



ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
Τμήμα Φυσικής

Πτυχιακή Εργασία

Φασματοσκοπία γ στα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$

Ευσταθίου Μαργαρίτα
Α/Μ 201700033

Επιβλέπων:
Θεόδωρος Μερτζιμέκης
Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα 2022

Η παρούσα εργασία έχει πραγματοποιηθεί στο πλαίσιο των δραστηριοτήτων της ερευνητικής ομάδας NuSTRAP (Nuclear Structure, Reactions & Applications) στο Εθνικό & Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών.



<https://nustrap.magneticmoments.info>

Φασματοσκοπία γ στα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$

Περίληψη

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε η μελέτη των αντιδράσεων μεταφοράς δύο νουκλεονίων, $^{172}\text{Yb}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{174}\text{Yb}$ και $^{174}\text{Yb}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{176}\text{Yb}$. Τα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$ μελετήθηκαν ως προς τη φασματοσκοπία τους, κατασκευάστηκαν οι γωνιακές κατανομές μεταβάσεων μορφής $E2$ και έγινε θεωρητικός και πειραματικός υπολογισμός ενεργών διατομών.

Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) της Ρουμανίας και για την καταγραφή των φασμάτων γ που αναλύθηκαν χρησιμοποιήθηκε το ανιχνευτικό σύστημα ROSPHERE. Στο πείραμα ακτινοβολήθηκε φυσικός στόχος Yb, με τέσσερις διαφορετικές ενέργειες δέσμης, $E=69,72,73,74$ MeV. Με τη χρήση της διάταξης ROSPHERE συλλέχθηκαν δεδομένα για τρεις διαφορετικές γωνίες με σκοπό την κατασκευή των διαγραμμάτων γωνιακής κατανομής. Επίσης πραγματοποιήθηκε μέτρηση των ενεργών διατομών μέσω μιας διαδικασίας αναγωγής πειραματικά και μέσω του μικροσκοπικού μοντέλου GRAZING θεωρητικά. Τα ισότοπα που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία ανήκουν στην ομάδα των καλά παραμορφωμένων πυρήνων με σημαντικές περιστροφικές ιδιότητες. Το γεγονός ότι η βιβλιογραφία έχει σημαντική έλλειψη σε δεδομένα της περιοχής αυτής αποτέλεσε κίνητρο πραγματοποίησης του πειράματος στο οποίο βασίστηκε η εργασία αυτή.

Gamma spectroscopy of $^{174,176}\text{Yb}$

Abstract

This work concerns the 2n-transfer reactions $^{172}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{174}\text{Yb}$ and $^{174}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{176}\text{Yb}$. The purpose of this work was to study the spectroscopy of the isotopes ^{174}Yb and ^{176}Yb , to build the angular distribution in $E2$ transitions and to calculate the cross sections for the both reactions.

The measurements were carried out at the Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) at Romania. The detection system of ROSPHERE was used for the record of gamma spectroscopy. We used a natural Yb target, which was irradiated with four different beam energies $E=69,72,73,74$ MeV. Gamma spectra were measured at three different angles in order to build the angular distribution diagrams. Also, we calculated the cross sections of the two reactions firstly with a reduction method experimentally and secondly with the microscopic model which is named GRAZING theoretically. In this work, both of the two isotopes studies belong to the group of the well deformed nuclei and they have important rotational properties. The fact that the literature is really deficient in this kind of isotopes was the motivation for conduction the experiment on which this work based.

Ευχαριστίες

Αρχικά θα ήθελα να αναφερθώ και να ευχαριστήσω τον Αν. Καθηγητή Θεόδωρο Μερτζιμέκη για τη βοήθεια σε όλη τη διαδικασία συγγραφής της παρούσας εργασίας. Με ενέπνευσε να ασχοληθώ με τον κλάδο της πειραματικής φυσικής και με καλωσόρισε με τον καλύτερο δυνατό τρόπο στην ερευνητική ομάδα του NuSTRAP.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της ομάδας NuSTRAP που με καλοσόρισαν στην ομάδα τους. Θα ήθελα να αναφερθώ σε αυτό το σημείο στους υποψήφιους διδάκτορες Αικατερίνη Ζυρίλιου και Πολύτιμο Βασιλείου για τη συνεχή βοήθεια τους σε θέματα υπολογιστικής φύσεως, πειραματικής ανάλυσης αλλά και θεωρητικής κατανόησης. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Άχμεντ Χαλήλ για τη βοήθεια του στη διαδικασία της πειραματικής ανάλυσης. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον μεταπτυχιακό φοιτητή Στέφανο Πελώνη για τη βοήθεια του στην εκμάθηση του λογισμικού πακέτου που χρησιμοποίησα για την ανάλυση της παρούσας εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου, βιολογική και μη, για όλη τη στήριξη καθόλη τη διάρκεια συγγραφής της παρούσας εργασίας.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	2
2	Θεωρητική Ανασκόπηση	5
2.1	Πυρηνική Δομή	5
2.1.1	Εισαγωγή	5
2.1.2	Πρότυπο των Φλοιών	6
2.1.3	Πυρηνική Δόνηση	7
2.1.4	Πυρηνική Περιστροφή	9
2.2	Πυρηνικές Αντιδράσεις	18
2.2.1	Εισαγωγή	18
2.2.2	Νόμοι Διατήρησης στις Πυρηνικές Αντιδράσεις	19
2.2.3	Κινηματική Πυρηνικών Αντιδράσεων	20
2.2.4	Ενεργός Διατομή Πυρηνικών Αντιδράσεων	21
2.3	Ακτινοβολία γ	23
2.3.1	Εισαγωγή	23
2.3.2	Κλασσική Θεώρηση Ηλεκτρομαγνητικής Θεωρίας	24
2.3.3	Κβαντική Θεώρηση Ηλεκτρομαγνητικής Θεωρίας	24
2.3.4	Κανόνες Επιλογής	26
2.3.5	Γωνιακές Κατανομές	27
2.3.6	Φασματοσκοπία Ακτίνων γ	28
2.3.7	Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη	30

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο	30
Σκέδαση Compton	31
Δίδυμη γένεση	31
2.4 Ανιχνευτικές Διατάξεις	32
2.4.1 Εισαγωγή	32
2.4.2 Στοιχεία φυσικής ημιαγωγών	33
2.4.3 Ανιχνευτές HPGe	35
2.4.4 Αποδόσεις ανιχνευτών	36
2.5 Ο κώδικας GRAZING	37
3 Πειραματική Διαδικασία	39
3.1 Ο Επιταχυντής 9MV FN Pelletron Tandem	39
3.2 ROSPHERE	40
3.3 Στόχος	42
3.4 Ηλεκτρονικά και σύστημα καταγραφής δεδομένων	44
3.4.1 Εισαγωγή	44
3.4.2 Ηλεκτρονικό σύστημα καταγραφής του ROSPHERE	45
3.4.3 Ο προενισχυτής	47
3.4.4 Ο ενισχυτής	48
3.4.5 Ο διευκρινιστής	49
3.4.6 Ο πολυκάναλος αναλυτής (MCA)	49
3.4.7 Ο Αναλογικός σε ψηφιακό μετατροπέα (ADC)	51
3.4.8 Ο χρονικός σε ψηφιακό μετατροπέας (TAC)	52
4 Αποτελέσματα και Ανάλυση	54
4.1 Αποδόσεις ανιχνευτών	55
4.2 Φάσματα	60
4.3 Η περίπτωση του ^{174}Yb	69
4.3.1 Φασματοσκοπία	69

4.3.2	Γωνιακές κατανομές	75
4.3.3	Σχετικές ενεργές διατομές	77
4.4	Η περίπτωση του ^{176}Yb	80
4.4.1	Φασματοσκοπία	80
4.4.2	Γωνιακές κατανομές	86
4.4.3	Σχετικές ενεργές διατομές	89
5	Συμπεράσματα	91
A	Το λογισμικό	97
B	Αποδόσεις ανιχνευτών	101

Κεφάλαιο 1

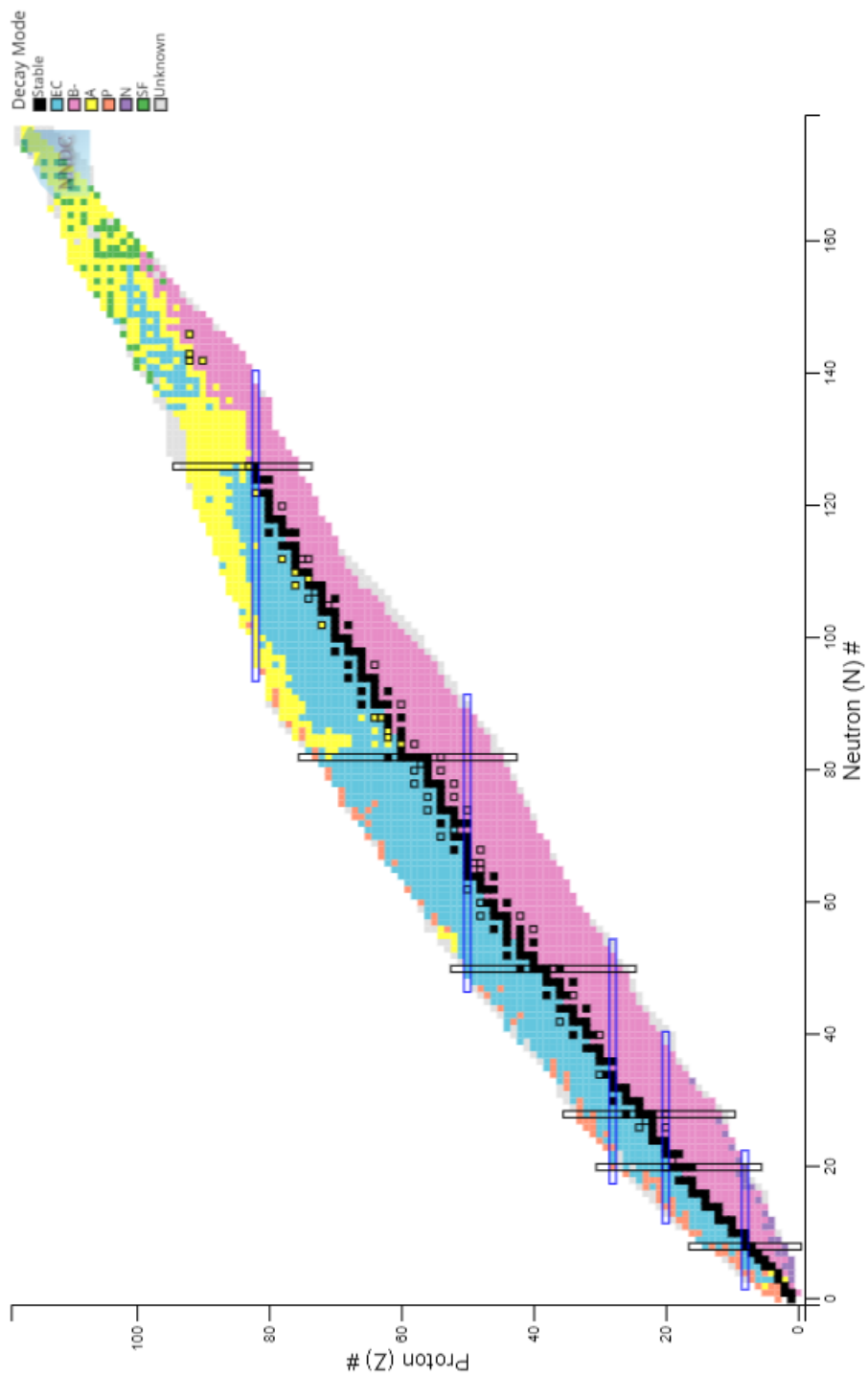
Εισαγωγή

Η παρούσα εργασία στοχεύει στη μελέτη των παρακάτω αντιδράσεων $^{172}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{174}_{70}\text{Yb}$ και $^{174}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{176}_{70}\text{Yb}$. Τα ισότοπα $^{174,176}_{70}\text{Yb}$ μελετώνται μέσω φασματοσκοπίας γ , κατασκευάζονται οι γωνιακές κατανομές των αποδιεγέρσεων $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της θεμελιώδους ζώνης διέγερσης, ενώ πραγματοποιείται και ο υπολογισμός των σχετικών ενεργών διατομών της αντίδρασης παραγωγής.

Όπως είναι γνωστό υπάρχουν δύο δυνάμεις των οποίων η συνύπαρξη μέσα στον ατομικό πυρήνα είναι υπεύθυνη για τη δημιουργία των περίπου 3500 ισοτόπων που συγκροτούν τον ισοτοπικό χάρτη [1]. Οι δυνάμεις αυτές είναι η άπωση Coulomb και η ισχυρή πυρηνική έλξη, των οποίων ο ανταγωνισμός δημιουργεί τις ομάδες σταθερών και ασταθών ισοτόπων του ισοτοπικού χάρτη 1.1.

