αυτή εξάγεται από το πρόγραμμα είναι η:



ΣΧΗΜΑ 4.19: Γραφική παράσταση όπως αυτή προκύπτει για τις διάφορες ενέργειες συναρτήσει των καναλιών

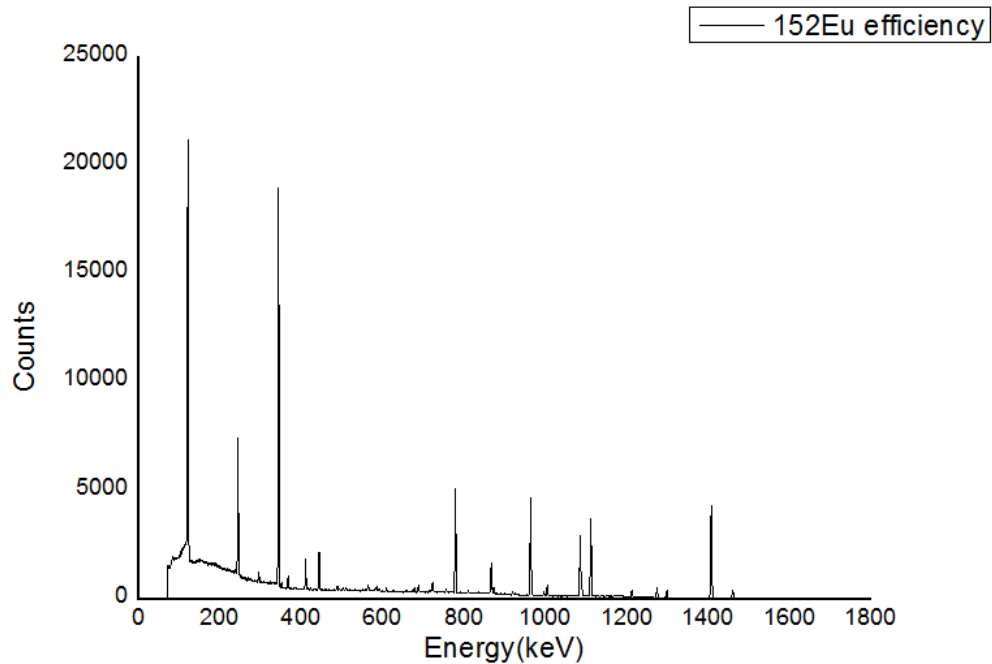
$$f(x) = 0.4476814x + 7.5606496$$

Η βαθμονόμηση χρησιμοποιείται σε όλα τα επόμενα φάσματα για όλες τις ενέργειες καθώς δεν θα έχουμε αλλάξει τη διάταξη μας. Δημιουργήσουμε ένα αρχείο με αυτές τις παραμέτρους με όνομα cal.cal το οποίο διαβάζεται από το πρόγραμμα TV που αναλύουμε τα φάσματα και θα μετατρέπει τα κανάλια σε ενέργειες ώστε να μπορούμε να αναγνωρίσουμε που βρίσκονται οι κορυφές μας που είναι το ζητούμενο.

4.2.3 Απόδοση (*efficiency*) του ανιχνευτή

Η απόδοση του ανιχνευτή για κάθε κορυφή υπολογίζεται συναρτήσει της ενέργειας. Για να προκύψει η καμπύλη και η εξίσωση που θα μας δίνει την απόδοση συναρτήσει της ενέργειας θα χρειαστούμε κάποια σημεία. Τα σημεία αυτά θα προκύψουν από τη μέτρηση μιας παλιάς πηγής ευρωπαϊκού τοποθετημένης στη θέση που

είχε τοποθετηθεί ο στόχος. Το φάσμα μετρήθηκε για τρεις ώρες, και αφού έχουμε εφαρμόσει το calibration με βάση το προηγούμενο κεφάλαιο, έχει την εξής μορφή :



ΣΧΗΜΑ 4.20: Φάσμα της παλιάς πηγής ευρωπίου

Η απόδοση μιας κορυφής δίνεται γενικά από τον τύπο :

$$eff = \frac{N_k}{N_e} \quad (4.5)$$

Ο παρανομαστής στο κλάσμα στο δεύτερο μέρος της σχέσης εκφράζει το σύνολο των εκπεμπόμενων ακτίνων-γ. Για να βρεθεί αυτό θα πρέπει πρωτίστως να γνωρίζουμε ποια είναι η ενεργότητα της πηγής. Γνωρίζουμε ότι η πηγή έχει ημερομηνία κατασκευής 1/3/2004 και αρχική ενεργότητα $1.23 \mu\text{Ci}$ δηλαδή 45.51kBq . Από τον τύπο για την ενεργότητα :

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (4.6)$$

υπολογίζουμε με βάση τα δικά μας δεδομένα :

$$R = 45.51 e^{-\lambda 8.3} = 29.75 \pm 0.89\text{kBq} = 29750 \pm 890\text{Bq}$$

Το σύνολο των φωτονίων λοιπόν θα προκύψει από το σύνολο των διασπάσεων που είναι η ενεργότητα πολλαπλασιασμένη με το χρόνο που ο ανιχνευτής κατέγραφε

γεγονότα. Όμως για ακτίνα συγκεκριμένης ενέργειας:

$$N_e = N \cdot \frac{I_\gamma}{100}$$

Δηλαδή των σύνολο των διασπάσεων θα πολλαπλασιαστεί με την αντίστοιχη ένταση ακτίνας (branching ratio). Αυτό γιατί η ένταση εκφράζεται επί τοις εκατό και άρα στο σύνολο των διασπάσεων αναζητούμε πόσες τέτοιες ακτίνες θα εκπεμφθούν αν γνωρίσουμε πόσες εκπέμπονται για τις εκατό διασπάσεις.

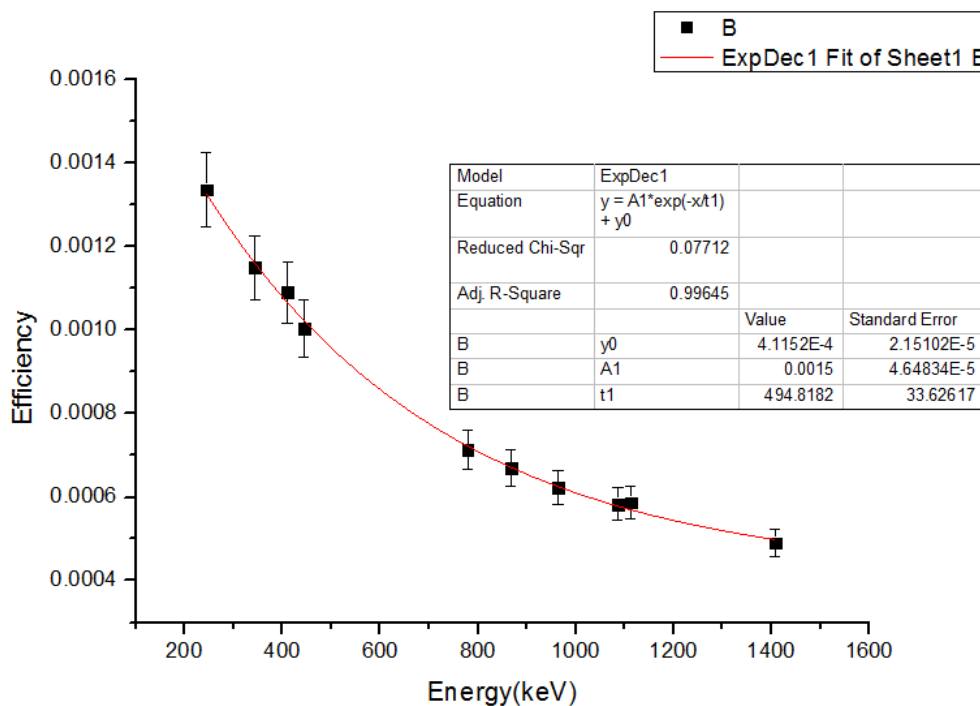
Τέλος για να μη χάσουμε τα γεγονότα που μπορεί να συμβαίνουν κατά το νεκρό χρόνο πολλαπλασιάζουμε με τον όρο που περιέχει το *deadtime* ώστε να έχουμε το σωστότερο αποτέλεσμα.

Το N_k , ο αριθμητής δηλαδή στο δεύτερο μέρος της σχέσης, δεν είναι άλλο από τα γεγονότα της κορυφής που συλλέγουμε από το φάσμα με ολοκλήρωση της κορυφής (το I). Αυτό βρίσκεται με ολοκλήρωση της αντίστοιχης κορυφής με το πρόγραμμα *TV*. Ο πίνακας που μας έδωσε τα στοιχεία για την γραφική παράσταση, την απόδοση δηλαδή συναρτήσει της ενέργειας, είναι ο παρακάτω. Στον πίνακα συμπεριλάβαμε και τα γεγονότα τις κορυφής καθώς είναι αυτό που καθορίζει την τελική τιμή της απόδοσης:

$E_\gamma(keV)$	I	$Efficiency$
244.693	32056	0.0013182947
344.272	95416	0.0011228444
367.789	2896	0.0010489135
411.111	7332	0.0010234898
443.979	10062	0.0010041036
778.890	28928	0.0006970457
867.390	8722	0.0006407412
964.050	28415	0.0006067228
1085.830	18523	0.0005659232
1112.087	25219	0.0005764085
1212.970	2488	0.0005456260
1299.152	2758	0.0005299318
1408.006	32800	0.0004869624

Η γραφική παράσταση της απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας έχει μια πολύπλοκη εκθετική μορφή πρώτου βαθμού. Παρατηρούμε μέσα από το διάγραμμα ότι η

απόδοση της κάθε κορυφής που εμφανίζεται μειώνεται όσο η ενέργεια αυξάνεται:



Σχήμα 4.21: Γραφική παράσταση της συνάρτησης για την απόδοση σε σχέση με την ενέργεια που αντιστοιχούν τα γεγονότα κορυφής κάθε φορά

Από την εξίσωση της γραφικής παράστασης όπως αυτή δίνεται από το πρόγραμμα

$$y_0 = 0.0015e^{(-x/494.8182)} + 0.00041152$$

μπορούμε να υπολογίσουμε (βάζοντας όπου x στον τύπο την ενέργεια της κορυφής που μελετάμε) την απόδοση (efficiency) της κορυφής 604.7 (του βαρίου που προέρχεται από το καίσιο) και για την 442.9 (του ξένου που προέρχεται από το ιώδιο), που είναι οι κορυφές που θα μελετήσουμε στη συνέχεια. Έχουμε λοιπόν:

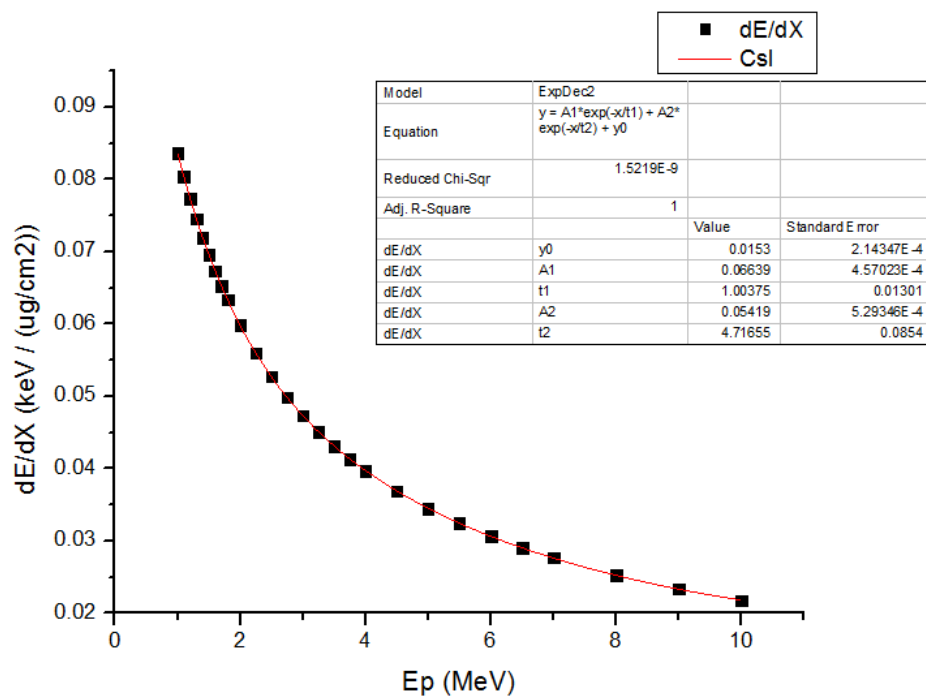
$$eff.abs(604.7) = 0.000812387 \pm 0.000085427$$

$$eff.abs(442.9) = 0.000981381 \pm 0.000102216$$

4.2.4 Υπολογισμός της ενέργειας στο κέντρο μάζας

Η γραφική παράσταση για τα σημεία της ενεργού διατομής γίνεται σε σχέση με την ενέργεια στο κέντρο μάζας. Ανάλογα με την απώλεια ενέργειας που έχουν τα

σωματίδια δηλαδή τα πρωτόνια πριν αυτά συγκρουστούν με πυρήνα του στόχου θα εξάγουμε τον κατάλληλο τύπο για τον υπολογισμό του $E_{c.m}$. Η απώλεια ενέργειας υπολογίστηκε με τη βοήθεια του προγράμματος SRIM όπου δημιουργήσαμε τον στόχο του CsI που έχουμε και καταγράφουμε το dE/dx (για ενέργειες πρωτονίων μεταξύ 1 και 10 MeV όπου με τη βοήθεια του Origin παίρνουμε την παρακάτω γραφική παράσταση (του dE/dx ως προς την αντίστοιχη ενέργεια) και την εξίσωση αυτής.



ΣΧΗΜΑ 4.22: Γραφική παράσταση της απώλειας ενέργειας προς την αντίστοιχη ενέργεια

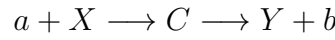
Υπολογίζουμε λοιπόν το $E_{c.m}$ για το ιώδιο με βάση των τύπο :

$$E_{c.m} = \frac{^{127}I_{mass}}{^{127}I_{mass} + p_{mass}} (E_p - 0.0005(N_{\tau}(Cs) + N_{\tau}(I)))(y_0 + A_1 e^{-E_p/t_1} + A_2 e^{-E_p/t_2}) \quad (4.7)$$

Αντίστοιχα υπολογίζουμε την ενέργεια στο κέντρο μάζας όπως αυτή θα διαμορφωθεί για την περίπτωση του καισίου με αντικατάσταση της μάζας του ιωδίου από την μάζα του καισίου. Τα N_{τ} αναπαριστούν τα πάχη των στοιχείων στον στόχο.

4.2.5 Το στατιστικό μοντέλο HauserFeshbach

Η θεωρία των Hauser-Feshbach αποτελεί ένα στατιστικό που περιγράφει τον μηχανισμό δημιουργίας ενός σύνθετου πυρήνα και την αποδιέγερση αυτού. Από την αντίδραση που έχουμε αναφέρει στην περίπτωση αντιδράσεων που πραγματοποιούνται μέσω του σχηματισμού σύνθετου πυρήνα:



Κατά την πραγματοποίηση μιας αντίδρασης η στροφορμή J και η ομοτιμία π του πυρηνικού συστήματος διατηρούνται. Συμβολίζουμε την ενεργό διατομή με $\sigma_{\alpha\beta}$ όπου ο δείκτης α υποδηλώνει το κανάλι εισόδου $a + X$ ενώ το β υποδηλώνει το κανάλι εξόδου $Y + b$. Το στατιστικό αυτό πρότυπο περιλαμβάνει την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης δηλαδή το άθροισμα όλων των ενεργών διατομών $\sigma_{\alpha\beta}^{J\pi}$ όπου ο δείκτης $J\pi$ αναφέρεται στις παραγόμενες δυνατές στάθμες του σύνθετου πυρήνα με ολική στροφορμή J και ολική ομοτιμία π . Άρα:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J,\pi} \sigma_{\alpha\beta}^{J\pi} \quad (4.8)$$

Η κάθε επιμέρους ενεργός διατομή μπορεί να γραφτεί συναρτήσει της ενεργού διατομής της δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα μέσω ενός καναλιού α με συγκεκριμένη στροφορμή. Αλλά και συναρτήσει του πλάτους αποδιέγερσης μέσω του καναλιού β σε σχέση με το ολικό πλάτος αποδιέγερσης. Έτσι έχουμε:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J\pi} = \sigma_C(\alpha) \frac{\Gamma_{\beta}^{J\pi}}{\Gamma_{tot}^{J\pi}} \quad (4.9)$$

Η ενεργός διατομή για τον σχηματισμό σύνθετου πυρήνα ($\sigma_C(\alpha)$) εκφράζεται ως το άθροισμα των επιμέρους ενεργών διατομών με συγκεκριμένη ολική στροφορμή και ομοτιμία.

$$\sigma_C(\alpha) = \sum_{J,\pi} \sigma_C^{J\pi}(\alpha) \quad (4.10)$$

Το πρότυπο δέχεται ότι σύμφωνα με τη θεωρία σκέδασης η ενεργός διατομή σ_R της αλληλεπίδρασης ενός σωματιδίου με το "κέντρο σκέδασης" εκφράζεται μέσα από τη σχέση:

$$\sigma_R(\alpha) = \pi\lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l(\alpha) \quad (4.11)$$

όπου l η τροχιακή στροφορμή του προσπίπτοντος σωματιδίου και T_l ο συντελεστής διέλευσης. Επιπλέον δέχεται ότι $\sigma_C \approx \sigma_R$. Μέσα από διάφορες πράξεις η σχέση

μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$\sigma_R = \pi\lambda^2 \sum_{J,l,s} \frac{2J+1}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} T_l(\alpha) \quad (4.12)$$

όπου τα i_α και I_α είναι η ιδιοστροφορμή του βλήματος και η ιδιοστροφορμή του στόχου αντίστοιχα. Μέσω μιας σχέσης που συνδέει τα πλάτη των διάφορων καναλιών εξόδου με τους αντίστοιχους συντελεστές διέλευσης. Με την σχέση αυτή να χρησιμοποιείται για να εκφράσει την ενεργό διατομή για τον σύνθετο πυρήνα στην εξής μορφή:

$$\sigma_C^{J^\pi}(\alpha) = \pi\lambda^2(2J+1) \frac{T^{J^\pi}(\alpha)}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \quad (4.13)$$

$$\frac{\Gamma_\beta^{J^\pi}}{\Gamma_{tot}^{J^\pi}} = \frac{\sum_{l'=|J-s'|}^{J+s'} \sum_{s'=|I_\beta-i_\beta|}^{I_\beta+i_\beta} T_{l'}^{J^\pi}(\beta)}{\sum_e \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{s=|I_\alpha-i_\alpha|}^{I_\alpha+i_\alpha} T_l^{J^\pi}(e)} \quad (4.14)$$

Στην εξίσωση αυτή τα l' και s' είναι η τροχιακή στροφορμή και η ιδιοστροφορμή του εκπεμπόμενου σωματιδίου. Το i_β αναπαριστά την ιδιοστροφορμή του εκπεμπόμενου σωματιδίου b (ή φωτονίου) και το I_β την ιδιοστροφορμή του παραγόμενου τελικού πυρήνα, όχι του σύνθετου. Με $\sum_T^{J^\pi}(e)$ παριστάνεται το άθροισμα σε όλα τα δυνατά κανάλια εξόδου. Από τις σχέσεις 4.10, 4.13 και 4.14 μπορούμε να εκφράσουμε την ενεργό διατομή με το ακόλουθο τύπο:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J^\pi}(\alpha) = \pi\lambda^2(2J+1) \frac{T^{J^\pi}(\alpha)}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \frac{\sum_{l'=|J-s'|}^{J+s'} \sum_{s'=|I_\beta-i_\beta|}^{I_\beta+i_\beta} T_{l'}^{J^\pi}(\beta)}{\sum_e \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{s=|I_\alpha-i_\alpha|}^{I_\alpha+i_\alpha} T_l^{J^\pi}(e)} \quad (4.15)$$

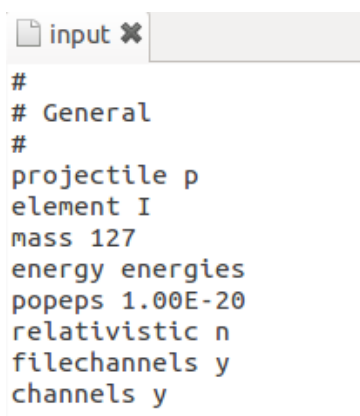
Αθροίζοντας την σχέση για όλες τις δυνατές τιμές της ιδιοστροφορμής J με ομοτιμίες π του παραγόμενου σύνθετου πυρήνα καταλήγουμε στην τελική τιμή της ενεργού διατομής μέσω σχηματισμού σύνθετου πυρήνα με βάση την θεωρία αυτή:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi\lambda^2(2J+1)}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \sum_{J,\pi} (2J^\pi+1) \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{s=|I_\alpha-i_\alpha|}^{I_\alpha+i_\alpha} T_l^{J^\pi}(\alpha) \frac{\sum_{l'=|J-s'|}^{J+s'} \sum_{s'=|I_\beta-i_\beta|}^{I_\beta+i_\beta} T_{l'}^{J^\pi}(\beta)}{\sum_e \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{s=|I_\alpha-i_\alpha|}^{I_\alpha+i_\alpha} T_l^{J^\pi}(e)} \quad (4.16)$$

Αυτός είναι ο τύπος που τελικά καταλήγουμε και ο οποίος πολλαπλασιάζεται με ένα συντελεστή για διάφορες διορθώσεις ο οποίος όμως για μεγαλύτερες ενέργειες μπορεί να θεωρηθεί ίσος με τη μονάδα. Παρατηρούμε ότι σημαντικό ρόλο στον τύπο έχουν οι συντελεστές διέλευσης του καναλιού εισόδου και όλων των πιθανών καναλιών εξόδου.

4.2.6 Το πρόγραμμα *TALYS*

Το πρόγραμμα *TALYS* και έχει ως σκοπό να προσομοιώνει μια αντίδραση μεταξύ ενός βλήματος (n, p, d, \dots) και ενός στόχου ($3 \leq Z \leq 140$ ή $5 \leq A \leq 339$). Η ενέργεια που μπορεί να έχει το βλήμα κατά την προσομοίωση της αντίδρασης είναι μεταξύ 1 keV και 200 MeV .



```
#
# General
#
projectile p
element I
mass 127
energy energies
ropeps 1.00E-20
relativistic n
filechannels y
channels y
```

ΣΧΗΜΑ 4.23: Παράδειγμα *input* αρχείου του *Talys*

Το *TALYS* ενσωματώνει σύγχρονα πυρηνικά μοντέλα, οπτικά μοντέλα, τις καταστάσεις πυκνοτήτων (level densities), τις άμεσες αντιδράσεις, τις αντιδράσεις σχάσεις αλλά και μια μεγάλη βάση δεδομένων πυρηνικής δομής. Το πρόγραμμα υπολογίζει την ολική ή μερική ενεργό διατομή και δίνει ενεργειακά διαγράμματα. Εγκαθίσταται εύκολα και είναι εύκολο για τον χρήστη.