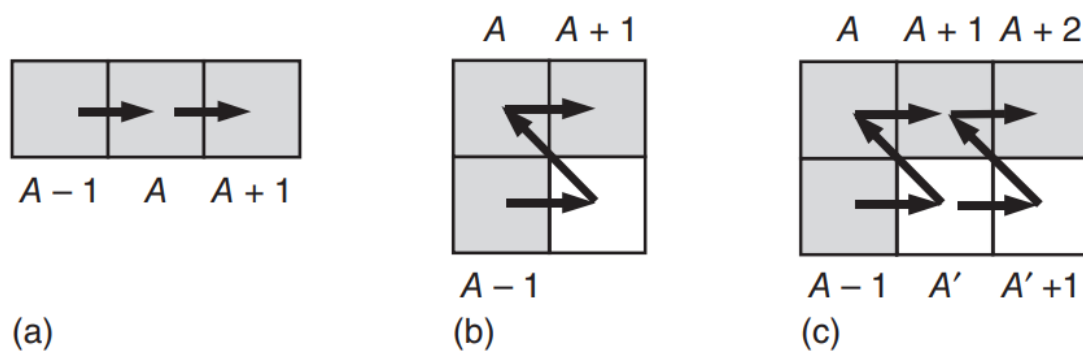
Τα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$ ανήκουν στην κατηγορία των καλά παραμορφωμένων πυρήνων (well-deformed nuclei) και διαθέτουν περιστροφικό χαρακτήρα [3, 4], όπως τα περισσότερα ισότοπα που βρίσκονται σε περιοχή μαζών $150 < A < 190$. Πρόκειται για δύο άρτιους-άρτιους πυρήνες, πλούσιους σε νετρόνια, και λόγω του υψηλού μαζικού αριθμού τους είναι ιδανικοί για τη μελέτη συλλογικών μοντέλων πυρηνικής δομής. Αυτό συμβαίνει διότι τα πρωτόνια και νετρόνια που διαθέτουν έχουν τη δυνατότητα να καταλαμβάνουν διαφορετικά τροχιακά δημιουργώντας πολύπλοκες δομές. Το βασικό πρόβλημα όμως είναι ότι όσο πιο υψηλός είναι ο μαζικός αριθμός τόσο μεγαλύτερη είναι και η τιμή του βαθμού ελευθερίας ο οποίος αυξάνεται εκθετικά με τη μάζα [1].

Συνεπώς για την καλύτερη κατανόηση της αλληλεπίδρασης των δύο δυνάμεων στην περιοχή των καλά παραμορφωμένων πυρήνων και την εξαγωγή αποτελεσμάτων σχετικά με την πυρηνική δομή, τις πυρηνικές παραμορφώσεις αλλά και άλλες πειραματικώς μετρούμενες ποσότητες, όπως χρόνους ημιζωής και γωνιακές κατανομές είναι απαραίτητη η πραγματοποίηση κατάλληλων πειραμάτων. Όμως, η βιβλιογραφία έχει σημαντική έλλειψη σε τέτοιου τύπου μετρήσεις με αποτέλεσμα αρχικά να μην υπάρχουν πληροφορίες σχετικά με τη δομή τέτοιων πυρήνων, αλλά και να μην είναι εφικτή η διατύπωση μιας θεωρητικής περιγραφής σε αυτές τις περιοχές. Όλα τα παραπάνω συνηγορούν υπέρ της πραγματοποίησης του πειράματος πάνω στο οποίο βασίστηκε όλη η εργασία.



Εικόνα 1.1: Ισοτοπικός χάρτης στον οποίο με μαύρα τετράγωνα απεικονίζονται οι σταθεροί πυρήνες. Οι κάθετες και οριζόντιες γραμμές αντιστοιχούν στους μαγικούς αριθμούς. Οι πυρήνες με μπλε χρώμα αντιστοιχούν σε πυρήνες που πραγματοποιούν είτε ηλεκτρονική σύλληψη είτε/και αποδιέγερση β^+ , ενώ με μωβ χρώμα παρουσιάζονται οι πυρήνες που πραγματοποιούν αποδιέγερση β^- [2].

Εκτός όλων των παραπάνω, τα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$ παρουσιάζουν και έντονο αστροφυσικό ενδιαφέρον. Πιο συγκεκριμένα τα ισότοπα του Yb με μαζικό αριθμό από $A = 168$ έως και $A = 176$ διαθέτουν αρκετά σταθερά ισότοπα που παράγονται σε διαφορετικές ποσότητες από τις διαδικασίες $p-$, $s-$ και r -process [5]. Όμως το Yb κυρίως ακολουθεί την s -process, η οποία είναι μια διαδικασία σύλληψης νετρονίου με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας γ σε μία χρονική κλίμακα από $100y$ έως και 10^5y . Πρόκειται για μία διαδικασία με βραδύ ρυθμό για αυτό ονομάζεται και s -process από το *slow*. Η διαδικασία αυτή είναι υπεύθυνη για την παραγωγή της πλειονότητας των ισωτόπων σε περιοχή με μαζικό αριθμό $63 \leq A \leq 209$. Στην εικόνα 1.2 υπάρχει σχηματική απεικόνιση της διαδικασίας s -process. Το ισότοπο ^{209}Bi είναι και το τελευταίο ισότοπο που μπορεί να συντεθεί με s -process [6]. Ο κλάδος της πυρηνοσύνθεσης που μελετά τέτοιου τύπου φαινόμενα αποτελεί κλάδο απασχόλησης της ερευνητικής ομάδας NuSTRAP με ενδεικτικά παραδείγματα τα ακόλουθα [7, 8]



Εικόνα 1.2: Σχηματική αναπαράσταση της διαδρομής που ακολουθεί η s -process. (a) μετασχηματισμός πυρήνας με μαζικό αριθμό A λόγω σύλληψης νετρονίου, (b) ο πυρήνας με μαζικό αριθμό A πάλι μετασχηματίζεται μέσω σύλληψης νετρονίου, αλλά εμφανίζεται και ενδιάμεση β^- διάσπαση, (c) παράδειγμα αλυσίδας s -process [6]

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της φασματοσκοπικής μελέτης των ισωτόπων ^{174}Yb και ^{176}Yb . Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) που βρίσκεται στην πόλη Βουκουρέστι της Ρουμανίας και το ανιχνευτικό σύστημα που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή των φασμάτων ακτινοβολίας γ λέγεται HPGe ROSPHERE. Η διεξαγωγή του πειράματος αυτού πραγματοποιήθηκε από την ερευνητική ομάδα NuSTRAP σε συνεργασία με το προσωπικό του εργαστηρίου IFIN-HH.

Η δομή της εργασίας αυτής είναι η ακόλουθη: αρχικά στο Κεφάλαιο 2 παρουσιάζεται το θεωρητικό υπόβαθρο πάνω στο οποίο βασίζεται η ανάλυση και η κατανόηση των φαινομένων που μελετούνται. Ακολουθεί το Κεφάλαιο 3 στο οποίο παρουσιάζεται το ανιχνευτικό σύστημα ROSPHERE αλλά και το σύστημα καταγραφής της διάταξης. Στο Κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται η διαδικασία ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων και τα εξαγόμενα αποτελέσματα. Στο Κεφάλαιο 5 βρίσκονται τα συμπεράσματα που προέκυψαν βασιζόμενα στα αποτελέσματα. Τέλος ακολουθούν τα Παραρτήματα A, B και η Βιβλιογραφία.

Κεφάλαιο 2

Θεωρητική Ανασκόπηση

2.1 Πυρηνική Δομή

2.1.1 Εισαγωγή

Κάθε πυρήνας αποτελείται από πρωτόνια και νετρόνια. Ο αριθμός των πρωτονίων λέγεται ατομικός αριθμός και συμβολίζεται με Z , το άθροισμα του αριθμού των πρωτονίων και των νετρονίων ονομάζεται μαζικός αριθμός και συμβολίζεται με A . Τα νετρόνια και τα πρωτόνια αποκαλούνται νουκλεόνια και κρατούνται δέσμια στο πυρήνα του ατόμου λόγω της επίδρασης της ισχυρής πυρηνικής δύναμης. Η δύναμη αυτή δρα μεταξύ όλων των νουκλεονίων και υπερνικά την απωστική δύναμη Coulomb μεταξύ των πρωτονίων. Πρόκειται για μια δύναμη μικρής εμβέλειας, αλλά πολύ ισχυρή. Οι πυρήνες που έχουν τον ίδιο ατομικό, αλλά διαφορετικό μαζικό αριθμό ονομάζονται ισότοπα.

Είναι εφικτός ο υπολογισμός των κυματοσυναρτήσεων ενός τέτοιου συστήματος με την χρήση της θεωρίας διαταραχών. Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται γράφοντας την Χαμιλτονιανή του συστήματος ως άθροισμα δύο όρων: ο ένας όρος είναι ο H_0 , δηλαδή η αδιατάρακτη Χαμιλτονιανή του ακριβώς επιλύσιμου συστήματος, ενώ ο άλλος είναι ο H_I που περιγράφει την αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματίων. Η επίλυση ενός τέτοιου συστήματος είναι εξαιρετικά περίπλοκη και υπολογιστικά δύσκολη [9]. Για το λόγο αυτό για να γίνει η μελέτη της πυρηνικής δομής γίνεται η εισαγωγή πυρηνικών προτύπων. Τα διάφορα αυτά πυρηνικά πρότυπα έχουν εισαχθεί για την περιγραφή της πυρηνικής δομής και βασίζονται σε ένα σύνολο παραδοχών και πειραματικών δεδομένων. Ανάλογα με τις παραδοχές αυτές τα πυρηνικά πρότυπα χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες:

1. Πυρηνικά πρότυπα ισχυρών αλληλεπιδράσεων: Αναπτύσσονται ισχυρές ελκτικές δυνάμεις μεταξύ των νουκλεονίων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα της κατηγορίας αυτής είναι το πρότυπο της “υγρής σταγόνας”.
2. Πυρηνικά πρότυπα ανεξάρτητων σωματιδίων: Τα νουκλεόνια συμπεριφέρονται ως ανεξάρτητα σωματίδια. Χαρακτηριστικό παράδειγμα της κατηγορίας είναι το πρό-

τυπο των φλοιών, το οποίο θα περιγραφεί σύντομα παρακάτω.

3. Ενδιάμεσα πυρηνικά πρότυπα: Προκύπτουν από το κατάλληλο συνδυασμό του παραδείγματος είναι το οπτικό πρότυπο, αλλά κυρίως το συλλογικό πυρηνικό πρότυπο.

2.1.2 Πρότυπο των Φλοιών

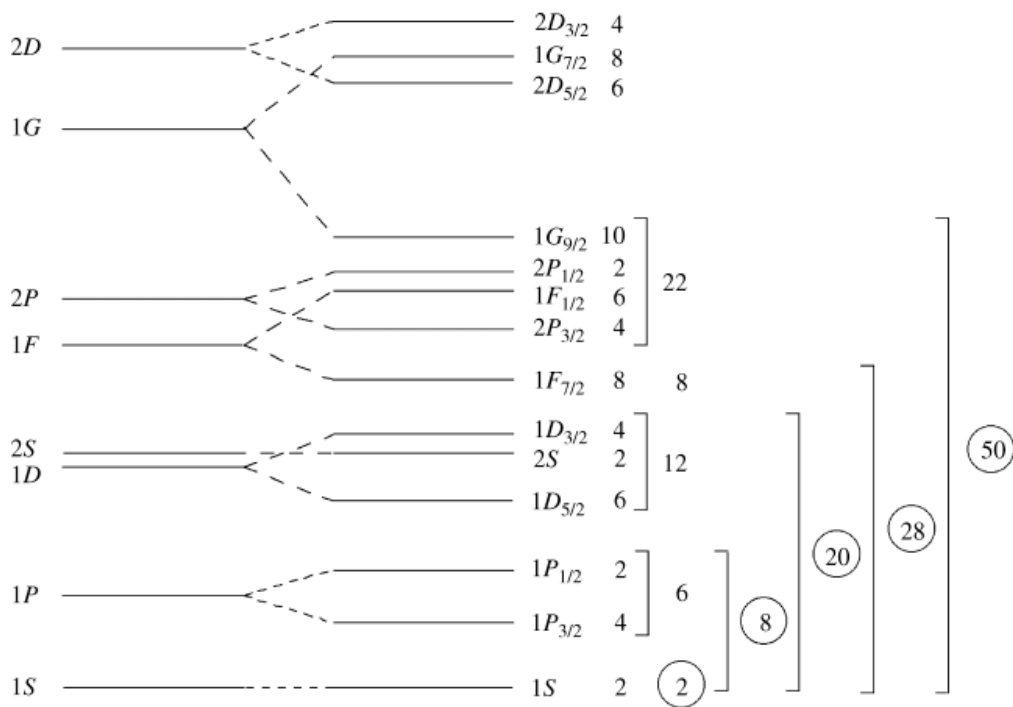
Το πυρηνικό πρότυπο των φλοιών είναι εν μέρει ανάλογο του ατομιστικού μοντέλου των φλοιών. Υπάρχει όμως μια σημαντική διαφορά και αυτή είναι ότι στην περίπτωση του ατόμου υφίσταται ο πυρήνας ως κυρίαρχη κεντρική οντότητα, ο οποίος συγκεντρώνει όλη τη μάζα και όλο το θετικό ηλεκτρικό φορτίο του. Σε αντίθεση με αυτό, η κίνηση των νουκλεονίων μέσα στον πυρήνα δεν καθορίζεται από την παρουσία κάποιου κυρίαρχου κεντρικού δυναμικού, καλά ορισμένου μέσω θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων, όπως π.χ. η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση ανάμεσα σε θετικά φορτισμένο πυρήνα και αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια στο άτομο.

Μερικοί πυρήνες εμφανίζουν μεγάλη σταθερότητα, επειδή οι αριθμοί των πρωτονίων, των νετρονίων ή και των δύο αντιστοιχούν σε συμπληρωμένες στιβάδες νουκλεονίων. Οι αριθμοί αυτοί αποκαλούνται μαγικοί αριθμοί και είναι οι αριθμοί 2,8,20,28,50,82,126,184. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν και οι διπλά μαγικοί πυρήνες οι οποίοι έχουν μαγικό αριθμό και στα πρωτόνια, αλλά και στα νετρόνια τους, οι οποίοι παρουσιάζουν αυξημένη σταθερότητα.

Το πυρηνικό δυναμικό στο πρότυπο των φλοιών είναι ένας συνδυασμός του δυναμικού για το απειρόβαθο πηγάδι και του αρμονικού ταλαντωτή. Με το δυναμικό αυτό γεμίζουν τα κελύφη με $2(2l + 1)$ νουκλεόνια, όμως παράγονται μόνο οι μαγικοί αριθμοί 2, 8 και 20. Για να μπορέσει να γίνει η παραγωγή και των ανώτερων μαγικών αριθμών συμπεριλαμβάνεται στο δυναμικό και ένα όρος σπιν-τροχιάς. Η αλληλεπίδραση αυτή προκαλεί μια αναδιάταξη των επιπέδων. Έτσι κάθε νουκλεόνιο με σπίν $1/2$ έχει δύο πιθανές τιμές συνολικού κβαντικού αριθμού γωνιακής ορμής που είναι $j = l \pm 1/2$. Με την διαδικασία αυτή παράγονται και οι υπόλοιποι μαγικοί αριθμοί.

Μια σημαντική πρόβλεψη του προτύπου των φλοιών είναι ότι οι άρτιοι-άρτιοι πυρήνες θα έχουν στις βασικές τους καταστάσεις σπιν 0 και ομοτιμία άρτια, θα ναι δηλαδή της μορφής 0^+ αφού όλα τα νουκλεόνια είναι ζευγαρωμένα. Στην περίπτωση των πυρήνων με περιττό αριθμό πρωτονίων και άρτιο νετρονίων ή το ανάποδο η τελική κατάσταση του πυρήνα θα καθορίζεται από το πρωτόνιο ή νετρόνιο στην ανάποδη περίπτωση. Τέλος στην περίπτωση όπου ο πυρήνας είναι περιττός-περιττός δεν μπορεί να γίνει πρόβλεψη του σπίν του. Στην παρούσα εργασία μελετώνται κυρίως οι άρτιοι-άρτιοι πυρήνες.

Το πρότυπο των φλοιών περιγράφει ικανοποιητικά τους πυρήνες κοντά σε κλειστό κέλυφος, δηλαδή στις περιπτώσεις όπου ο αριθμός των πρωτονίων και των νετρονίων είναι είτε κάποιος μαγικός αριθμός, είτε κοντά σε κάποιο μαγικό αριθμό. Ωστόσο στους πυρήνες όπου ο αριθμός των πρωτονίων και των νετρονίων απέχει σημαντικά από κάποιο μαγικό αριθμό προτιμάται κάποιο συλλογικό μοντέλο.



Εικόνα 2.1: Τα ενεργειακά επίπεδα όπως αυτά υπολογίζονται με βάση το πυρηνικό δυναμικό του προτύπου των φλοιών συμπεριλαμβανομένης και της αλληλεπίδρασης σπιν-τροχιάς. Στο σχήμα απεικονίζονται και οι μαγικοί αριθμοί [10]

2.1.3 Πυρηνική Δόνηση

Σχετικά με τις πυρηνικές δονήσεις είναι εύκολο κανείς να φανταστεί το πυρήνα ως μια σταγόνα ρευστής πυρηνικής ύλης, η οποία δονείται κάτω από υψηλές συχνότητες. Για διευκόλυνση το σχήμα του πυρήνα στην κατάσταση ισορροπίας θεωρείται σφαιρικό, δηλαδή η δυναμική ενέργεια είναι ελάχιστη όταν ο πυρήνας έχει σφαιρικό σχήμα. Στους σφαιρικούς πυρήνες δεν υπάρχουν περιστροφικοί βαθμοί ελευθερίας οπότε η δονητική τους κίνηση ξεχωρίζει εύκολα, δίχως επιπλοκές λόγω περιστροφής. Ωστόσο πρακτικά το πιο σταθερό σχήμα για τους περισσότερους πυρήνες είναι το παραμορφωμένο.

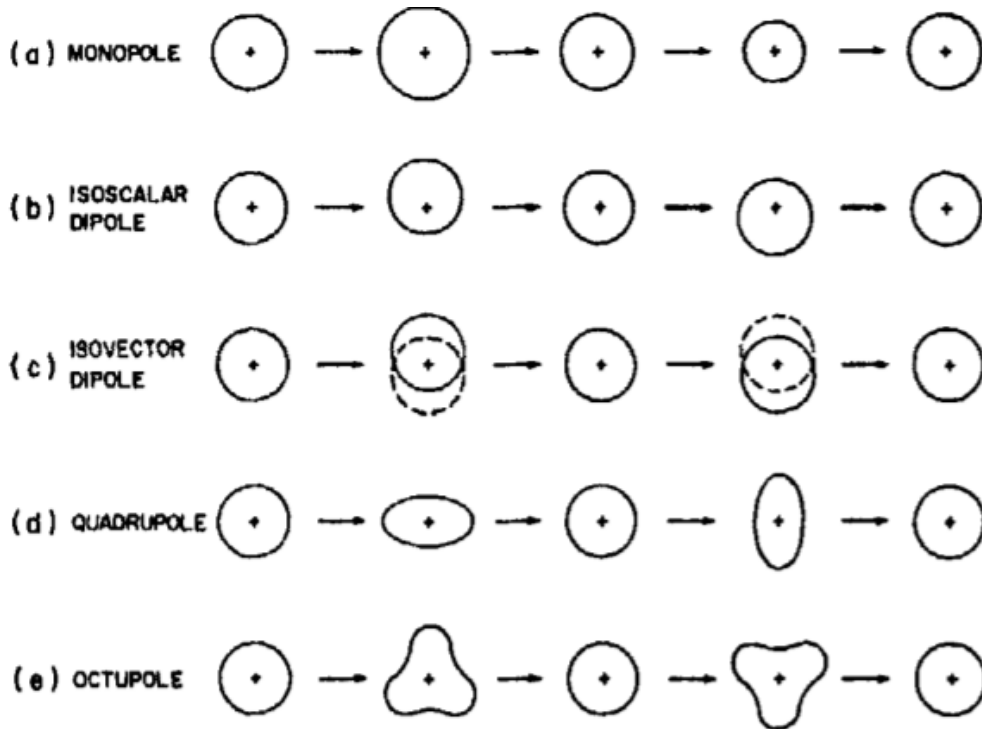
Μόλις δοθεί σε ένα πυρήνα περίσσεια ενέργειας μπορεί να τεθεί σε δόνηση γύρω από το σχήμα ισορροπίας του πυρήνα αυτού. Υπάρχουν διαφορετικοί τρόποι δόνησης για τους πυρήνες. Για παράδειγμα υπάρχει περίπτωση ο πυρήνας να αλλάζει τον όγκο του δίχως όμως να αλλάζει το σχήμα του, πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα να πραγματοποιείται μια ταλάντωση στην πυκνότητά του. Μια τέτοιου τύπου δόνηση είναι γνωστή ως μονοπολική.

Ο πιο συχνός τύπος δονήσεων είναι όταν εμπεριέχει ταλάντωση στο σχήμα του πυρήνα χωρίς όμως την αλλαγή της πυκνότητάς του. Σε αυτό το σημείο θα γίνει η εισαγωγή της στιγμιαίας συντεταγμένης $R(\theta, \varphi; t)$ ενός σημείου στην πυρηνική επιφάνεια με συντεταγμένες (θ, φ) . Η ποσότητα αυτή είναι εκφρασμένη με βάση τις σφαιρικές αρμονικές $Y_{\lambda, \mu}$ και κάθε στοιχείο σφαιρικών αρμονικών θα έχει πλάτος $\alpha_{\lambda, \mu}$ που καλείται και παράγοντες

σχήματος [11]. Όπως και στην περίπτωση της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας όπου η χωρική κατανομή του φορτίου αναλύεται σε όρους σφαιρικών αρμονικών με σκοπό την ανάλυση του δυναμικού σε πολυπολικούς όρους, έτσι και στην περίπτωση της μεταβαλλόμενης πυρηνικής ακτίνας γίνεται ανάλυση σε σφαιρικές αρμονικές. Στη προκειμένη περίπτωση οι σφαιρικές αρμονικές χαρακτηρίζονται από δύο κβαντικούς αριθμούς λ, μ που αντιστοιχούν στη στροφορμή και στην προβολή της στροφορμής αντίστοιχα [12].

$$R(\theta, \varphi; t) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu} \right) \quad (2.1)$$

Το R_0 αντιστοιχεί στην ακτίνα ισορροπίας, όπου πρόκειται για μια σφαίρα η οποία έχει τον ίδιο όγκο. Κάθε τρόπος δόνησης τάξης λ έχει στην πραγματικότητα $2\lambda+1$ παραμέτρους, αφού το μ παίρνει τιμές από το $-\lambda$ ως το $+\lambda$. Μέσω της συμμετρίας ανάκλασης είναι εφικτό να μειωθεί ο αριθμός των παραμέτρων αυτών, αφού απαιτεί να ισχύει $\alpha_{\lambda, \mu} = \alpha_{\lambda, -\mu}$.



Εικόνα 2.2: Τρόποι δόνησης του πυρήνα για $\lambda = 0, 1, 2, 3$ και πώς εξελίσσονται στο χρόνο [11].

Η περίπτωση όπου $\lambda=1$ αντιστοιχεί σε μια ταλάντωση γύρω από ένα σταθερό σημείο. Εδώ όλα τα νουκλεόνια κινούνται ως ομάδα χωρίς καμία αλλαγή στην εσωτερική δομή του πυρήνα. Η περίπτωση αυτή είναι γνωστή ως δίπολο. Η επόμενη περίπτωση είναι για $\lambda=2$ και αντιστοιχεί σε τετράπολο, όπου το σχήμα του πυρήνα μετασχηματίζεται από σφαιρικό σε ωειδές σε σφαιρικό σε πεπλατυσμένο και ξανά σφαιρικό. Ο μετασχηματισμός αυτός παρουσιάζεται καλύτερα στην Εικ. 2.2. Ο τετραπολικός τρόπος είναι και ο ισχυρότερος τρόπος παραμόρφωσης του πυρήνα [12]. Ο επόμενος τρόπος δόνησης είναι για $\lambda=3$ που αντιστοιχεί στην οκταπολική δόνηση.

Σε αναλογία με την κβαντική θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού, ένα κβάντο δονητικής ενέργειας αποκαλείται φωνόνιο. Το φωνόνιο είναι μποζόνιο το οποίο κουβαλάει λή μονάδες στροφορμής και έχει ομοτιμία $\pi = (-1)^\lambda$. Η βασική στάθμη ενός άρτιου-άρτιου πυρήνα είναι μηδενικών φωνονίων. Ενώ οι ανώτερες ενεργειακά στάθμες μπορούν να προκύψουν από την προσθήκη ενός τετραπολικού φωνονίου, ενός οκταπολικού φωνονίου, καθώς όμως γίνεται υψηλότερη η ενέργεια η δονητική δομή υποχωρεί μπροστά στη διέγερση σωματιδίου που αντιστοιχεί στην ενέργεια ζεύγους στην βασική κατάσταση [11]. Στους άρτιους-άρτιους πυρήνες η πρώτη στάθμη πάνω από την $J^\pi = 0^+$ είναι αναπόφευκτα η $J^\pi = 2^+$ και συχνά υπάρχει και μια τριπλή κατάσταση με περιστροφές $0^+, 2^+, 4^+$ με διπλάσια ενέργεια από την πρώτη κατάσταση 2^+ .

2.1.4 Πυρηνική Περιστροφή

Στο παραπάνω κεφάλαιο λήφθηκε η υπόθεση ότι το βασικό σχήμα είναι το σφαιρικό και οι διεγέρσεις κτίζονται ως απεικονίσεις ισορροπίας στη μορφή μικρών δονήσεων. Ωστόσο δεν υπάρχει κανένας επιτακτικός λόγος για τον οποίο δεν πρέπει να λάβει κάποιο άλλο σχήμα. Γενικά οι σφαιρικοί πυρήνες βρίσκονται γύρω από κλειστά κελύφη, ωστόσο σε περιοχές μάζας $150 < A < 190$ και $A > 220$ βρίσκονται πυρήνες που μπορούν να έχουν σημαντικές παραμορφώσεις από το σφαιρικό σχήμα και ονομάζονται παραμορφωμένοι πυρήνες [11, 13]. Σε αυτήν την περιοχή μαζών ανήκουν και τα ισότοπα που εξετάζονται στην παρούσα εργασία: $^{174,176}_{70}\text{Yb}$. Η συνύπαρξη της πυρηνικής δύναμης μικρής εμβέλειας, με την μακράς εμβέλειας δύναμη Coulomb και τη φυγοκεντρική δύναμη λόγω περιστροφής ευνοούν έναν μη σφαιρικό, ή αλλιώς παραμορφωμένο πυρήνα [11]. Ένας κοινός τρόπος αναπαράστασης αυτών των πυρήνων είναι του ελλειψοειδούς εκ περιστροφής όπου η επιφάνεια του περιγράφεται από την εξίσωση [14]:

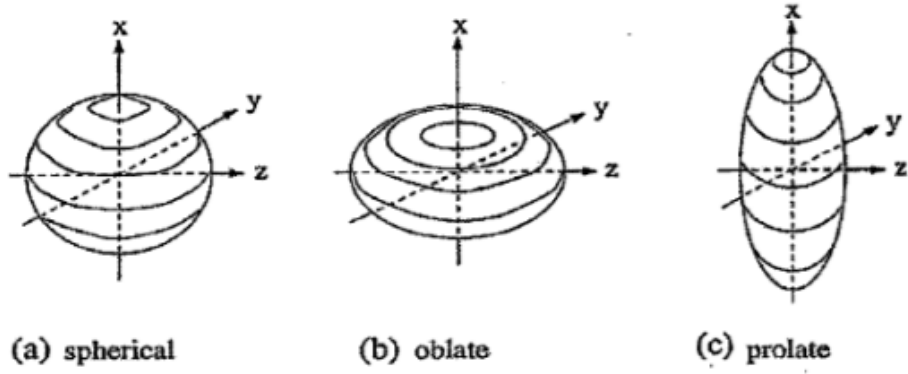
$$R(\theta, \varphi) = R_{\alpha\nu} (1 + bY_{20}(\theta, \varphi)) \quad (2.2)$$

Όπως φαίνεται η εξίσωση αυτή είναι ανεξάρτητη από το φ , κάτι που δίνει στο πυρήνα κυλινδρική συμμετρία. Η παράμετρος παραμόρφωσης β σχετίζεται με την εκκεντρότητα του ελλειψοειδούς και δίνεται από την σχέση:

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left(\frac{\Delta R_{\alpha\nu}}{R_{\alpha\nu}} \right) = 1.06 \left(\frac{\Delta R_{\alpha\nu}}{R_{\alpha\nu}} \right) \quad (2.3)$$

Το $\Delta R_{\alpha\nu}$ είναι η διαφορά ανάμεσα στο κύριο και στο δευτερεύοντα ημίξονα της έλλειψης, ενώ το $R_{\alpha\nu}$ είναι η μέση ακτίνα και δίνεται ως: $R_{\alpha\nu} = R_0 A^{1/3}$. Στην περίπτωση που ο παράγοντας παραμόρφωσης πάρει θετική τιμή, δηλαδή $\beta > 0$ ο πυρήνας έχει επιμήκη μορφή ενός ελλειψοειδούς (prolate), ενώ όταν πάρει αρνητική τιμή, δηλαδή $\beta < 0$ ο πυρήνας έχει πεπλατυσμένη μορφή ελλειψοειδούς (oblate). Οι προαναφερθείσες μορφές φαίνονται στο σχήμα (Εικ. 2.3).

Η κατανομή του φορτίου σε ένα πυρήνα μπορεί να περιγραφεί από όρους ηλεκτρικής πολυπολικής ροπής. Η τετραπολική ροπή Q_0 ορίζεται στο εγγενές πλαίσιο του πυρήνα και παρατηρείται μόνο στις περιπτώσεις όπου ο πυρήνας βρίσκεται σε ηρεμία. Η παράμετρος



Εικόνα 2.3: Οπτική αναπαράσταση των τριών ειδών πυρηνικών σχημάτων: (a) Σφαιρικό, (b) Πεπλατυσμένο ελλειψοειδές, (c) Επιμήκη μορφή ελλειψοειδούς. Ο άξονας x αντιστοιχεί στον άξονα συμμετρίας [14]

παραμόρφωσης και η εγγενής τετραπολική ροπή συνδέονται με τη σχέση:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{\pi}} R_{\text{av}}^2 Z \beta (1 + 0.16\beta) \quad (2.4)$$

Στην περίπτωση όμως που ο πυρήνας περιστρέφεται στο εργαστηριακό σύστημα μετράται μια διαφορετική τετραπολική ροπή Q . Η τετραπολική ροπή Q περιγράφει το ενεργό σχήμα του ελλειψοειδούς της πυρηνικής κατανομής φορτίου. Μια μη μηδενική τιμή για την τετραπολική ροπή δείχνει ότι η πυρηνική κατανομή φορτίου δεν είναι σφαιρική. Η τετραπολική ροπή συνδέεται με την εγγενή τετραπολική ροπή με την σχέση [4, 15]:

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2.5)$$

όπου το I είναι το ολικό σπίν και K είναι η προβολή του I στον άξονα- z . Για τις καταστάσεις 2^+ , όπου δηλαδή το $I = 2$ και $K = 0$ η παραπάνω σχέση παίρνει τη μορφή:

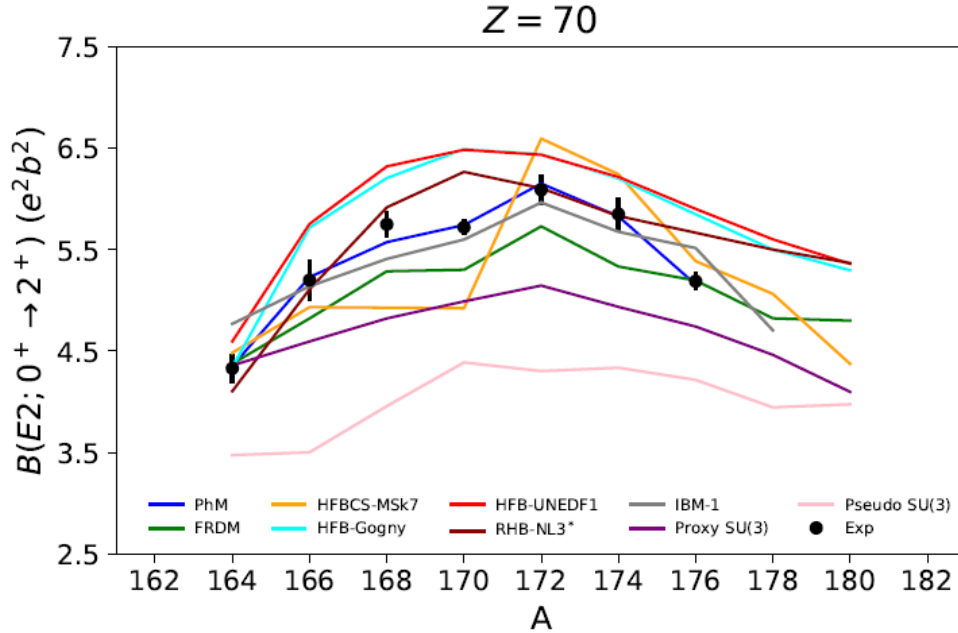
$$Q = -\frac{2}{7} Q_0 \quad (2.6)$$

Η εξίσωση αυτή δίνει τα εξής σημαντικά πορίσματα. Αρχικά, οι δύο ροπές θα έχουν αντίθετα πρόσημα μεταξύ τους κι επιπλέον ότι το $Q > 0$ θα αντιστοιχεί σε πυρήνες με επιμήκη μορφή ελλειψοειδούς (prolate) ενώ για $Q < 0$ θα αντιστοιχεί σε πυρήνες με μορφή πεπλατυσμένου ελλειψοειδούς (oblate).

Μία άλλη σημαντική ποσότητα που σχετίζεται με τα παραπάνω είναι ο ανηγμένος ρυθμός μετάπτωσης ($E\lambda; I_i \rightarrow I_f$). Μεγαλύτερη έμφαση θα δοθεί στο ανηγμένο ρυθμό μετάπτωσης $B(E2)$ που παίζει σημαντικό ρόλο στο καθορισμό του χρόνου ζωής των πυρηνικών καταστάσεων όταν επιτελούνται τετραπολικές μεταβάσεις, στην παράμετρο πυρηνικής παραμόρφωσης σχήματος β και σχετίζεται και με την εγγενή τετραπολική ροπή [4, 15].

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \Rightarrow Q_0 = \left[\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2) \uparrow}{e^2} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

Οι τιμές $B(E2)$ είναι σημαντικές ποσότητες οι οποίες όμως δεν έχουν εξάρτηση από τα πυρηνικά μοντέλα. Στην Εικ. 2.4 [15] εμπεριέχονται οι τιμές των $B(E2)$ όπως αυτές προκύπτουν από τα διάφορα θεωρητικά μοντέλα σε σύγκριση πάντα με πειραματικά αποτελέσματα, για διαφορετικά ισότοπα του Υb. Περαιτέρω ανάλυση του παρόντος θέματος είναι εκτός του πλαισίου ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας και ο αναγνώστης παραπέμπεται στην αναφορά [15].



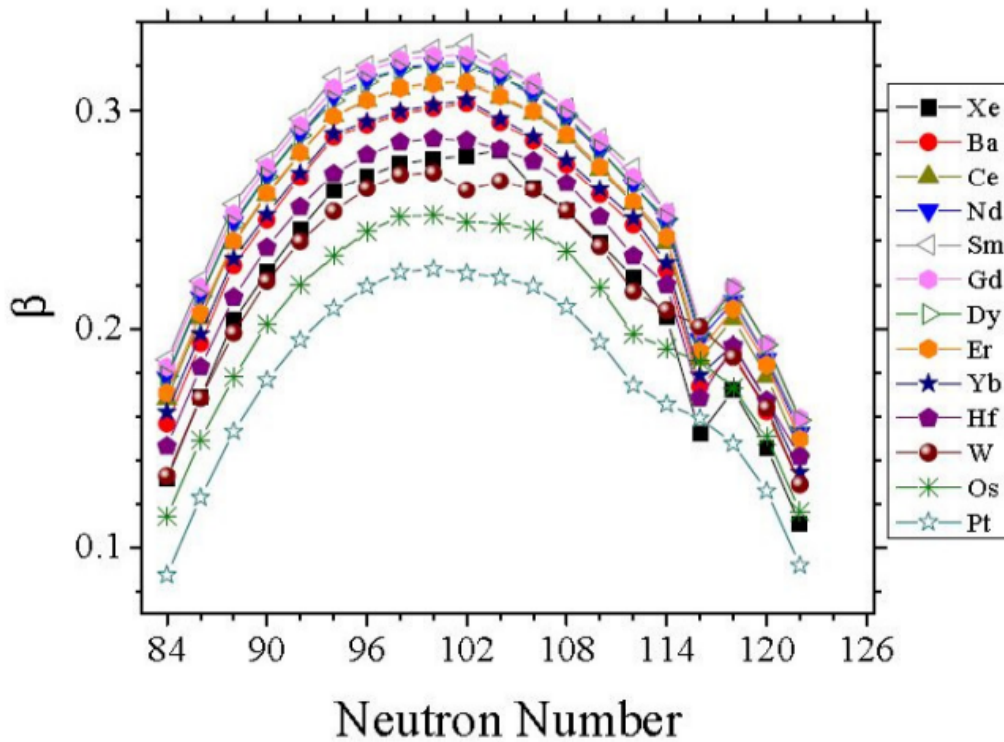
Εικόνα 2.4: Τιμές του ανηγμένου ρυθμού μετάβασης για διαφορετικά ισότοπα του Υb για τα διαφορετικά πυρηνικά μοντέλα σε σύγκριση και με πειραματικές μετρήσεις [15].

Αντιθέτως με το ρυθμό μετάβασης (ή παράγοντας παραμόρφωσης) η τιμή β εξαρτάται από το μοντέλο. Επίσης όμως και ο ρυθμός μετάβασης σχετίζεται με το παράγοντα παραμόρφωσης ως εξής [4, 15]:

$$\beta = \left(\frac{4\pi}{3ZR_0^2} \right) \left[\frac{B(E2) \uparrow}{e^2} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

Παρακάτω υπάρχουν τα διαγράμματα του παράγοντα παραμόρφωσης β και του ανηγμένου ρυθμού μετάπτωσης $B(E2)$, όπως αυτά υπολογίστηκαν στην εργασία [12].

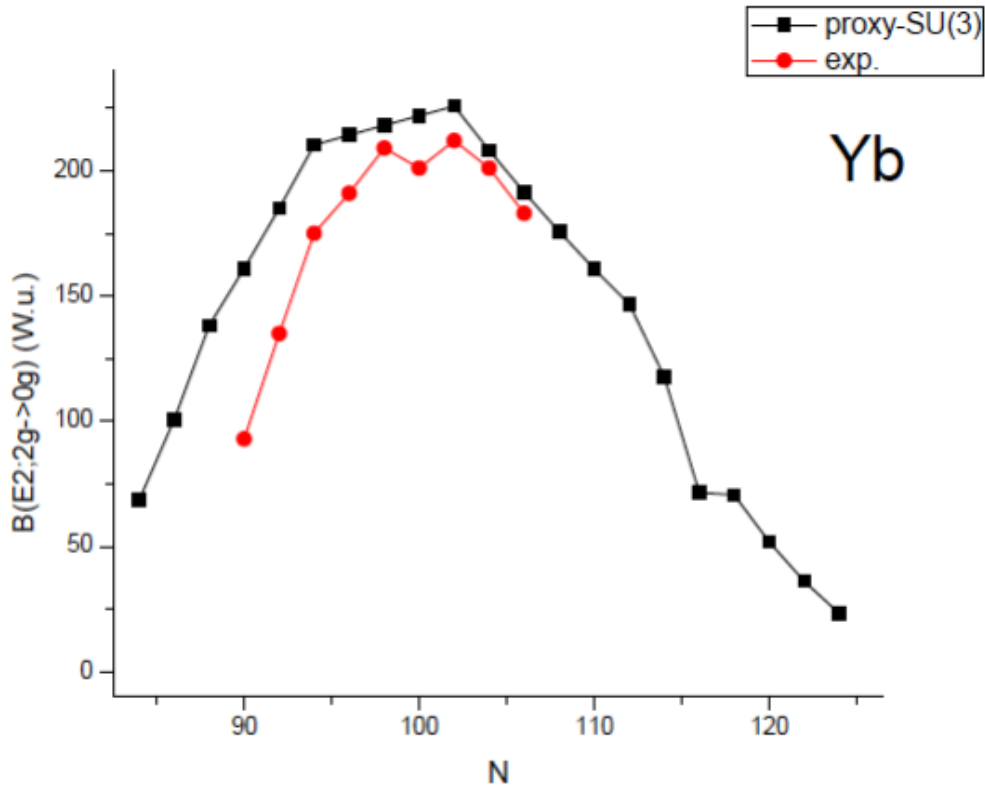
Όπως φαίνεται στην Εικ. 2.5 υπάρχει μια απότομη αλλαγή στην περιοχή όπου υπάρχουν 126 νετρόνια. Το σημείο αυτό αποκαλείται κρίσιμο σημείο και εκεί η απόκλιση από την σφαιρικότητα μειώνεται. Από την Εικ. 2.6 φαίνεται ότι στην αρχή του κάθε φλοιού υπάρχει μια απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα της [12], όμως υπάρχει συμφωνία των αποτελεσμάτων στην στο μέσο και στο τέλος του κάθε φλοιού. Επίσης είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι τα πειραματικά δεδομένα όπως φαίνεται και στην Εικ. 2.6 παρουσιάζουν κάποιες διακυμάνσεις στην περιοχή μετά τα 100 νετρόνια. Η περιοχή αυτή είναι σημαντική και ονομάζεται περιοχή συνυπάρξεως σχήματος. Ο θεωρητικός υπολογισμός έγινε με την χρήση του θεωρητικού προτύπου proxy-SU(3), η εκτενής ανάλυση του οποίου εί-



Εικόνα 2.5: Υπολογισμός του παράγοντα παραμόρφωσης β σύμφωνα με το πρότυπο Proxy SU(3) για αλυσίδες πλήθους ισotόπων. Μία εκ των αλυσίδων είναι του Yb, που μελετάται στην παρούσα περίπτωση [12].