Το πρόγραμμα *TALYS* χρησιμοποιεί το στατιστικό πρότυπο Hauser Feshbach για να εξάγει αποτελέσματα για την ενεργό διατομή. Οι παράμετροι που δίνονται στο πρόγραμμα είναι σε τρεις βασικούς άξονες. Η πρώτη παράμετρος αφορά το οπτικό μοντέλο δυναμικού (Optical Model Potential (OMP)), η δεύτερη που λαμβάνει υπόψη του τις Nuclear Level Densities (NLD) και τέλος η παράμετρος για την ισχύ των γ μεταπτώσεων (γ -ray strength function). Με βάση αυτούς τους άξονες έχουν δημοσιευτεί διάφορες εργασίες που προσφέρουν κάποιο μοντέλο και χρησιμοποιείται από το πρόγραμμα ώστε να έχουμε τη θεωρητική πρόβλεψη. Τα τρία διαγράμματα που μαζί τους θα κάνουμε τις συγκρίσεις των πειραματικών προέρχονται από τους συνδυασμούς:

1. KD-CTFG-KU (Talys1)
2. Jlm-HFBCS-HFBCS (Talys2)
3. Jlm-HFB-Combinatorial (Talys3) .

Οι κωδικοί προέρχονται από τις διάφορες εργασίες που έχουν γίνει για να προσδιοριστεί κάποιο μοντέλο. Δηλαδή KD (Koning-Delaroche,2003)στην οποία περιγράφεται ένα φαινομενολογικό οπτικό μοντέλο για πρωτόνια (ή νετρόνια) που προσκρούουν σε πυρήνες $24 \leq A \leq 209$. Το Jlm (Jeukenne,Lejeune,Mahaux,1977)είναι ένα μικροσκοπικό οπτικό μοντέλο δυναμικού (Microscopic OMP). Τα CTFG, HFBCS και HFB αφορούν τις πυρηνικές καταστάσεις πυκνοτήτων (Nucler Level densities).Το CTFG (Koning et al.,2007) είναι φαινομενολογικό μοντέλο ενώ το HFBCS (Demetriou and Goriely,2001)είναι ένα μικροσκοπικό μοντέλο όπως και το HFB .

4.2.7 Η αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$

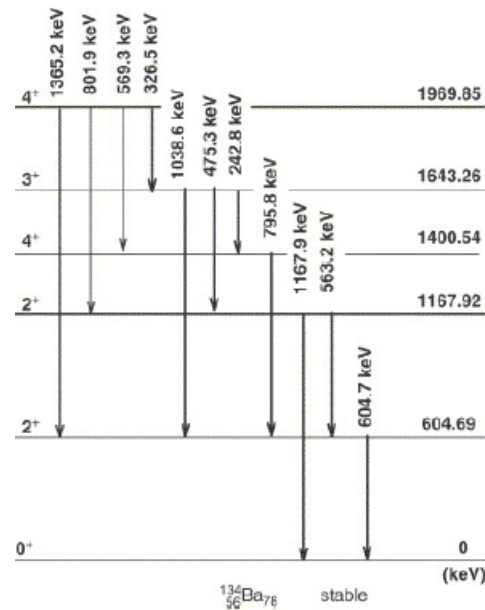
4.2.7.1 Ένταση των Μεταπτώσεων

Όπως έχουμε δει στο διάγραμμα αποδιέγερσης του διεγερμένου πυρήνα βαρίου έχουμε μια πολλή υψηλή ενέργεια διέγερσης και άρα ενέργεια για τη γ_0 . Αυτό δυσκολεύει πολύ το να δούμε αυτή την ακτίνα οπότε αναζητούμε μεταπτώσεις προς τη θεμελιώδη στάθμη από χαμηλότερες διεγερμένες καταστάσεις.

Το σπιν του ^{134}Ba στη βασική του στάθμη είναι 0^+ . Σύμφωνα με τους νόμους που διέπουν τις μεταπτώσεις, είναι πιθανότερο να δούμε κάποιες από αυτές από άλλες. Ο πίνακας δείχνει κάποιες τις μεταπτώσεις που προβλέπονται για διεγερμένες στάθμες του βαρίου προς τη θεμελιώδη στάθμη.

E_γ (keV)	Μετάπτωση	λ
604.7	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
1167.97	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
2029.2	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
2088.3	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
2311	$(1) \rightarrow 0^+$	(1)

Ο πίνακας μας δίνει την ενέργεια της γάμμα που παράγεται αλλά και την μετάπτωση.



ΣΧΗΜΑ 4.24: Χαμηλές ενεργειακά διεγερμένες καταστάσεις του βαρίου-134

Το λ υπολογίζεται από:

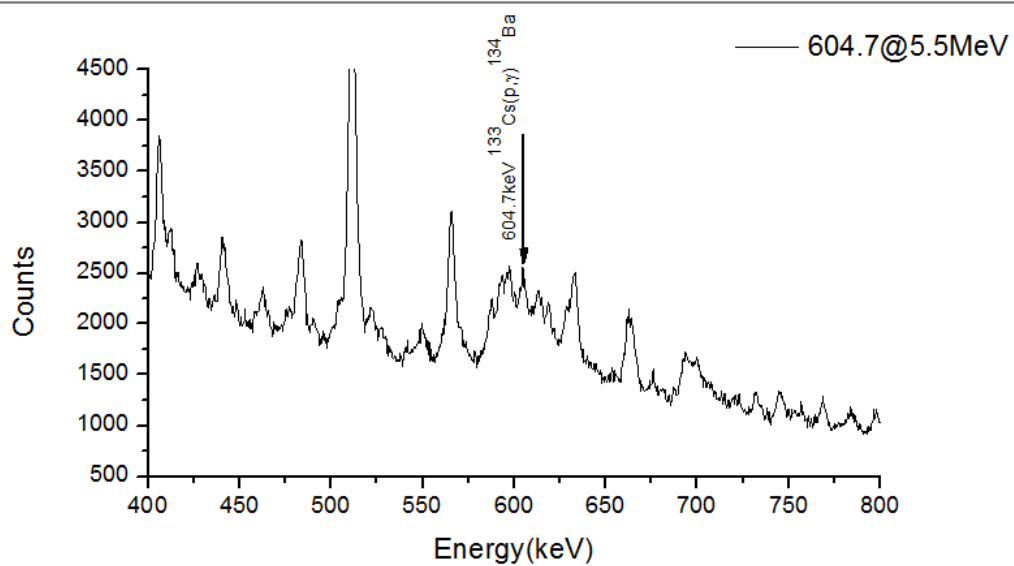
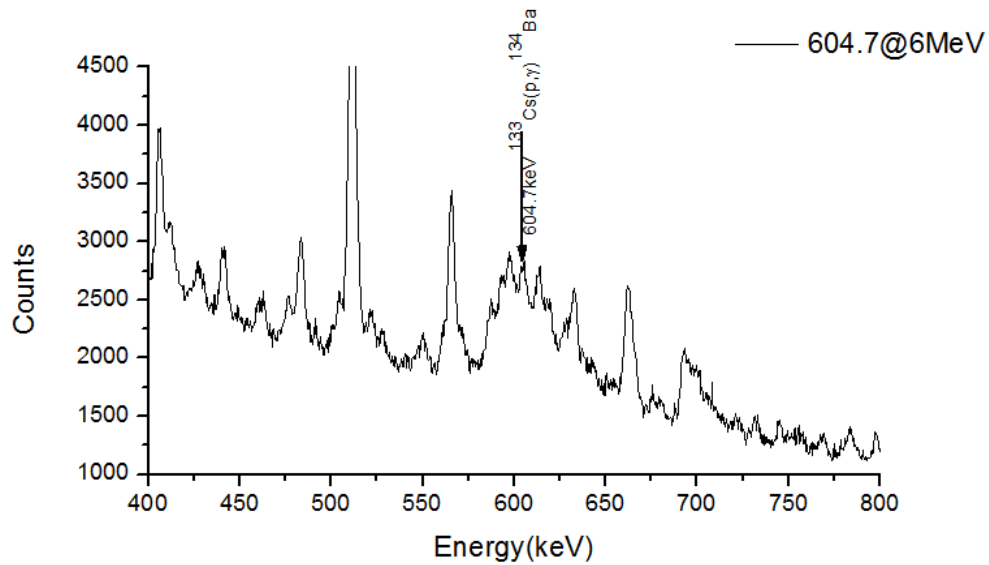
$$|j_i - j_f| \leq \lambda \leq j_i + j_f$$

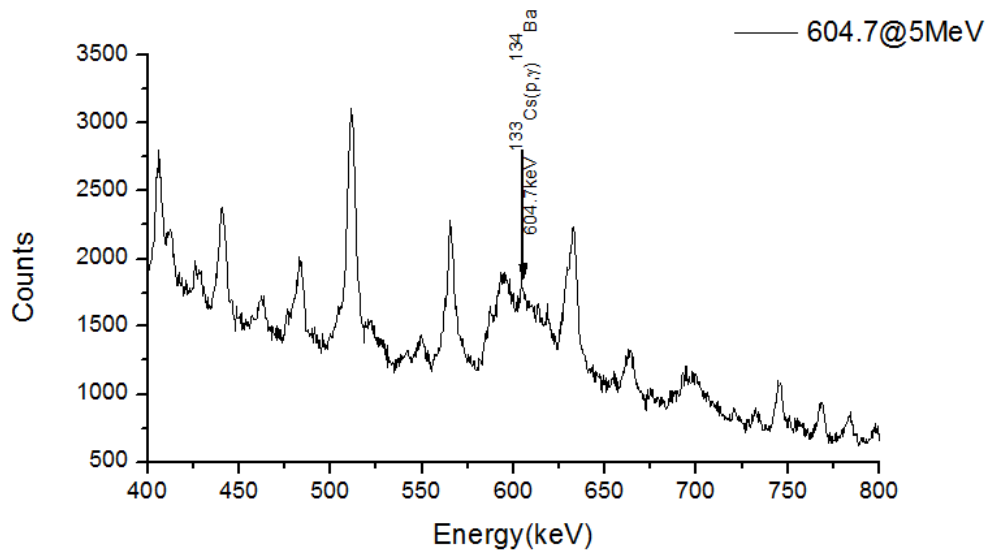
όπου τα j_i, j_f είναι οι ιδιοστροφορμές της αρχικής και της τελικής στάθμης σε μια μετάπτωση, όπως αυτό φαίνεται και από τον πίνακα. Η τιμή αυτή χαρακτηρίζει όπως γνωρίζουμε τον τύπο της μετάπτωσης άρα και την πιθανότητα μεταπτώσεων που αυξάνεται όσο το λ μειώνεται. Είναι δηλαδή ισχυρή ειδικά για τις δύο πρώτες τιμές του λ .

Όμως το φάσμα δεν είναι δυνατόν να μας δώσει όλες αυτές τις κορυφές. Αυτό οφείλεται σε πολλούς λόγους. Ένας λόγος είναι ο ανιχνευτής και η απόδοση αυτού, η ανιχνευτική του ικανότητα στην αντίστοιχη κορυφή συγκεκριμένης ενέργειας που όπως είδαμε μειώνεται για κορυφές σε μεγαλύτερη ενέργεια. Άλλος λόγος είναι ο χρόνος που έχουμε στη διάθεση μας και το γεγονός ότι δεν μπορούμε να αναπαράγουμε ένα φάσμα επαόριστον. Τέλος εξαρτάται και από χαρακτηριστικά της ίδιας της ακτίνας όπως η ένταση αυτής αλλά και ο χρόνος που γίνεται αντιληπτό το γεγονός (φωτόνιο) ώστε να καταγραφεί.