ναί πέρα από το σκοπό της συγκεκριμένης εργασίας. Το συγκεκριμένο θέμα αναλύεται λεπτομερώς στην αναφορά [12]. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι είναι και η περιοχή ενδιαφέροντος της εργασίας, πιο συγκεκριμένα γίνεται μελέτη για $N = 104$ και $N = 106$.

Ένας καινούργιος μηχανισμός διπλού κελύφους (dual shell) για το φαινόμενο της συνύπαρξης σχήματος (shape coexistence) σε πυρήνες με την χρήση της θεωρίας Elliott SU(3) και της συμμετρίας proxy-SU(3) παρουσιάζεται στην αναφορά [16]. Σύμφωνα με αυτήν, η συνύπαρξη σχήματος ενεργοποιείται από την αλληλεπίδραση Q-Q και εμπεριέχει την ανταλλαγή ανάμεσα σε σπιν-τροχιά (spin-orbit SO) σε κελύφη που έχουν αριθμό νουκλεονίων εντός των $6 - 14$, $14 - 28$, $28 - 50$, $50 - 82$, $82 - 126$, $126 - 184$ που περιγράφονται από την SU(3) συμμετρία και κελύφη αρμονικών ταλαντωτών (harmonic oscillator, HO) που έχουν αριθμό νουκλεονίων $2 - 8$, $17 - 20$, $34 - 40$, $59 - 70$, $96 - 112$, $146 - 168$ της συμμετρίας Elliott SU(3). Το συμπέρασμα είναι ότι η συνύπαρξη σχήματος πιθανόν υπάρχει σε συγκεκριμένες περιοχές του ισotοπικού χάρτη. Ο μηχανισμός του διπλού κελύφους προβλέπει χωρίς καμία ελεύθερη παράμετρο ότι οι πυρήνες με ατομικό αριθμό ή αριθμό νετρονίων μεταξύ $7 - 8$, $17 - 20$, $34 - 40$, **59 - 70**, $96 - 112$, $146 - 168$ είναι πιθανοί υποψήφιοι για συνύπαρξη σχήματος. Στα πλαίσια την παρούσας εργασίας σημαντική είναι η περιοχή $59 - 70$ στην οποία ανήκουν τα δύο ισotόπα της μελέτης. Πιο συγκεκριμένα, το Yb είναι στο όριο της νήσου συνύπαρξης σχήματος για την περιοχή ατομικού αριθμού $58 - 70$. Περαιτέρω ανάλυση της παρούσας θεωρίας είναι εκτός των πλαισίων της παρούσας μελέτης, ωστόσο



Εικόνα 2.6: Τιμές $B(E2; 2g \rightarrow 0g)$ (σε W.u.) για την αλυσίδα ισotόπων του Yb [12]

για περαιτέρω εμβάθυνση το παρόν θέμα αναλύεται λεπτομερώς στην αναφορά [16].

Κλασσικά, η στροφορμή l ενός περιστρεφόμενου αντικειμένου είναι ανάλογη της γωνιακής του ταχύτητας ως:

$$l = J\omega \quad (2.9)$$

όπου J είναι η ροπή αδραειάς. Η κινητική λοιπόν ενέργεια ενός τέτοιου αντικειμένου δίνεται ως εξής:

$$E = \frac{1}{2}J\omega^2 \quad (2.10)$$

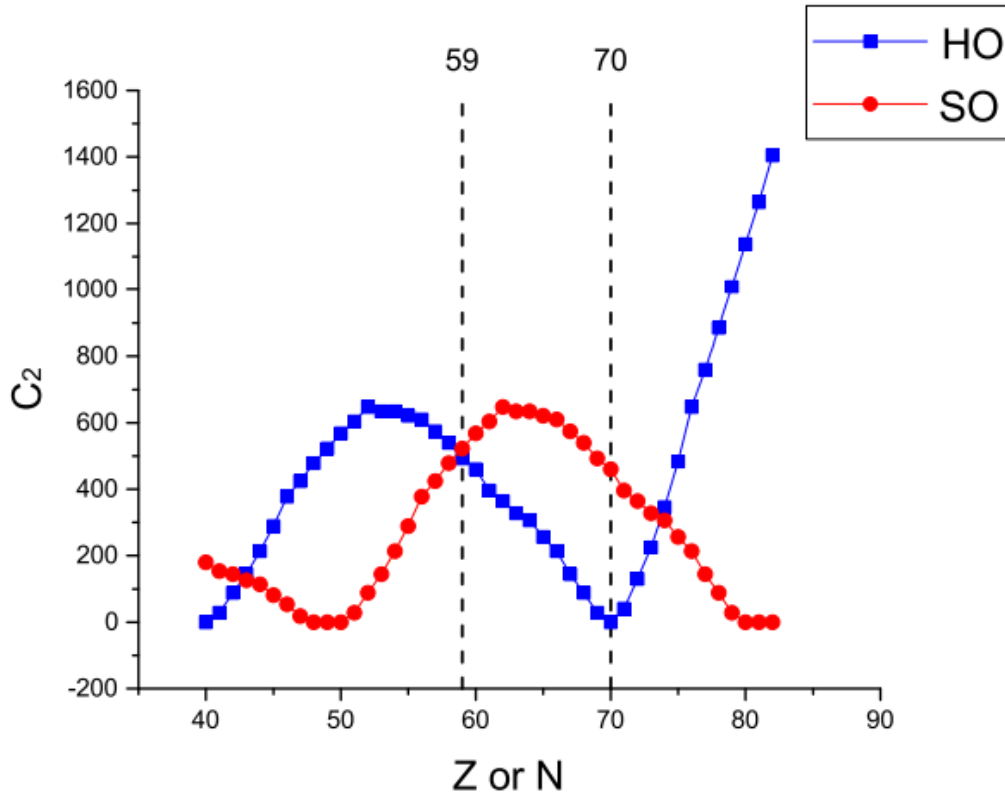
Κβαντομηχανικά η Χαμιλτονιανή του συστήματος αυτού είναι η εξής:

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_i} l_i^2 \quad (2.11)$$

Από τη θεώρηση ότι το I αντιπροσωπεύει τον κβαντικό αριθμό της στροφορμής προκύπτει:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad (2.12)$$

Η σχέση αυτή δίνει τις ενέργειες ενός περιστρεφόμενου αντικειμένου στην κβαντική μηχανική. Η αύξηση της τιμής του αντιστοιχεί σε προσθήκη περιστροφικής ενέργειας που έχει ως αποτέλεσμα οι διεγερμένες να καταστάσεις να φτιάχνουν περιστροφικές ζώνες.



Εικόνα 2.7: Οι ιδιοτιμές του τελεστή Casimir δεύτερης τάξεως της $SU(3)$ συμμετρίας σε σχέση με τον αριθμό των πρωτονίων ή των νετρονίων. Περιοχή νήσου συνύπαρξης προβλέπεται να υπάρχει για ατομικό αριθμό ή αριθμό νετρονίων 59-70 [12].

Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω η θεμελιώδης κατάσταση ενός άρτιου-άρτιου πυρήνα είναι πάντα 0^+ και λόγω κατοπτρικής συμμετρίας του πυρήνα η αλληλουχία των περιστροφικών καταστάσεων θα έχουν άρτιες τιμές του I . Ως αποτέλεσμα αυτού η αναμενόμενη αλληλουχία για ένα άρτιο-άρτιο πυρήνα είναι η ακόλουθη [17]:

$$E(0^+) = 0$$

$$E(2^+) = 6 \frac{\hbar^2}{2J}$$

$$E(4^+) = 20 \frac{\hbar^2}{2J}$$

$$E(6^+) = 42 \frac{\hbar^2}{2J}$$

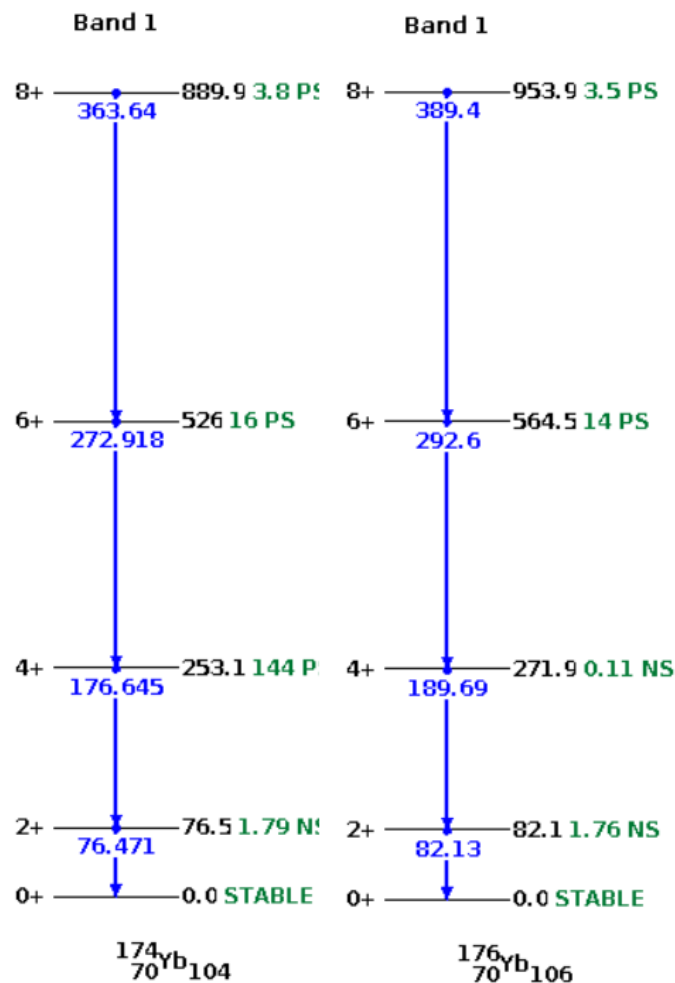
$$E(8^+) = 72 \frac{\hbar^2}{2J}$$

Τα ισότοπα ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας ανήκουν στην κατηγορία των άρτιων-άρτιων πυρήνων, συνεπώς μπορεί να γίνει ο υπολογισμός των διεγερμένων καταστάσεων τους με τη χρήση των παραπάνω σχέσεων. Ο υπολογισμός αυτός θα γίνει για το ισότοπο ^{176}Yb του οποίου η πρώτη κατάσταση διέγερσης που θα χρησιμοποιηθεί για τον

υπολογισμό των υπολοίπων ενεργειακών σταθμών είναι $E(2^+) = 82.13 \text{ keV}$ [2]. Οι τιμές που προέκυψαν είναι οι ακόλουθες:

$$\begin{aligned} E(0^+) &= 0 \\ E(2^+) &= 82.13 \text{ keV} \\ E(4^+) &= 273.77 \text{ keV} \\ E(6^+) &= 574.91 \text{ keV} \\ E(8^+) &= 985.56 \text{ keV} \end{aligned}$$

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι έχει χρησιμοποιηθεί η διεγερμένη κατάσταση $E(2^+)$ για τον υπολογισμό των υπολοίπων.



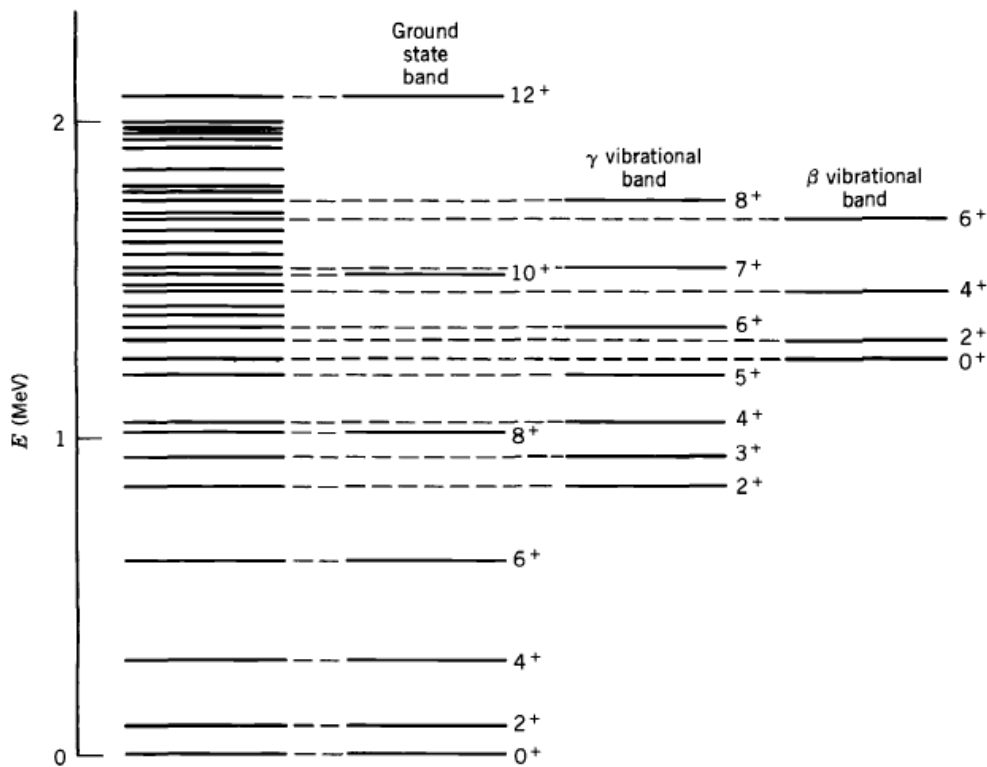
Εικόνα 2.8: Οι πειραματικές αποδεκτές ενέργειες των διεγερμένων σταθμών των $^{174,176}\text{Yb}$ στις βασικές του ζώνες διέγερσης όπως αυτές απεικονίζονται από την Nudat [2]

Όπως φαίνεται ο υπολογισμός των επιπέδων από το μοντέλο σε σχέση με τις πειραματικά αποδεκτές τιμές απέχει, γεγονός που πιθανόν οφείλεται ότι στο μοντέλο έχει γίνει η υπόθεση ότι ο πυρήνας είναι ένα άκαμπτο σώμα με μια σταθερή ροπή αδράνειας. Ωστόσο

ο υπολογισμός είναι αρκετά ικανοποιητικός, ώστε να περιγράψει με ένα απλοποιημένο τρόπο τα διεγερμένα επίπεδα.

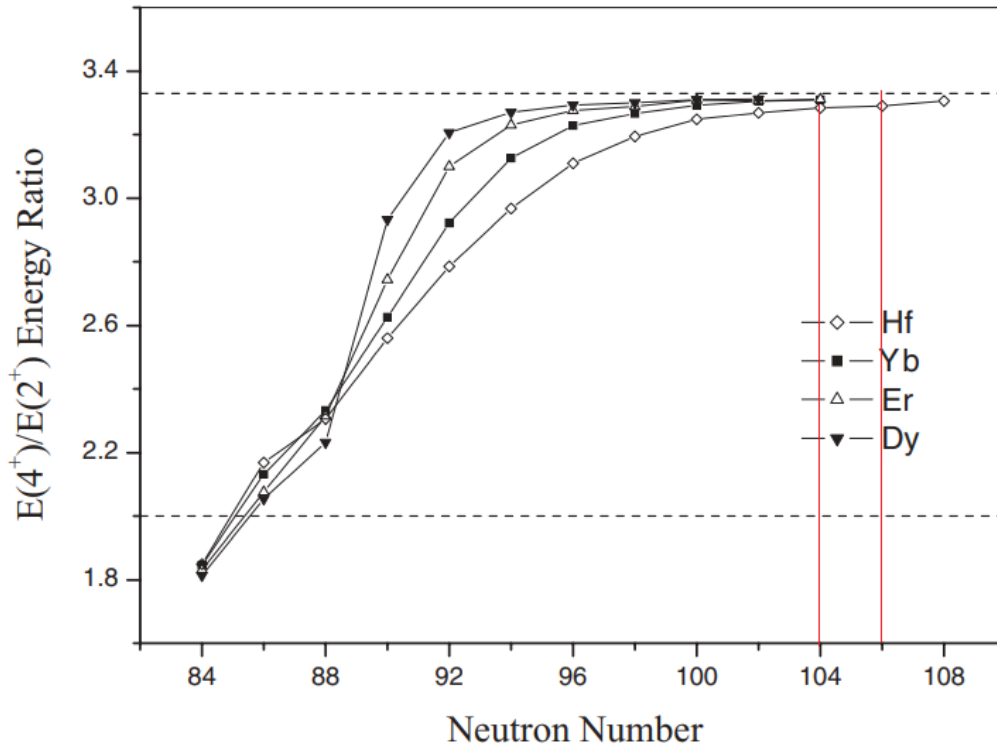
Μια καλή εικόνα για την δομή των παραμορφωμένων πυρήνων δίνεται παίρνοντας τη ροπή αδράνειας για δύο ακραίες περιπτώσεις: να έχει μια συμπαγή ροπή αδράνειας (rigid), να έχει ροπή αδράνειας του ρευστού (fluid). Η περιστροφική συμπεριφορά είναι κάτι ενδιάμεσο αυτών των δύο: $J_{rigid} < J < J_{fluid}$. Τελικά ένας περιστρεφόμενος πυρήνας είναι ένα σταθερό σχήμα ισορροπίας που καθορίζεται από τα νουκλεόνια του σε ταχεία εσωτερική κίνηση στο πυρηνικό δυναμικό, με ολόκληρη την κατανομή να περιστρέφεται αργά ούτως ώστε η περιστροφή αυτή να έχει μικρή επίδραση στη πυρηνική δομή [17].

Ένας άλλος τρόπος σχηματισμού διεγερμένων καταστάσεων οι οποίοι δεν αλλάζουν όμως την εγγενή δομή του πυρήνα είναι οι καταστάσεις δόνησης καθώς και οι διεγέρσεις σωματιδίων. Οι δονητικές καταστάσεις σε παραμορφωμένους πυρήνες είναι δύο ειδών: οι δονήσεις β , όπου ο παράγοντας παραμόρφωσης ταλαντώνεται και ο πυρήνας διατηρεί την κυλινδρική του συμμετρία και οι δονήσεις γ , όπου υπάρχει παραβίαση της κυλινδρικής συμμετρίας, βλ. παράδειγμα στην Εικ. 2.9.



Εικόνα 2.9: Καταστάσεις του $^{164}_{68}\text{Er}$. Υπάρχουν ζώνες περιστρεφόμενες, μία δομημένη πάνω στην παραμορφωμένη περιστροφική κατάσταση, μία βασισμένη σε δόνηση γ και μια δομημένη πάνω σε δόνηση β . Επίσης υπάρχουν και αρκετές που προέρχονται από διεγέρσεις σωματιδίων. [17]

Παρακάτω υπάρχει διάγραμμα με το λόγο των ενεργειακών σταθμών $E(4^+)$ με $E(2^+)$ σε σχέση με το αριθμό των νετρονίων για τέσσερις πυρήνες, όπου ένας εκ των οποίων είναι και το Yb που μελετάται στην παρούσα εργασία.



Εικόνα 2.10: Ενεργειακός λόγος ενεργειακών σταθμών $E(4^+)/E(2^+)$ συναρτήσει του αριθμού νετρονίων των πυρήνων. Έχουν τοποθετηθεί κόκκινες κάθετες γραμμές για να δηλώνουν τα σημεία του διαγράμματος που δίνει πληροφορίες για τα δύο ισότοπα που εξετάζονται στην εργασία αυτή: $^{174,176}\text{Yb}$ [18].

Όπως φαίνεται από την Εικ. 2.10 με την αύξηση του αριθμού των νετρονίων η πυρηνική παραμόρφωση αυξάνεται και οι πυρηνικοί συλλογικοί τρόποι κίνησης για χαμηλοενεργειακές στάθμες της θεμελιώδης ζώνης (ground state band) αλλάζουν από δονητική συμπεριφορά σε περιστροφική συμπεριφορά. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η θεωρητική τιμή της αναλογίας $E(4^+)/E(2^+)$ για αρμονική δόνηση είναι 2.00, ενώ για ένα άκαμπτο ρότορα είναι 3.33. Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα η αναλογία των ενεργειακών επιπέδων για τα δύο ισότοπα ενδιαφέροντος είναι και για τα δύο:

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = 3.3 \quad (2.13)$$

Παραπάνω είναι η τιμή της αναλογίας όπως αυτή προκύπτει από τους Z.Y. Li et al. [18]. Ο υπολογισμός αυτός μπορεί να γίνει και με βάση τα ενεργειακά διαγράμματα για τα $^{174,176}\text{Yb}$ που φαίνονται στην Εικ. 2.8. Πιο συγκεκριμένα για το ^{174}Yb προκύπτει:

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} \cong \frac{253.1}{76.5} \cong 3.31 \quad (2.14)$$

Ενώ για το ^{176}Yb προκύπτει:

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} \cong \frac{271.9}{82.1} \cong 3.31 \quad (2.15)$$

Όπως φαίνεται από τον υπολογισμό αυτό υπάρχει καλή συμφωνία μεταξύ των Z.Y. Li et al. και των τιμών που δίνει η βάση δεδομένων Nudat [2]. Επίσης υπάρχει και καλή συσχέτιση του αποτελέσματος των δεδομένων αυτών με την πρόσφατη εργασία του H.S. El-Gendy [19].

2.2 Πυρηνικές Αντιδράσεις

2.2.1 Εισαγωγή

Ως πυρηνική αντίδραση καλείται η αλληλεπίδραση ενός προσπίπτοντος πυρήνα-βλήματος σε ένα πυρήνα-στόχο. Ένας τυπικός τρόπος γραφής είναι ο ακόλουθος [17]:

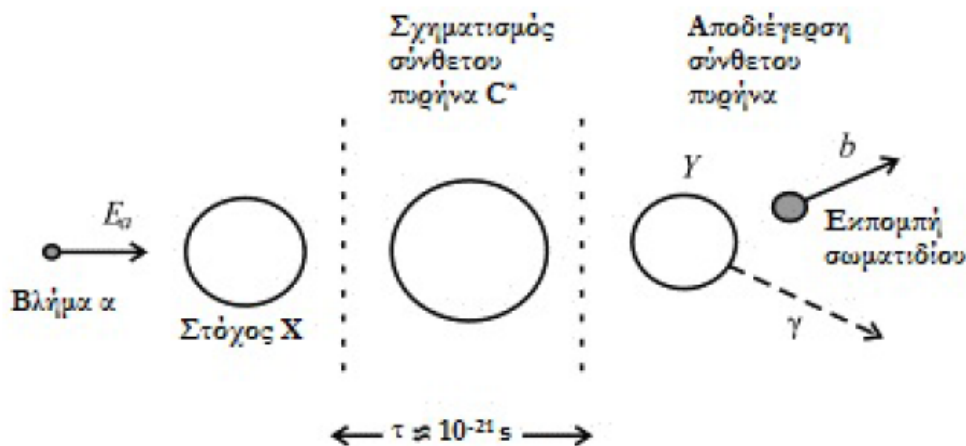


όπου a είναι το σωματίδιο της δέσμης, X είναι ο στόχος που συνήθως είναι ακίνητος στο σύστημα του εργαστηρίου και Y και b είναι τα προϊόντα της αντίδρασης. Το Y αντιστοιχεί στο βαρύ προϊόν που προκύπτει από την αντίδραση το οποίο δεν είναι άμεσα ανιχνεύσιμο και b το ελαφρύ σωματίδιο που παράγεται και συνήθως μπορεί να ανιχνευθεί. Οι πυρηνικές αντιδράσεις με βάση το μηχανισμό της αντίδρασης χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες [17]:

1. Τις άμεσες αντιδράσεις, στις οποίες πολύ λίγα νουκλεόνια λαμβάνουν μέρος, και στις οποίες εισάγεται ή αφαιρείται κάποιο νουκλεόνιο από μια κατάσταση που καθορίζεται σύμφωνα με το πρότυπο των φλοιών και για αυτό μπορούν χρησιμοποιηθούν σαν τρόπος διερεύνησης της δομής φλοιών των πυρήνων. Σε αυτές τις αντιδράσεις μπορούν να δημιουργηθούν πολλές διεγερμένες καταστάσεις του Y . Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν και οι αντιδράσεις μεταφοράς που είναι το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας. Πιο συγκεκριμένα πρόκειται για αντίδραση μεταφοράς δύο νετρονίων από την δέσμη στο στόχο. Οι αντιδράσεις που μελετούνται στην παρούσα εργασία είναι οι ακόλουθες:



2. Ο μηχανισμός του σύνθετου πυρήνα κατά τον οποίο οι εισερχόμενοι πυρήνες ενώνονται προσωρινά με τους πυρήνες του στόχου έχοντας ως αποτέλεσμα το ενεργειακό μοίρασμα προτού εξαχθεί κάποιο νουκλεόνιο.



Εικόνα 2.11: Χαρακτηριστικά μιας τυπικής πυρηνικής αντίδρασης δύο σωμάτων $X(a, b)Y$ (προσαρμογή από [20]).