Είχαμε συνεπώς πέντε φάσματα, ένα για κάθε ενέργεια, να αναλύσουμε και συνεπώς πέντε σημεία της ενεργού διατομής να υπολογίσουμε μετά την ανάλυση της κορυφής σε κάθε φάσμα. Εμείς από το καίσιο καταφέραμε να αναγνωρίζουμε σε κάθε φάσμα την κορυφή που βρισκόταν στην ενέργεια 604.7. Άλλες κορυφές δεν έγινε δυνατόν να βρεθούν στο φάσμα. Επίσης η ένταση των ακτίνων αυτών είναι

μικρή σε σχέση με την ένταση αυτής. Η κορυφή είναι ξεκάθαρη και μόνη της για τις ενέργειες 5,55 και 6 MeV πράγμα που κάνει την ανάλυση αρκετά εύκολη με σημαντική δυσκολία το σωστό ορισμό του background. Στα παρακάτω φάσματα φαίνεται η κορυφή για αυτές τις ενέργειες (των 6,55 και 5 MeV).

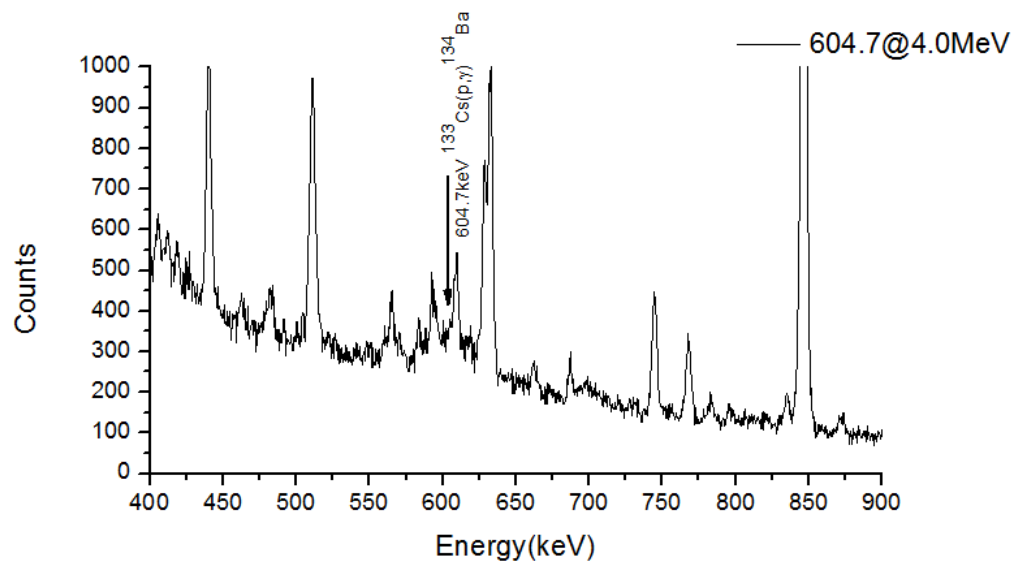
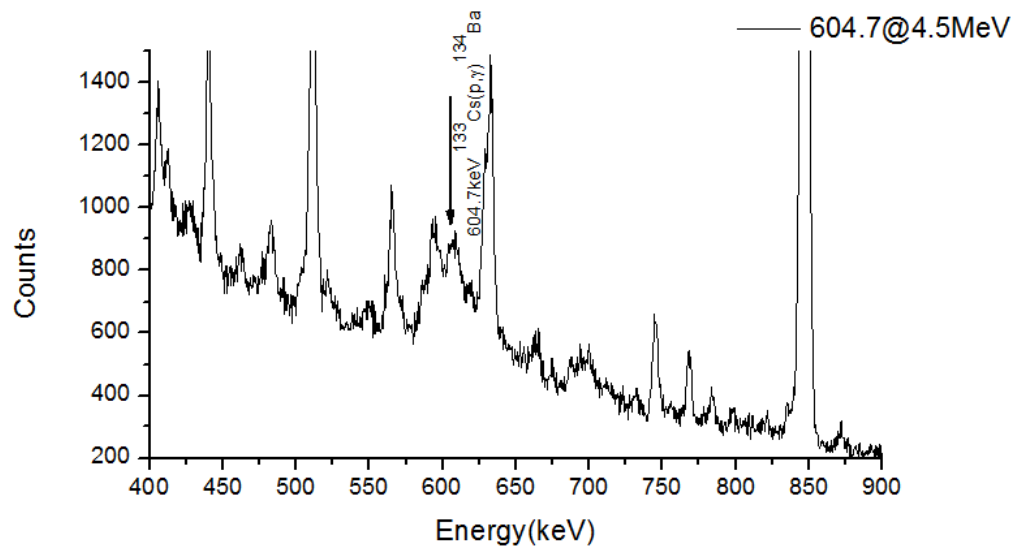




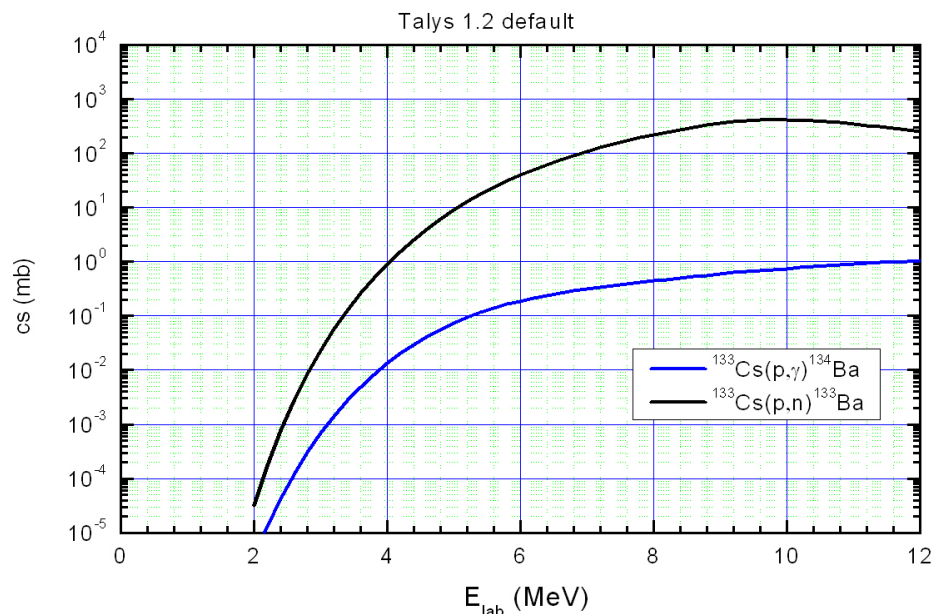
Η κορυφή βρίσκεται σε ένα "βουνό" που περιέχει πολύ κοντά τη μία στην άλλη κορυφές. Αυτό κάνει την ανάγκη για σωστή επιλογή του background πολύ σπουδαία. Η στατιστική των κορυφών του φάσματος βελτιώνεται όσο αυξάνεται ο χρόνος λήψης του φάσματος. Επίσης όσο μειώνεται η ενέργεια της δέσμης τόσο μεγαλώνει ο χρόνος που πρέπει να αναμένουμε για να ξεκαθαρίσουν οι κορυφές.

Μεγαλύτερα προβλήματα δημιουργούνται για την κορυφή στις ενέργειες 4 και 4.5 MeV όπου η κορυφή επηρεάζεται από αντιδράσεις που οφείλονται στα νετρόνια. Και στις προηγούμενες ενέργειες τα νετρόνια που δημιουργούνται έχουν ρόλο στη δημιουργία του φάσματος και μάλιστα με μεγαλύτερες ενεργές διατομές αλλά η κορυφή καταγράφει γεγονότα με μεγαλύτερο ρυθμό και η στατιστική του φάσματος είναι πολύ καλή σε πολύ μικρότερο χρόνο.

Η λύση δίνεται με διπλό fitting της κορυφής. Όλες οι αναλύσεις γίνονται με το πρόγραμμα TV. Κατά την ανάλυση της κορυφής στις ενέργειες 4.5 και 4 MeV λόγω του εύρου της γίνεται σαφές ότι δεν αποτελεί μια μονή κορυφή.



Για να καταλάβουμε κάπως καλύτερα το πρόβλημα που δημιουργείται λόγω των νετρονίων μπορούμε να αναφερθούμε σε κάποια διαγράμματα και πίνακες από την βιβλιογραφία που μας δείχνουν πως η μέτρηση μπορεί να επηρεαστεί από αυτό το γεγονός. Η διαφορά μεταξύ της ενεργού διατομής των αντιδράσεων (p, n) δηλαδή αυτών που παράγουν νετρόνια φαίνεται στο σχήμα :



ΣΧΗΜΑ 4.25: Ενεργός διατομή για την αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p,n)^{133}\text{Ba}$ και $^{133}\text{Cs}(p,\gamma)^{134}\text{Ba}$

Καταλαβαίνουμε λοιπόν ότι οι αντιδράσεις που παράγουν νετρόνια έχουν ενεργό διατομή 2 με 2.5 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από αυτήν των (p,γ) αντιδράσεων. Αποδεικνύεται έτσι η δυσκολία που προκύπτει για την ανάλυση των κορυφών εφόσον γνωρίζουμε ότι υπάρχει πλήθος νετρονίων και άρα θα υπάρξουν αντιδράσεις στοιχείων που υπάρχουν λόγω της διάταξης, του στόχου και του background .

Το εύρος μιας κορυφής όπως αναφέραμε και μάλιστα σε σύγκριση με αυτό για την ίδια κορυφή στις άλλες ενέργειες είναι αυτό που μας μαρτυρά αν μια κορυφή είναι μονή ή διπλή. Θα αναγνωρίσουμε μέσω της βιβλιογραφίας την κορυφή που επηρεάζει τη δική μας κορυφή. Δίνουμε λοιπόν δύο πίνακες κορυφών από ακτίνες- γ που μπορεί να επηρεάσουν την κορυφή για το βάριο. Η ύπαρξη κορυφών που επηρεάζουν την κορυφή που αναλύεται όχι μόνο εντοπίζονται μέσα στο φάσμα και ταυτίζονται με κάποια από αυτές του πίνακα αλλά επαληθεύονται με βάση άλλες κορυφές που υπάρχουν στο φάσμα αφού πρόκειται να δεχθούμε την ύπαρξη αυτής. Οι πίνακες αυτοί μας βοηθούν να αναγνωρίσουμε ποιες κορυφές ποιων στοιχείων επηρεάζουν τις κορυφές που μελετάμε. Στην ανάλυση που θα ακολουθήσει στο κεφάλαιο που θα αφορά τον υπολογισμό της ενεργού διατομής θα αναφέρουμε ποιες από τον κάθε πίνακα συναντάμε στην κάθε περίπτωση.

E_γ (keV)	Αντίδραση	E_γ (keV)	Αντίδραση
197.14	$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$	1265	δεν ταυτοποιήθηκε
301.62	$^{181}\text{Ta}(n,n'\gamma)$	1274	δεν ταυτοποιήθηκε
439.99	$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)$	1348.79	$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$
495.32	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	1356.84	$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$
843.76	$^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)$	1368.63	$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$
846.78	$^{56}\text{Fe}(p,p'\gamma)$	1458.67	$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$
870.71	$^{17}\text{O}(p,p'\gamma)$	1597.78	δεν ταυτοποιήθηκε
1014.42	$^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)$	1633.60	$^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$
1046.68	$^{56}\text{Fe}(p,\gamma)^{57}\text{Co}$	1778.97	$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$
1218.5	δεν ταυτοποιήθηκε	6128.63	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$
1235.74	$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$	6917.10	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$
1238.28	$^{56}\text{Fe}(p,p'\gamma)$	7116.85	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

ΣΧΗΜΑ 4.26: Πίνακας διαφόρων αντιδράσεων λόγω κυρίως προσμιζερων στο στόχο αλλά και λόγω *background*

N	Transition (keV)	Reaction
1	176.2	$^{70}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
2	545.5	$^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
3	562.9 (*)	$^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
4	595.9 (*)	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
5	608.4	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
6	630.0	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
7	691.6	$^{72}\text{Ge}(n, n'e^-)$
8	834.1	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
9	867.9	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
10	1039.3 (*)	$^{70}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
11	1108.4	$^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
12	1204.2	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
13	1215.4	$^{70}\text{Ge}(n, n'e^-)$

ΣΧΗΜΑ 4.27: Αντιδράσεις λόγω διάταξης

Στην περίπτωση λοιπόν της κορυφής 604.7, που προέρχεται από τη πρώτη διεγερμένη κατάσταση του βαρίου που αποδιεγείρεται κατευθείαν στην θεμελιώδη στάθμη, ξεκαθαρίσαμε ότι για τις τρεις μεγάλες ενέργειες δεν έχουμε κάποια άλλη κορυφή που να επηρεάζει την κορυφή μας. Στα 4 και 4.5 MeV η κορυφή

μας είναι διπλή λόγω της κορυφής στα 608 περίπου keV . Αυτή η κορυφή αναγνωρίζεται ως η κορυφή 608.4 keV που προέρχεται από την αντίδραση $Ge(n,n'\gamma)$. Η μεγάλη παραγωγή νετρονίων σε συνάρτηση με το γεγονός ότι έχουμε μικρή ενέργεια δέσμης μας δίνει το αποτέλεσμα αυτό.