2.2.2 Νόμοι Διατήρησης στις Πυρηνικές Αντιδράσεις

1. Διατήρηση του ολικού βαρυνικού αριθμού: Δεν υπάρχει πειραματική ένδειξη για την οποία νουκλεόνια δημιουργούνται ή καταστρέφονται δίχως την δημιουργία ή καταστροφή άλλου νουκλεονίου.
2. Διατήρηση ηλεκτρικού φορτίου: Πρόκειται για μια γενική αρχή διατήρησης, η οποία είναι έγκυρη σε κάθε περίπτωση. Συνεπώς το συνολικό φορτίο παραμένει αμετάβλητο κατά την διάρκεια των πυρηνικών αντιδράσεων. Έτσι, το άθροισμα των ατομικών αριθμών των σωμάτων μιας αντίδρασης είναι ίσο με το άθροισμα των ατομικών αριθμών των προϊόντων της αντίδρασης.
3. Διατήρηση ενέργειας και της γραμμικής ορμής: Πρόκειται για τις χρησιμότερες διατήρησης για την κινηματική ανάλυση των αντιδράσεων, οι οποίες θα αναλυθούν εκτενέστερα παρακάτω.
4. Διατήρηση στροφορμής: Πρόκειται για μια σταθερά κάθε κίνησης.
5. Διατήρηση ομοτιμίας: Υπάρχει πάντα διατήρηση ομοτιμίας στα πλαίσια αντιδράσεων που κυριαρχούνται από πυρηνικές αλληλεπιδράσεις
6. Διατήρηση ισοσπίν: Πρόκειται για μια προσεγγιστική διατήρηση που εφαρμόζεται σε ελαφριούς πυρήνες όπου η επιρροή της δύναμης *Coulomb* είναι μικρή. Σε πυρηνικές αντιδράσεις αυτών των πυρήνων η συνολική τιμή του ισοσπίν T διατηρείται, εκτός από την περίπτωση της τρίτης συνιστώσας του ισοσπίν T_z , η οποία προκύπτει από την διατήρηση του φορτίου και του βαρυνικού αριθμού.

2.2.3 Κινηματική Πυρηνικών Αντιδράσεων

Για τη μελέτη της κινηματικής των πυρηνικών αντιδράσεων θα γίνει χρήση της εξίσωσης 2.16 και στην Εικ. 2.11 υπάρχει η αντίστοιχη απεικόνιση. Αρχικά γίνεται χρήση της διατήρησης της σχετικιστικής ενέργειας η οποία εκφράζεται ως εξής [17]:

$$m_a c^2 + T_a + m_X c^2 + T_X = m_b c^2 + T_b + m_Y c^2 + T_Y \quad (2.19)$$

όπου T είναι για τις κινητικές ενέργειες, όπου σε χαμηλές ενέργειες μπορεί να γίνει χρήση της μη σχετικιστικής προσέγγισης $1/2mv^2$ και m είναι οι μάζες ηρεμίας.

Αν το γεωμετρικό επίπεδο της αντίδρασης οριστεί από την διεύθυνση της προσπίπτουσας δέσμης και αυτής των εξερχόμενων σωματιδίων, η διατήρηση της συνιστώσας της ορμής της κάθετης στο επίπεδο αυτό δείχνει ότι και η κίνηση του δεύτερου εξερχόμενου σωματιδίου θα πρέπει να πραγματοποιηθεί στο ίδιο επίπεδο. Από τη γεωμετρία της Εικ. 2.12 η διατήρηση της ορμής δίνει τις εξής σχέσεις [17]:

$$p_a = p_b \cos\theta + p_Y \cos\xi \quad (2.20)$$

$$0 = p_b \sin\theta + p_Y \sin\xi \quad (2.21)$$

Σε αυτό το σημείο θα οριστεί μια νέα ποσότητα, η τιμή Q την αντίδρασης που ορίζεται ως η διαφορά της αρχικής από την τελική υλοενέργεια:

$$Q = (m_{initial} - m_{final})c^2 \quad (2.22)$$

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y)c^2 \quad (2.23)$$

Η τιμή Q μπορεί να γραφτεί και με όρους κινητικές ενέργειες ως εξής:

$$Q = T_{final} - T_{initial} \quad (2.24)$$

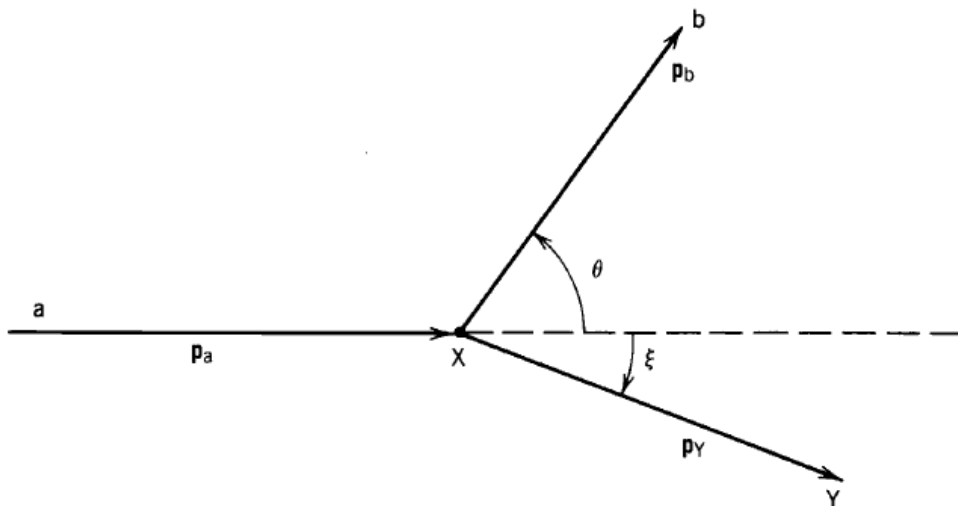
$$Q = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (2.25)$$

Η τιμή αυτή είναι ένα μέτρο της ενέργειας που αποκτάται ή χάνεται κατά την πραγματοποίηση μια αντίδρασης εξαιτίας της διαφοράς μάζας της αρχικής και της τελικής κατάστασης του συστήματος. Η τιμή Q μπορεί να πάρει θετική, αρνητική ή μηδενική τιμή.

- Στην περίπτωση που έχει αρνητική τιμή $Q < 0$ η αντίδραση καλείται ενδόθερμη. Σε αυτήν την περίπτωση, κατά την διεξαγωγή της αντίδρασης υπάρχει απορρόφηση ενέργειας, αφού τα προϊόντα της βρίσκονται σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο. Για το λόγο αυτό, για να πραγματοποιηθεί πρέπει το βλήμα να αποκτήσει κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από την τιμή Q . Η ελάχιστη τιμή της κινητικής ενέργειας T_a του βλήματος, κάτω από την οποία δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί η αντίδραση καλείται ενέργεια κατωφλίου T_{th} και δίνεται από την ακόλουθη σχέση [17]:

$$T_{th} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (2.26)$$

Η συνθήκη αυτή ικανοποιείται πάντα στην περίπτωση όπου τα προϊόντα της αντίδρασης κινούνται στην ίδια κατεύθυνση δηλαδή όπως φαίνεται στην Εικ. 2.12) στην περίπτωση όπου $\theta = 0^\circ$.



Εικόνα 2.12: Γεωμετρία αντίδρασης $X(a, b)Y$ [17]

- ▶ Στην περίπτωση που έχει θετική τιμή $Q > 0$ η αντίδραση καλείται εξώθερμη, όπου κατά τη διεξαγωγή της αντίδρασης εκλύεται ενέργεια. Μια εξώθερμη αντίδραση πραγματοποιείται αυθόρμητα αφού τα προϊόντα βρίσκονται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο. Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει συνθήκη κατωφλίου και η αντίδραση θα είναι δυνατό να προχωρήσει ακόμα και για πολύ μικρές ενέργειες. Όμως είναι σημαντικό να ληφθεί υπόψη και επίδραση του φράγματος *Coulomb* που έχει αγνοηθεί μέχρι αυτό το σημείο [17].
- ▶ Τέλος η περίπτωση όπου $Q = 0$ αντιστοιχεί σε μια ελαστική σκέδαση όπου τα προϊόντα είναι ίδια με τα αντιδρώντα.

2.2.4 Ενεργός Διατομή Πυρηνικών Αντιδράσεων

Η ενεργός διατομή σ είναι μια ποσοτική μέτρηση της πιθανότητας πραγματοποίησης μιας αλληλεπίδρασης. Για τον ορισμό της ποσότητας αυτής θα γίνει χρήση της αντίδρασης της εξίσωσης 2.16. Η ενεργός διατομή ορίζεται ως εξής [6]:

$$\sigma = \frac{N_R/t}{\frac{N_a}{t\Delta S} N_X} \quad (2.27)$$

όπου N_R/t είναι ίσο με το συνολικό αριθμό αλληλεπιδράσεων που πραγματοποιούνται ανά χρόνο, N_a/t είναι ο αριθμός των σωματιδίων δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο ανά χρόνο καλύπτοντας μια περιοχή ΔS και N_X είναι ο αριθμός των μη αλληλεπικαλυπτόμενων πυρήνων στόχου με τη δέσμη. Η ενεργός διατομή έχει διαστάσεις επιφάνειας ανά πυρήνα, όμως είναι πιθανό να έχει είτε μεγαλύτερη είτε μικρότερη επιφάνεια από το δίσκο που αντιστοιχεί στον πυρήνα-στόχο [17]. Οι συνήθεις μονάδες που χρησιμοποιούνται στις πυρηνικές αντιδράσεις και σκεδάσεις για την ενεργό διατομή είναι οι εξής [6]:

$$1 \text{ barn} = 1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (2.28)$$

$$1 \text{ fm}^2 = 10^{-30} \text{ m}^2 = 10^{-2} \text{ b} \quad (2.29)$$

Η ποσότητα N_X των πυρήνων στόχου μπορεί να υπολογιστεί από τον παρακάτω τύπο:

$$N_X = \frac{M_X N_A}{A} \quad (2.30)$$

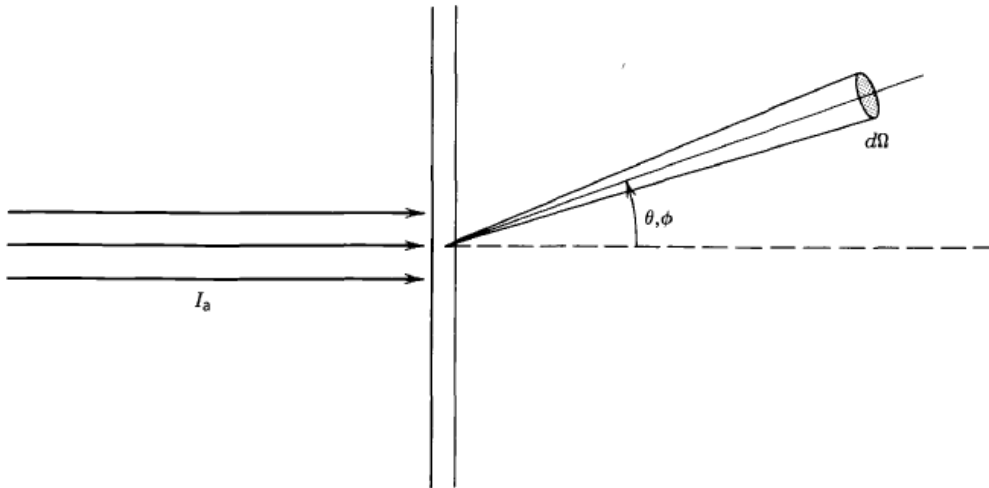
όπου το N_X αντιστοιχεί στους πυρήνες του στόχου που εκτίθενται στη δέσμη στην μονάδα επιφανείας, το N_A είναι ο αριθμός *Avogadro* και A είναι ατομική μάζα του στόχου. Από αντικατάσταση της σχέσης 2.30 στη σχέση 2.27 προκύπτει:

$$\sigma = \frac{N_R/t}{[\frac{N_a}{t\Delta S}] \frac{M_X N_A}{A}} = \frac{A \frac{N_R}{t}}{(\frac{N_a}{t}) N_a \xi} \quad (2.31)$$

Για την παραγωγή της παραπάνω εξίσωσης έγινε ο ορισμός της ποσότητας $\xi = M_X/S$ που είναι σε μονάδες (gr cm^{-2}) και μπορεί να γραφτεί επίσης και ως:

$$\xi = \rho L \quad (2.32)$$

το ρ αντιστοιχεί στην πυκνότητα του στόχου και είναι σε μονάδες (gr cm^{-3}), ενώ το L αντιστοιχεί στο πάχος του στόχου και είναι σε μονάδες (cm).



Εικόνα 2.13: Γεωμετρία αντίδρασης στην οποία φαίνεται η προσπίπτουσα δέσμη, ο στόχος, η εξερχόμενη δέσμη αλλά η στερεά δέσμη στην οποία βρίσκεται η εξερχόμενη δέσμη [17].