4.2.7.2 Απόλυτη απόδοση κορυφής

Πριν τον υπολογισμό της ενεργού διατομής (cross section) πρέπει να υπολογιστεί το yield που στην περίπτωση μας αφού η μέτρηση έγινε για μια συγκεκριμένη γωνία ταυτίζεται με το A_0 στον τύπο της ενεργού διατομής. Το μέγεθος αυτό ονομάζεται απόλυτη απόδοση της κορυφής δηλαδή ο απόλυτος αριθμός φωτονίων που εκπέμπονται με κάποια ενέργεια για συγκεκριμένη ενέργεια πρωτονίων και σε καθορισμένη γωνία. Ο τύπος που μας δίνει την ποσότητα αυτή με βάση τα πειραματικά δεδομένα έχει ως εξής:

$$yield = I * \frac{1 + \frac{Deadtime}{100}}{Q * efficiency} \quad (4.17)$$

Το I συμβολίζει τα γεγονότα (counts) δηλαδή την ένταση της κορυφής που αναλύουμε κάθε φορά. Το μέγεθος αυτό για να βρεθεί η απόλυτη απόδοση είναι ανηγμένο στη μονάδα φορτίου. Το φορτίο Q υπολογίζεται μέσω του πολλαπλασιασμού των pulses επί του scale(nA) του ρεύματος δηλαδή της δέσμης. Επίσης τα γεγονότα της κορυφής είναι κανονικοποιημένα για την απόδοση του ανιχνευτή για την κορυφή. Το deadtime δίνεται από τα στοιχεία του πειράματος και αποτελεί τη διαφορά του χρόνου που "έτρεχε" το πείραμα μείον τον πραγματικό χρόνο γεγονότων. Ο "νεκρός χρόνος" (deadtime) υπολογίζεται επί τοις εκατό (%) και λόγω αυτού στον τύπο διαιρείται με το 100. Ο λόγος που πολλαπλασιάζουμε με αυτόν τον όρο είναι διορθωτικός για τον τύπο μας και βοηθά να μην χάσουμε γεγονότα όπως είπαμε και στον τύπο για την απόδοση.

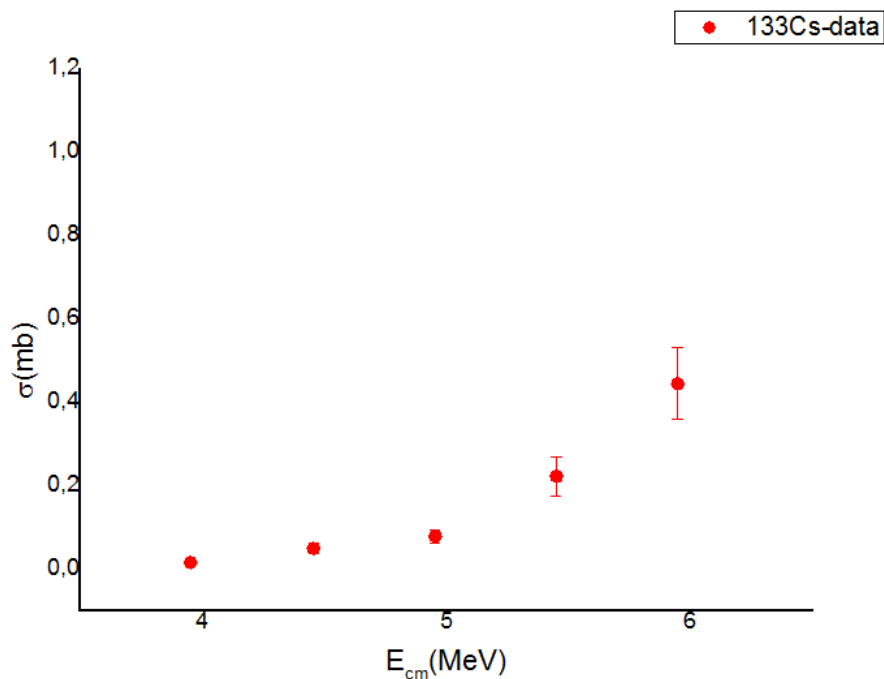
Τα στοιχεία στον τύπο θα πρέπει να δοθούν προσεχτικά και με μεγάλη ακρίβεια καθώς το yield μαζί με το πάχος είναι τα δύο σημαντικότερα στοιχεία στον υπολογισμό της ενεργού διατομής.

4.2.7.3 Υπολογισμός ενεργού διατομής της $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$

Για τον τελικό υπολογισμό της ενεργού διατομής εφαρμόζουμε τον τύπο 2.21 για τα δεδομένα που έχουμε. Η ενεργός διατομή λοιπόν όπως αυτή διαμορφώνεται με βάση τους υπολογισμούς, παρουσιάζονται παρακάτω σε έναν πίνακα μαζί με τα σφάλματα στην ενεργό διατομή. Η ενέργεια είναι η ενέργεια στο κέντρο μάζας.

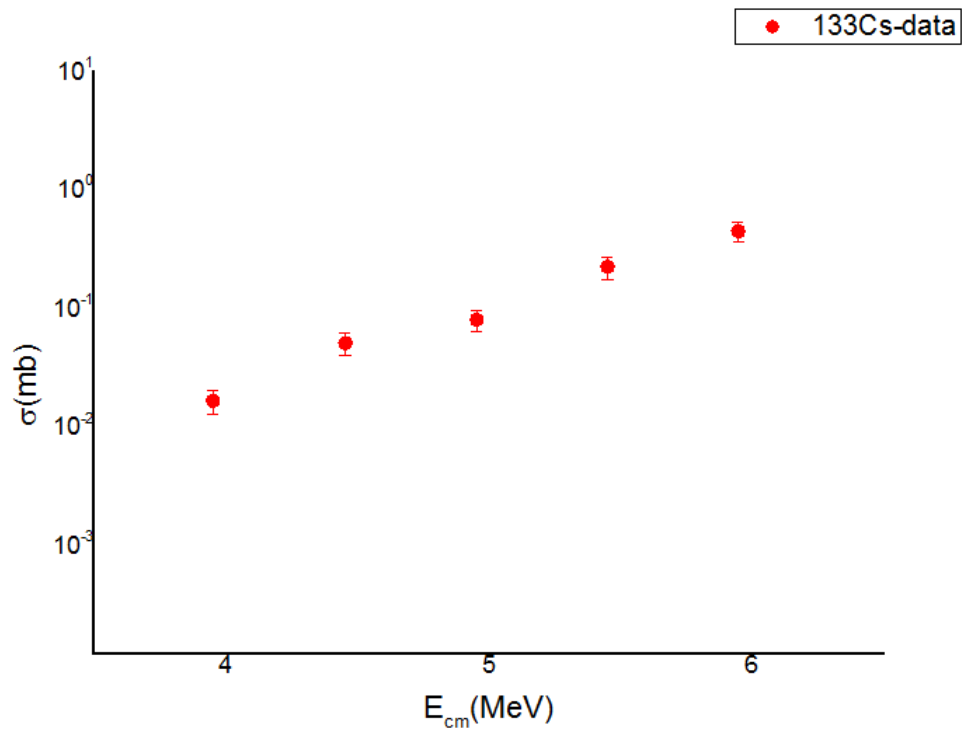
$E_{cm}(\text{MeV})$	$\sigma(\text{mb})$	$\delta\sigma(\text{mb})$
3.95	0.017	0.004
4.45	0.051	0.011
4.95	0.079	0.016
5.45	0.223	0.048
5.95	0.445	0.086

Στη συνέχεια θα δούμε πως θα διαμορφώσουμε τα στοιχεία αυτά ώστε να γίνει η σύγκριση με τα θεωρητικά στοιχεία. Πρώτα μπορούμε να αναπαραστήσουμε τα σημεία αυτά στο σύστημα αξόνων της ενεργού διατομής ως προς την ενέργεια στο κέντρο μάζας. Για τα πέντε σημεία βλέπουμε ότι καθώς η ενέργεια αυξάνεται η ενεργός διατομή επίσης αυξάνεται.



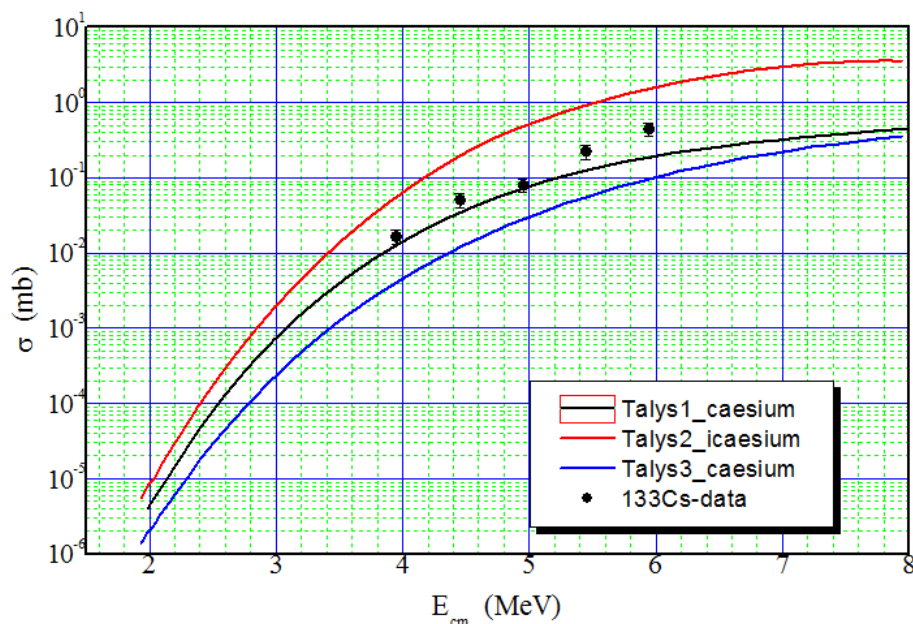
ΣΧΗΜΑ 4.28: Διάγραμμα σημείων ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας στο κέντρο μάζας

Οι συγκρίσεις σημείων και προβλέψεων σε λογαριθμική κλίμακα. Μεταβάλλοντας λοιπόν τον άξονα της ενεργού διατομής σε λογαριθμική κλίμακα έχουμε τα σημεία να παριστάνονται ως εξής:



ΣΧΗΜΑ 4.29: Διάγραμμα ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας στο κέντρο μάζας με τον άξονα της ενεργού διατομής σε λογαριθμική κλίμακα

Τώρα τα σημεία αυτά μπορούμε να τα συγκρίνουμε με θεωρητικές προβλέψεις που δίνονται από το πρόγραμμα TALYS το οποίο μέσω θεωρητικών προβλέψεων υπολογίζει την ενεργό διατομή για το εύρος ενεργειών που του δίνουμε. Τα τρία διαφορετικά πρότυπα περιγράφουν διαφορετικές περιπτώσεις δυναμικών που περιλαμβάνονται στα θεωρητικά πρότυπα. Οι θεωρητικές γραφικές παραστάσεις και τα πειραματικά σημεία δίνονται στο παρακάτω γράφημα.



ΣΧΗΜΑ 4.30: Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τις θεωρητικές προβλέψεις. Τα τρία διαφορεικά πρότυπα παριστάνονται με διαφορετικά χρώματα. Τα σημεία παριστάνουν τα δεδομένα μας.

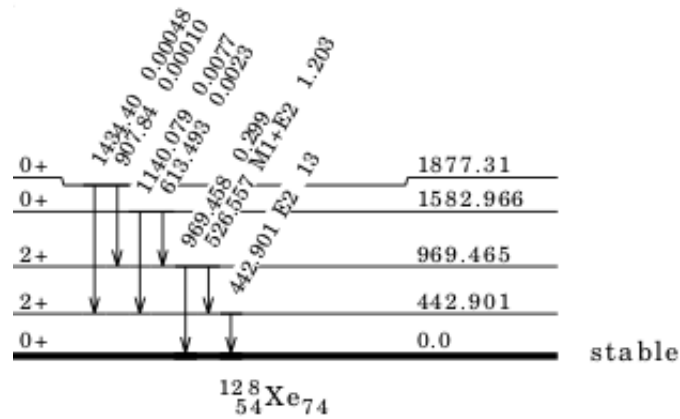
4.2.8 Η αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$

4.2.8.1 Ένταση των Μεταπτώσεων

Το ξένο λοιπόν προερχόμενο από το ιώδιο και βρισκόμενο σε διεγερμένη κατάσταση παρουσιάζει και αυτό μεταπτώσεις από διάφορες ενεργειακές στάθμες. Η ενέργεια αποδιέγερσης από τη μέγιστη διεγερμένη στάθμη, δηλαδή της γ_0 θα ήταν πολύ μεγάλη. Παρουσιάζουμε λοιπόν κάποιες από τις αποδιεγέρσεις προς τη θεμελιώδη στάθμη από κάποιες "χαμηλότερες" διεγερμένες καταστάσεις.

$E_\gamma(keV)$	Μετάπτωση	λ
442.9	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
969.5	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
1999.7	$2^+ \rightarrow 0^+$	2
2361.8	$1, 2^+ \rightarrow 0^+$	1,2
2430.7	$1, 2^+ \rightarrow 0^+$	1,2

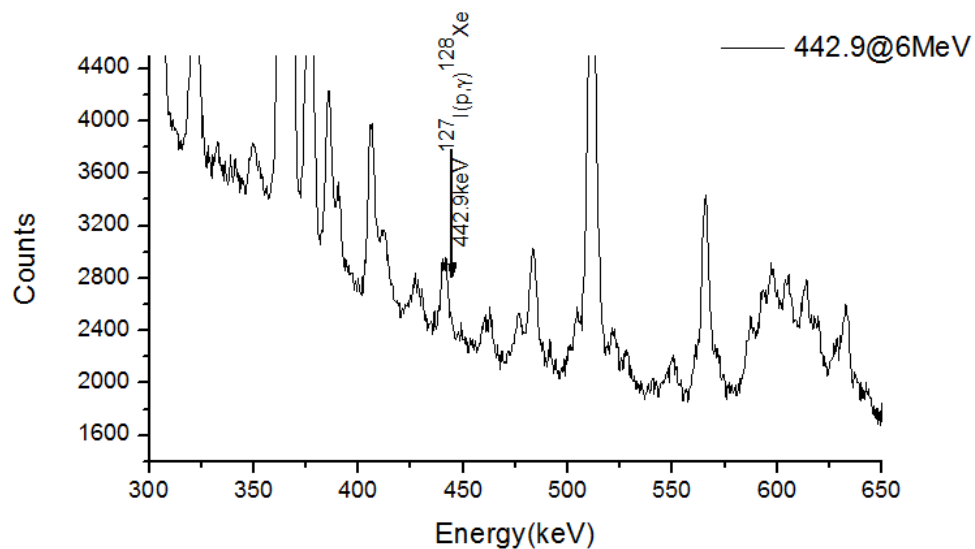
Η κορυφή που ήταν διακριτή για αυτή την αντίδραση ήταν αυτή των $442.9 keV$. Οι άλλες δεν ήταν διακριτές και η έντασή τους είναι μικρή σε σχέση με αυτής.

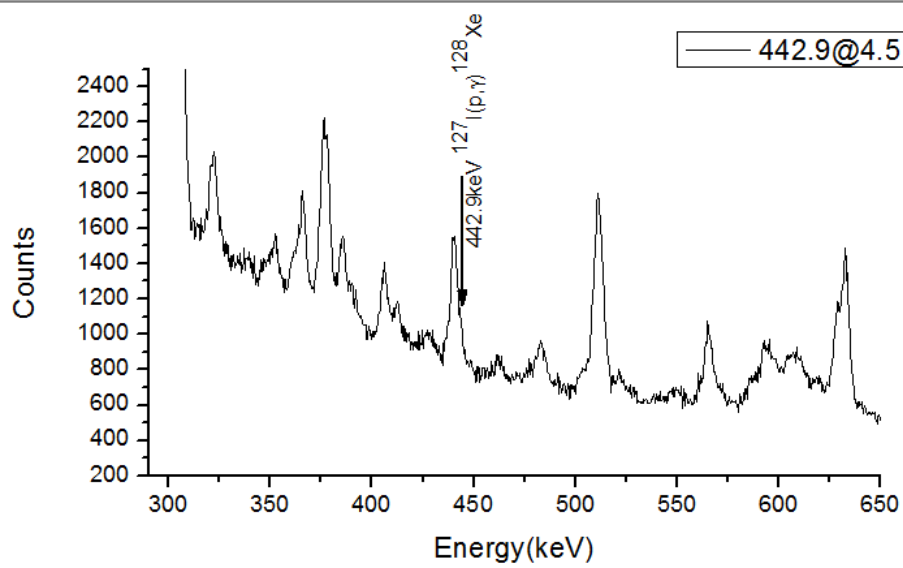
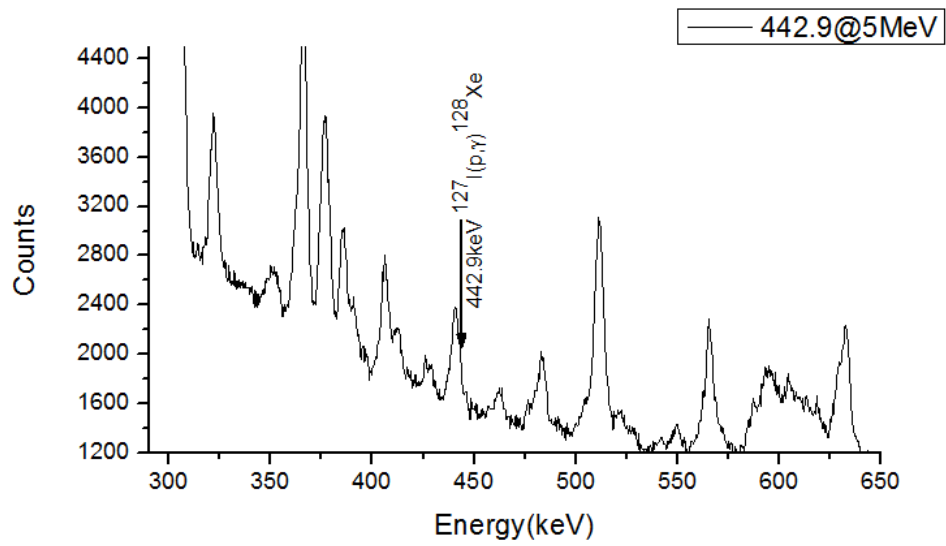
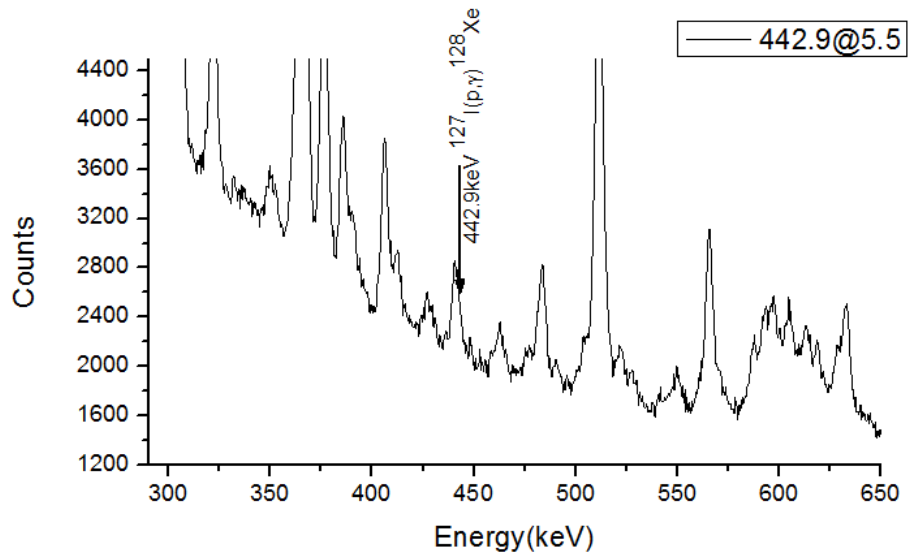


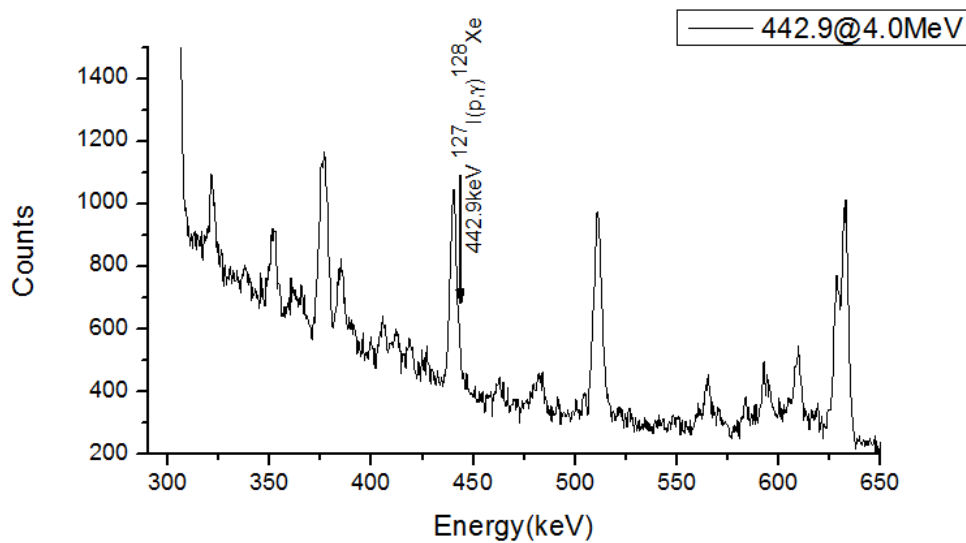
ΣΧΗΜΑ 4.31: Χαμηλές ενεργειακά διεγερμένες καταστάσεις του ξένου-134.[9]

Η κορυφή αυτή αναλύθηκε κάθε φορά με διπλό fitting καθώς πολύ κοντά στην κορυφή μας στα 439.9 keV βρισκόταν μια κορυφή προερχόμενη από την αντίδραση Na ($p,p'\gamma$) κορυφή που αναγνωρίστηκε λόγω βιβλιογραφίας (Gal01). Η κορυφή αυτή πιστοποιήθηκε και σύμφωνα με άλλες αντιδράσεις.

Τα φάσματα όπως αυτά διαμορφώθηκαν για κάθε ενέργεια στην περιοχή όπου βρίσκεται η κορυφή 442.9 έχουν την εξής μορφή :







Αναλύσαμε την κορυφή που περιείχε την κορυφή μας και πήραμε τα γεγονότα (counts) ώστε να υπολογίσουμε την απόδοση (yield) όπως αναλύθηκε για την προηγούμενη κορυφή, αυτή δηλαδή που προερχόταν από το βάριο.

4.2.8.2 Απόλυτη απόδοση κορυφής

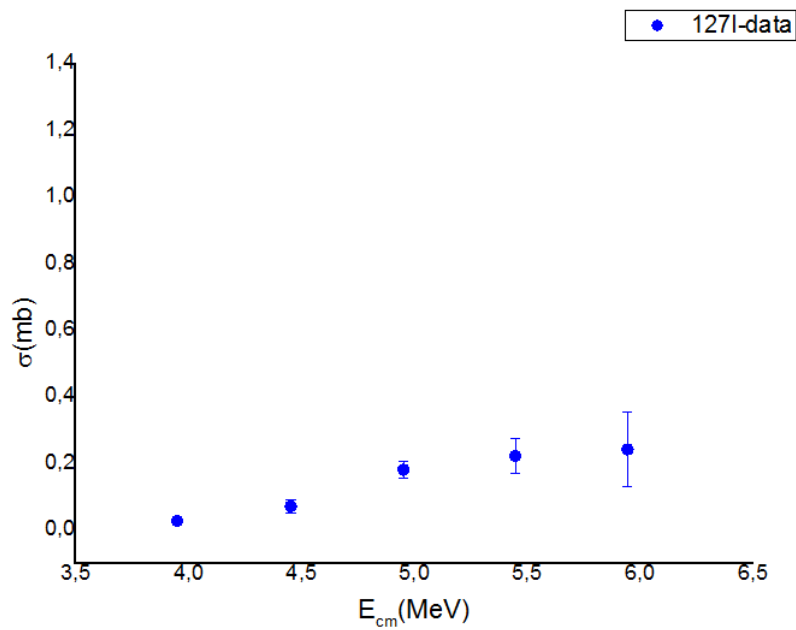
Η απόλυτη απόδοση και αυτής της κορυφής δίνεται με βάση τον τύπο (4.17) με τα στοιχεία νεκρός χρόνος (deadtime), φορτίο (Q) και την απόλυτη απόδοση (efficiency) για αυτήν την κορυφή.

4.2.8.3 Υπολογισμός ενεργού διατομής της $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$

Η ενεργός διατομή υπολογίζεται και για την (p, γ) αντίδραση του ιωδίου από τον τύπο (2.21). Οι τιμές που πήραμε για την ενεργό διατομή (cross section) στις διάφορες ενέργειες καταγράφονται στον πίνακα :

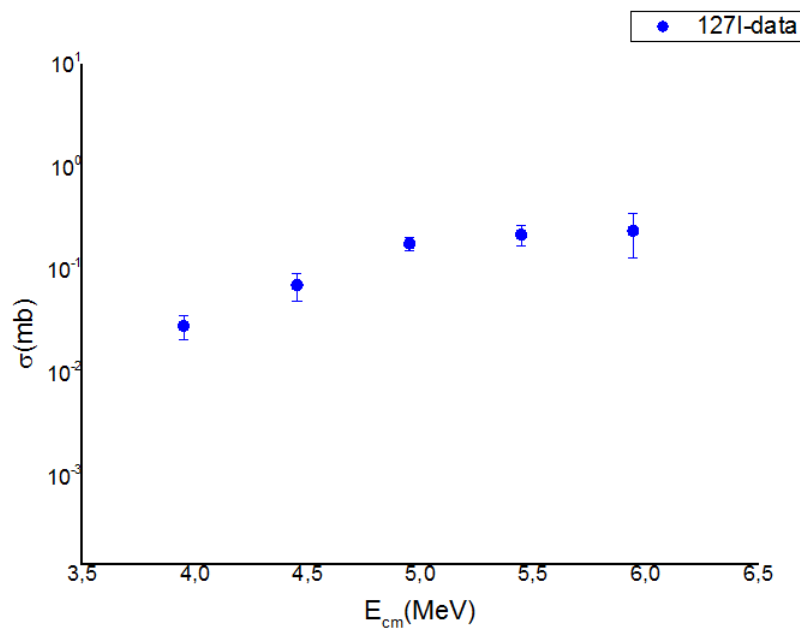
$E_{cm}(MeV)$	$\sigma(mb)$	$\delta\sigma(mb)$
3.95	0.029	0.008
4.45	0.073	0.021
4.95	0.183	0.027
5.45	0.224	0.051
5.94	0.243	0.111

Και αυτά τα σημεία μπορούν να παρασταθούν σε απλή γραφική παράσταση σημείων:



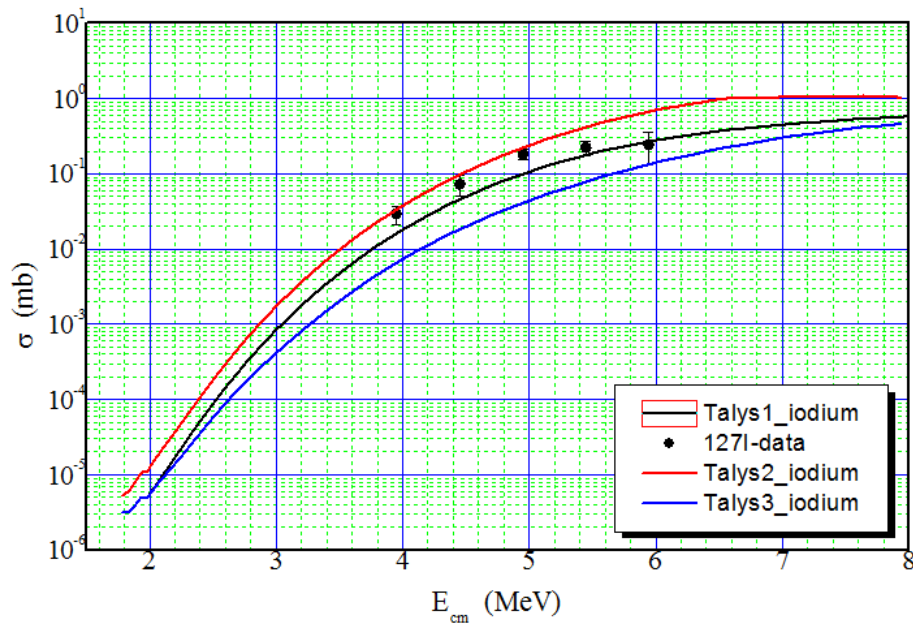
Σχήμα 4.32: Γραφική παράσταση για την ενεργό διατομή της ${}_{53}^{127}I(p, \gamma){}_{54}^{128}Xe$ σε συνάρτηση με την ενέργεια.

Τα σημεία παριστάνονται σε λογαριθμική κλίμακα ως εξής:



Σχήμα 4.33: Γραφική παράσταση για την ενεργό διατομή της ${}_{53}^{127}I(p, \gamma){}_{54}^{128}Xe$ σε συνάρτηση με την ενέργεια σε λογαριθμική κλίμακα.

Η γραφική παράσταση μαζί με τις θεωρητικές προβλέψεις για τις (p,γ) έχει την ακόλουθη μορφή:



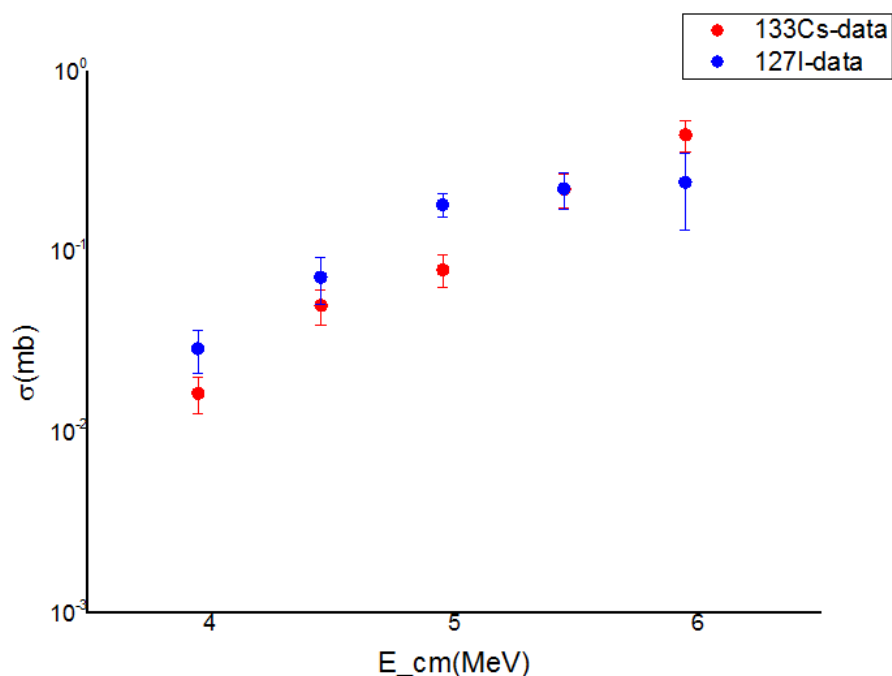
Κεφάλαιο 5

Ανάλυση Αποτελεσμάτων Ενεργού Διατομής-Συμπεράσματα

Η μεγάλη δυσκολία του πειράματος για τα δύο αυτά στοιχεία έγκειται στο γεγονός ότι δεν υπάρχουν πειραματικά αποτελέσματα στη βιβλιογραφία για (p, γ) αντιδράσεις. Άρα η σύγκριση των αποτελεσμάτων γίνεται μόνο σε σχέση με τις θεωρητικές προβλέψεις μέσω του προγράμματος Talys .

5.1 Σύγκριση των πειραματικών στοιχείων για ^{133}Cs και ^{127}I

Το παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζει σημεία όπως αυτά προέκυψαν για της αντιδράσεις (p, γ) των δύο στοιχείων.



Η θεωρητική πρόβλεψη υποδεικνύει ενεργές διατομές για το ιώδιο για ίδια ενέργεια δέσμης μεγαλύτερες από αυτές του καϊσίου. Αυτό στο σχήμα επαληθεύεται για τις ενέργεια 4-5MeV. Τα σημεία για ενέργεια 5.5 MeV ταυτίζονται και για 6 MeV το σημείο για το καίσιο υπερέχει αυτού του ιωδίου. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει ότι είτε τα σημεία για το καίσιο έχουν υπερτιμηθεί κατά την ανάλυση είτε αυτά του ιωδίου έχουν υποτιμηθεί είτε ισχύουν σε ένα βαθμό και τα δύο αυτά ενδεχόμενα. Η ανάλυση των φασμάτων είναι μια διαδικασία περίπλοκη και μπορούν να προέλθουν λάθη κατά την διαδικασία αυτή. Η υποτίμηση των κορυφών για το ιώδιο μπορεί να οφείλεται στο γεγονός ότι έχουμε διπλή κορυφή και άρα κατά την ανάλυση μπορεί να έχουμε αποκλίσεις. Ειδικά για την ενέργεια των 6MeVόπου το σφάλμα είναι πολύ μεγάλο. Η υπερτίμηση για τα δύο τελευταία σημεία του καϊσίου μπορεί να προέρχεται σε άλλα γεγονότα που μπορεί να συνεισφέρουν στην κορυφή και να αυξάνουν την απόδοση της και άρα και την ενεργό διατομή στην συγκεκριμένη ενέργεια.

5.2 Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$

Το καίσιο μας έδωσε αποτελέσματα που ακολουθούν την μορφή της θεωρητικής πρόβλεψης και οι τιμές του αυξάνονται όπως προβλέπεται με την αύξηση της ενέργειας της δέσμης και άρα της ενέργειας στο κέντρο μάζας της αντίδρασης στο

συγκεκριμένο διάστημα που μελετάμε. Η ενεργός διατομή για την αντίδραση αυτή είναι της τάξης μεταξύ 10^{-2} και 10^{-1} δηλαδή πολύ μικρή και ειδικά σε σχέση με την ενεργό διατομή για της (p, n) αντιδράσεις όπως ήδη αναφέραμε που μας δημιουργούν περαιτέρω προβλήματα. Το γεγονός της μικρής ενεργού διατομής ειδικά όσο η ενέργεια δέσμης μειωνόταν ήταν ο λόγος για μετρήσεις μεγαλύτερης διάρκειας.

Τα βήματα μεταβολής της ενέργειας της δέσμης είναι μεγάλα 0.5 MeV και άρα παρατηρούσαμε και αρκετές διαφορές στα φάσματα. Δηλαδή στις μεγαλύτερες αντιδράσεις από όπου και ξεκινήσαμε ο χρόνος για να έχουμε ξεκάθαρη κορυφή στα 604.7 keV ήταν σχετικά μικρός κοντά στις τρεις ώρες. Ο χρόνος λήψης του φάσματος δεν μπορεί να είναι ποτέ πραγματικά μικρός λόγω της μικρής ενεργού διατομής της αντίδρασης. Όταν φτάσαμε σε ενέργεια 5 MeV και τις μικρότερες από αυτήν χρειαζόμασταν πολύ περισσότερο χρόνο. Ειδικότερα για τις ενέργειες στα 4 και 4.5 MeV δεν είχαμε ξεκάθαρη κορυφή (παρότι είχαμε φάσματα για έξι ώρες) για αυτό έγιναν και αναλύσεις της κορυφής με διπλό fit κάτι που χρειαζόταν ακόμα μεγαλύτερη προσοχή.

Τα σημεία για την ενεργό της αντίδρασης $^{133}\text{Cs}(p, \gamma)^{134}\text{Ba}$ περιγράφονται καλύτερα από την καμπύλη με το μαύρο χρώμα σύμφωνα με το σχήμα 4.30. Βλέπουμε ότι τα σημεία και ειδικότερα αυτά για ενέργειες 4-5 MeV μέσα στα πλαίσια του σφάλματος περιγράφονται από το φαινομενολογικό οπτικό δυναμικό Koning-Delaroche σε συνδυασμό με τις πυκνότητες καταστάσεων όπως αυτές περιγράφονται από το επίσης φαινομενολογικό πρότυπο των Koning et al.. Τα δύο σημεία για τις μεγαλύτερες ενέργειες 5.5 και 6 MeV δείχνουν να έχουν μια τάση προς την καμπύλη που περιγράφεται από το συνδυασμό για μικροσκοπικό μοντέλο δυναμικού σύμφωνα με τους Jlm (Jeukenne, Lejeune, Mahaux, 1977) με ένα πρότυπο για τις πυκνότητες καταστάσεων επίσης μικροσκοπικό όπως περιγράφεται στην δημοσίευση Demetriou and Goriely (2001) με την ίδια εργασία να περιγράφει και την ισχύ των μεταπτώσεων.

5.3 Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{127}\text{I}(p, \gamma)^{128}\text{Xe}$

Το ιώδιο είχε τις δικές του δυσκολίες καθώς η κορυφή ήταν για όλες τις ενέργειες διπλή και η ανάλυση έπρεπε να γίνει πολύ προσεκτικά. Η κορυφή αυτή όμως σε ενέργεια 442.9 keV μάζευε καλή στατιστική οπότε αυτό ήταν κάτι που διευκόλυνε

την μελέτη μας. Η αντίδραση αυτή όπως φαίνεται και στο σχήμα για τις θεωρητικές προβλέψεις για το ιώδιο και το καίσιο στο κεφάλαιο 4.2.1 μπορεί να δίνει ενεργές διατομές μεγαλύτερες αυτών της αντίδρασης για το καίσιο αλλά και πάλι είναι της ίδιας τάξης ($10^{-2} - 10^{-1}$) δηλαδή πολύ μικρές. Ακολουθούν την ίδια μορφή με τα σημεία για το καίσιο δηλαδή όσο αυξάναμε την ενέργεια της δέσμης η ενεργός διατομή αυξάνεται.

Τα πειραματικά σημεία για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{127}I(p, \gamma)^{128}Xe$ στις χαμηλότερες ενέργειες 4-5 MeV φαίνεται να ακολουθούν τον συνδυασμό που περιγράφεται από το μικροσκοπικό μοντέλο για το οπτικό δυναμικό των JIm (Jeukenne, Lejeune, Mahaux, 1977) και το μικροσκοπικό μοντέλο για τις πυκνότητες καταστάσεων. Τα σφάλματα είναι σημαντικά. Για τις μεγαλύτερες ενέργειες τα σημεία φαίνονται να περιγράφονται καλύτερα από το φαινομενολογικό μοντέλο για το δυναμικό σε συνδυασμό με το φαινομενολογικό μοντέλο για τις πυκνότητες καταστάσεων.

5.4 Συμπεράσματα

Η εργασία αυτή είχε ως σκοπό την κατανόηση ενός πολύ σημαντικού αντικειμένου της πυρηνικής φυσικής, αυτό για τις αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα. Οι αντιδράσεις αυτές είναι ένα βασικό κομμάτι της πυρηνικής φυσικής καθώς οι εφαρμογές του συναντώνται σε πολλά πεδία της. Η πυρηνική δομή, το δυναμικό Coulomb, η $Q - Value$ είναι έννοιες που μας βοηθούν στην κατανόηση του θέματος.

Οι αντιδράσεις που μελετήθηκαν ήταν αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης με αποδιέγερση του διεγερμένου πυρήνα με ακτίνες γ . Σκοπός είναι ο υπολογισμός της πιθανότητας πραγματοποίησης μιας τέτοιας αντίδρασης για ένα συγκεκριμένο στοιχείο. Πριν πραγματοποιηθεί μια τέτοια αντίδραση σημαντικό είναι να γνωρίζουμε τον στόχο, τη σύνθεση και τις ιδιότητες του, για να μπορούμε να πραγματοποιήσουμε σωστά τις πράξεις. Ο στόχος αναλύθηκε με τη μέθοδο *RBS* μέθοδος που είναι δοκιμασμένη και δίνει αποτελέσματα με πολύ καλή προσέγγιση. Επίσης η ανάλυση του στόχου μας προσφέρει τη γνώση του τί περιμένουμε να δούμε στο φάσμα, δηλαδή ποιές κορυφές, ποιών στοιχείων μπορεί να συναντήσουμε στο φάσμα.

Οι πυρήνες που θα μελετούσαμε ήταν το $^{133}_{55}Cs$ και $^{127}_{53}I$ με αντίδραση (p, γ) . Ο στόχος λοιπόν αποτελούμενος από ένωση ιωδιούχου καισίου έδινε τη δυνατότητα

με ένα πείραμα να μελετώνται και οι δύο αντιδράσεις. Με τις αντιδράσεις αυτές μπορούμε να ελέγξουμε τη θεωρία όπως αυτή διαμορφώνεται από το στατιστικό πρότυπο Hauser Feshbach. Υπάρχει μια συνεχής διαδικασία πειραματικών και θεωρητικών διεργασιών ώστε να καταλήξουμε σε κάποια θεωρητικά πρότυπα που θα μας αποκαλύπτουν ποια είναι η ακριβής πρόβλεψη για την ενεργό διατομή σε συγκεκριμένες συνθήκες αλλά και άλλα στοιχεία για μια συγκεκριμένη αντίδραση.

Τα δύο αυτά ισότοπα έχουν 100% αφθονία στη φύση καθώς αποτελούν τα μοναδικά σταθερά ισότοπα για τα στοιχεία τους. Και οι δύο αυτοί πυρήνες ανήκουν στην ίδια περιοχή στον πίνακα των ισωτόπων όπως και οι πυρήνες που θα παραχθούν από τις αντιδράσεις, δηλαδή το ${}_{56}^{134}\text{Ba}$ και το ${}_{54}^{128}\text{Xe}$. Έτσι το μοντέλο θα εξακριβωθεί κατά πόσο μας επιτρέπει να βγάλουμε σωστά συμπεράσματα και αν πειραματική μέτρηση και θεωρητική πρόβλεψη συμβαδίζουν. Τα διάφορα φαινομενολογικά και μικροσκοπικά μοντέλα για το δυναμικό, τις πυκνότητες καταστάσεων αλλά και τις μεταπτώσεις συνδυάζονται ώστε να προβλεφθεί η ενεργός διατομή.

Αναφερθήκαμε στην ανάλυση για τα πειραματικά αποτελέσματα των ενεργών διατομών των δύο αντιδράσεων και είδαμε πως αυτές προσεγγίζονται καλύτερα για την κάθε μία από αυτές, σε σχέση πάντα με την ενέργεια. Η σημασία των σωστών προβλέψεων είναι μεγάλη ώστε να μπορούμε να περιγράψουμε το σύνολο τέτοιου είδους αντιδράσεων.

Η θεωρία Hauser Feshbach επιβεβαιώνεται από τη σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με τις θεωρητικές προβλέψεις καθώς δεν υπάρχουν τέτοιες αποκλίσεις που να το απορρίπτουν. Άρα (p, γ) αντιδράσεις σε ισότοπα στην περιοχή του καισίου και του ιωδίου μπορούν να περιγραφούν με βάση τη θεωρία αυτή. Συστηματική μελέτη της ενεργού διατομής τέτοιων αντιδράσεων στην περιοχή αυτή του πίνακα των νουκλιδίων θα μας βοηθήσει να προσδιορίσουμε το σωστό συνδυασμό που θα τις περιγράφει και θα προβλέπει τα σωστά αποτελέσματα.

Βιβλιογραφία

1. Π.Α Ασημακόπουλος, *Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική*, 2002
2. Σ.Γαλανόπουλος, *Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδραστήρων πρωτονικής σύλληψης των ισοτόπων του στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση*, Phd
3. Christian Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, 2007
4. W.N. Cottingham-D.A. Greenwood, *Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική*, 2002
5. S.Harissopulos, *Cross Section Measurements of Proton Captures Relevant to p-Process Nucleosynthesis*
6. G.M. Jidiun-T.E. Fessler, *Excited States of Barium 136 and Barium 134*
7. A.A. Sonzogni, *Nuclear Data Sheets for A = 134 **, 2004
8. S.A. Eid-S.M. Diab, *Nuclear Structure of 122-134 Xe Isotopes*, 2012
9. M. Kanbe-K.Kitao, *Nuclear Data Sheets for A = 128 **, 2001
10. R. D. Hoffman, F. S. Dietrich, R. Bauer, K. Kelley, M. Mustafa, *Neutron and*

Charged-Particle Induced Cross Sections for Radiochemistry in the Region of Iodine and Xenon, 2004

11. T.J. Bernatowicz-R.M. Walker, *Ancient Stardust in the Laboratory*, 1997
12. E.M. Burbidge-G.R. Burbidge-W.A.Fowler-F.Hoyle, *Synthesis of the Elements in Stars*, 1957
13. Β.Ρακόπουλος, *Μελέτη των Ενεργών Διατομών των Αντιδράσεων $^{19}\text{F}(d, p)^{20}\text{F}$ και $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$*
14. Γ.Προβατάς, *Μεταπτυχιακή εργασία*
15. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
16. <http://periodictable.com/>
17. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
18. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/database/masses/>