Σε αυτό το σημείο θα γίνει εισαγωγή ενός νέου μεγέθους που ονομάζεται διαφορική ενεργός διατομή. Ένας ανιχνευτής μπορεί να καλύψει μόνο μια μικρή στερεά γωνία $d\Omega$ πράγμα που σημαίνει ότι δεν μπορεί να παρατηρεί όλα τα εξερχόμενα σωματίδια. Συνεπώς μόνο ένα μικρό ποσοστό της ενεργού διατομής μπορεί να προσδιοριστεί. Επίσης είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι εν γένει τα εξερχόμενα σωματίδια δεν εκπέμπονται ισοτροπικά, αλλά παρουσιάζουν μια γωνιακή κατανομή, η οποία έχει εξάρτηση από της γωνία θ και μερικές φορές και από την γωνία ϕ . Η διαφορική ενεργός διατομή δίνεται ως εξής [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{N_{b,d\Omega}}{[\frac{N_a}{t\Delta S}] N_X} \quad (2.33)$$

όπου το $N_{b,d\Omega}$ αντιστοιχεί στα εξερχόμενα σωματίδια σε στερεά γωνία $d\Omega$. Η ποσότητα αυτή δίνει σημαντικές πληροφορίες για τη γωνιακή κατανομή των προϊόντων της αντίδρασης και θα κατασκευαστεί στα πλαίσια της παρούσας εργασίας παρακάτω. Τέλος σημαντικό είναι να σημειωθεί ότι η διαφορική ενεργός διατομή μετριέται σε μονάδες: *barns/steradian*. Από τη διαφορική ενεργό διατομή μπορεί να γίνει ο υπολογισμός της ενεργού διατομής ως ακολούθως [17]:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (2.34)$$

Υπάρχουν και άλλες εκδοχές της ενεργού διατομής, μια εξ αυτών είναι η διπλά διαφορική, η οποία χρησιμοποιείται στην περίπτωση όπου σκοπός είναι η εύρεση της ενεργού διατομής σε συγκεκριμένη στερεά γωνία, αλλά και για συγκεκριμένη ενέργεια. Τέλος σημαντική είναι και η ολική ενεργός διατομή. Στην περίπτωση αυτή για ένα δεδομένο πυρήνα γίνεται πρόσθεση (ολοκλήρωση) όλων των ενεργών διατομών αντίδρασης για όλα τα διαφορετικά εξερχόμενα σωματίδια b , δίχως να παίζει ρόλο η διεύθυνση και η ενέργεια. Αυτός ο ορισμός δίνει την πιθανότητα για να πραγματοποιηθεί μια οποιαδήποτε αντίδραση, με βάση βέβαια το στόχο και την δέσμη που συμμετέχουν στην εκάστοτε αντίδραση [20].

Πειραματικά πολλές φορές είναι δύσκολο να γίνει η μέτρηση της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης και για το λόγο αυτό πραγματοποιείται η μέτρηση μιας άλλης ποσότητας: της σχετικής ενεργού διατομής. Η ποσότητα αυτή υπολογίζεται από το λόγο δύο διαφορετικών αποδιεγέρσεων που τροφοδοτούν απευθείας τη βασική στάθμη του αντίστοιχου ισότοπου.

2.3 Ακτινοβολία γ

2.3.1 Εισαγωγή

Πρόκειται για μία εκ των τριών τρόπων αποδιέγερσης στην πυρηνική φυσική, σύμφωνα με την οποία διεγερμένες καταστάσεις αποδιηγείρονται εκπέμποντας ακτινοβολία γ . Οι διεγερμένες καταστάσεις δημιουργούνται είτε σε περίπτωση που δοθεί περίσσεια ενέργειας στο πυρήνα, είτε ως παράγωγο άλλων τρόπων αποδιεγέρσεων/διασπάσεων, όπως η διάσπαση α και η διάσπαση β . Η τυπική περιοχή ενεργειών στην οποία κυριαρχεί η αποδιέγερση γ είναι από 0.1 έως 10 MeV [17].

Η μελέτη και καταγραφή της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας γ είναι πολύ διαδεδομένη ως τεχνική, αρχικά διότι είναι εύκολη η καταγραφή των ακτινών γ πειραματικά και επειδή οι ενέργειες μπορούν να μετρηθούν με τέτοια ακρίβεια ώστε να προσδιοριστούν οι ενέργειες των διεγερμένων καταστάσεων. Επίσης με την μελέτη της εκπομπής της ακτινοβολίας γ είναι εφικτό να γίνει ο προσδιορισμός του σπιν και της ομοτιμίας διεγερμένων πυρηνικών καταστάσεων. Η μελέτη της ακτινοβολίας γ είναι κύριο θέμα της παρούσας εργασίας.

2.3.2 Κλασική Θεώρηση Ηλεκτρομαγνητικής Θεωρίας

Οι στατιστικές κατανομές φορτίων και ρευμάτων δημιουργούν στατικά ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, τα πεδία αυτά είναι εφικτό να αναλυθούν σε πολυπολικούς όρους με την χρήση των πολυωνύμων Legendre. Με την μεθοδολογία αυτή είναι εφικτή η ανάλυση των πεδίων σε όρους διπόλου, τετραπόλου κοκ. Επίσης υπάρχει και η περίπτωση οι κατανομές φορτίου και ρεύματος να μην είναι στατικές, αλλά να παρουσιάζουν μεταβολή με το χρόνο. Σε αυτή την περίπτωση δημιουργείται ένα πεδίο ακτινοβολίας το οποίο όμως μπορεί να αναλυθεί όπως ακριβώς και τα στατικά πεδία.

Σε αυτό το σημείο θα οριστεί ο δείκτης L της ακτινοβολίας, για τον οποίο ισχύει ότι 2^L είναι ο βαθμός πολυπόλου. Για δείκτη $L = 1$ αντιστοιχεί το δίπολο, για $L = 2$ αντιστοιχεί το τετράπολο κοκ. Με το γράμμα E συμβολίζεται το ηλεκτρικό πεδίο ενώ με το γράμμα M το μαγνητικό πεδίο. Με βάση τα παραπάνω μπορούν να γραφούν τρεις ιδιότητες των διπολικών πεδίων ακτινοβολίας [17]:

1. Η γωνιακή κατανομή πολυπολικού πεδίου βαθμού 2^L , σε σχέση με μια κατάλληλη επιλεγμένη κατεύθυνση ακολουθεί κατανομή που υπαγορεύει η τάξη των πολυωνύμων Legendre, $P_{2L}(\cos \theta)$.
2. Η ομοτιμία των πεδίων ακτινοβολίας δίνεται ως εξής:

$$\pi(ML) = (-1)^{L+1} \quad (2.35)$$

$$\pi(EL) = (-1)^L \quad (2.36)$$

3. Η ισχύς της ακτινοβολίας δίνεται από την ακόλουθη σχέση, το $\sigma = E$ ή M ανάλογα με τον αν πρόκειται για ηλεκτρικό ή για μαγνητικό πεδίο ακτινοβολίας.

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\varepsilon_0 L [(2L+1)!!]} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{(2L+1)} [m(\sigma L)]^2 \quad (2.37)$$

όπου το $[m(\sigma L)]$ είναι η χρονικά μεταβαλλόμενη πολυπολική ροπή

2.3.3 Κβαντική Θεώρηση Ηλεκτρομαγνητικής Θεωρίας

Παραπάνω έγινε σύντομα η ανάλυση της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας στην κλασική φυσική, όμως το σύστημα που μελετάτε στην παρούσα εργασία είναι ένα κβαντομηχανικό σύστημα και για το λόγο αυτό πρέπει να γίνει μετάβαση στο κβαντομηχανικό ανάλογο. Ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται αυτό είναι με την κβάντωση της πηγής ακτινοβολίας. Πιο συγκεκριμένα θα γίνει αντικατάσταση των παραγόντων των πολυπολικών ροπών με τους αντίστοιχους πολυπολικούς τελεστές οι οποίοι ενεργούν πάνω στην πυρηνική κυματοσυνάρτηση και την μεταβάλλουν από την αρχική πυρηνική κατάσταση ψ_i σε μια τελική ψ_f . Η πιθανότητα μετάβασης είναι ανάλογη από το στοιχείο πίνακα του πολυπολικού τελεστή και δίνεται από την ακόλουθη σχέση [17, 21]:

$$m_{fi}(\sigma L) = \langle \psi_i | \hat{O} | \psi_f \rangle = \int \psi_f^* \hat{O} \psi_i dv \quad (2.38)$$

όπου το ψ_i αντιστοιχεί στην κυματοσυνάρτηση της αρχικής κατάστασης και το ψ_f στην κυματοσυνάρτηση της τελικής κατάστασης. Ο τελεστής \hat{O} είναι αυτός που αλλάζει την κατάσταση από ψ_i στην κατάσταση ψ_f , κατά την διαδικασία αυτή εκπέμπονται φωτόνια κατάλληλης ενέργειας, ομοτιμίας και πολυπολικού βαθμού. Από την στιγμή που η μετάβαση μπορεί να περιλαμβάνει την εκπομπή κάποιου σωματιδίου, όπως ηλεκτρονίου ή νουκλεονίου, η αρχική και η τελική κατάσταση δεν είναι απαραίτητα για τον ίδιο πυρήνα. Η μετάβαση επίσης μπορεί να προκαλείται από την αλληλεπίδραση του πυρήνα με ένα εξωτερικό πεδίο, για το λόγο η ακριβής σχέση μεταξύ της πιθανότητας μετάβασης με το στοιχείο πίνακα εξαρτάται και από ένα παράγοντα που σχετίζεται με το εξωτερικό πεδίο [11], η αναλυτική περιγραφή της διαδικασίας αυτής είναι πέρα από τους στόχους της εργασίας αυτής.

Η εξίσωση 2.38 εκφράζει την εκπεμπόμενη ενέργεια ανά μονάδα χρόνου υπό την μορφή φωτονίων όπου το καθένα από αυτά έχει ενέργεια ίση με $\hbar\omega$. Τότε η σταθερά αποδιέγερσης, δηλαδή η πιθανότητα εκπομπής του φωτονίου στην μονάδα του χρόνου δίνεται από την ακόλουθη σχέση [17]:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{2(L+1)}{\varepsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [m_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (2.39)$$

Προφανώς για την εύρεση της σταθεράς αποδιέγερσης πρέπει να γίνει πρώτα υπολογισμός του στοιχείου πίνακα, όπου για να γίνει αυτό πρέπει να ναι γνωστές η αρχική και η τελική κατάσταση όπως φαίνεται και από την εξίσωση 2.39. Ο υπολογισμός αυτός απλοποιείται με τη χρήση μιας παραδοχής, σύμφωνα με την οποία η μετάπτωση προκύπτει από την μετάβαση ενός μονήρους πρωτονίου από στάθμη σε μια άλλη στάθμη του προτύπου των φλοιών [17]. Τελικά ο ρυθμός μετάπτωσης για μια μετάβαση μορφής EL και για μετάβαση μορφής ML δίνεται από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$\lambda(EL) \cong \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+3}\right) cR^{2L} \quad (2.40)$$

$$\lambda(ML) \cong \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\mu_p - \frac{1}{L+1}\right) \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 cR^{2L-2} \quad (2.41)$$

Όπως φαίνεται από τις παραπάνω σχέσεις στη περίπτωση των μαγνητικών περιπτώσεων, ο μαγνητικός τελεστής περιέχει επιπλέον και όρο που εξαρτάται από την πυρηνική μαγνητική ροπή του πρωτονίου. Με αντικατάσταση της σχέσης $R = R_0 A^{1/3}$ στις σχέσεις 2.40 και 2.41 προκύπτουν οι παρακάτω προσεγγιστικές εκφράσεις για ηλεκτρικά και μαγνη-

τικά πολύπολα πρώτου βαθμού [17]:

$$\lambda(E1) = 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \quad (2.42)$$

$$\lambda(E2) = 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \quad (2.43)$$

$$\lambda(E3) = 34A^2 E^7 \quad (2.44)$$

$$\lambda(E4) = 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9 \quad (2.45)$$

$$\lambda(M1) = 5.6 \times 10^{13} E^3 \quad (2.46)$$

$$\lambda(M2) = 3.5 \times 10^7 A^{2/3} E^5 \quad (2.47)$$

$$\lambda(M3) = 16A^{4/3} E^7 \quad (2.48)$$

$$\lambda(M4) = 4,5 \times 10^{-6} A^2 E^9 \quad (2.49)$$

Οι παραπάνω σχέσεις ονομάζονται προσεγγίσεις Weisskopf και μπορούν να συγκριθούν απευθείας με πειραματικά δεδομένα. Με βάση τις προηγούμενες σχέσεις εξάγονται δύο σημαντικά συμπεράσματα:

- ▶ Οι αποδιεγέρσεις με το μικρότερο βαθμό πολυπόλου είναι και οι ισχυρότερες
- ▶ Για ίδιο βαθμό πολυπόλου οι ηλεκτρικές μεταπτώσεις είναι πιθανότερες από τις μαγνητικές.

2.3.4 Κανόνες Επιλογής

Η μετάβαση του πυρηνικού συστήματος από μία αρχική κατάσταση σε μία τελική καθορίζεται από τους κανόνες επιλογής. Οι κανόνες αυτοί προσδιορίζουν κατά πόσο μια μετάβαση είναι επιτρεπτή, δηλαδή έχει μεγάλη πιθανότητα πραγματοποίησης, ή απαγορευμένη, δηλαδή αν έχει πολύ μικρή ή και μηδενική πιθανότητα πραγματοποίησης. Έστω μετάπτωση γ από μια διεγερμένη κατάσταση με στροφορμή I_i και ομοτιμία π_i προς μια τελική κατάσταση με στροφορμή I_f και ομοτιμία π_f . Αρχικά θα γίνει η περίπτωση που οι δύο στροφορμές είναι διαφορετικές. Από την αρχή διατήρησης στροφορμής προκύπτει η ακόλουθη σχέση:

$$I_i = L + I_f \quad (2.50)$$

όπου επειδή ο πολυπολικός τελεστής L σχετίζεται με την στροφορμή προκύπτει ότι για πολύπολο βαθμού L η μεταφερόμενη ορμή ανά φωτόνιο είναι $L\hbar$. Το είδος του πολυπόλου δηλαδή το αν το πολύπολο θα είναι μαγνητικό ή ηλεκτρικό εξαρτάται από την ομοτιμία της αρχικής και της τελικής κατάστασης. Αν δεν υπάρχει αλλαγή στην ομοτιμία τότε το πεδίο ακτινοβολίας πρέπει να έχει άρτια ομοτιμία, ενώ αν η ομοτιμία αλλάζει τότε το πεδίο ακτινοβολίας πρέπει να έχει περιττή ομοτιμία. Συνεπώς όπως υπαγορεύουν και οι σχέσεις 2.35 και 2.36 τα δύο πεδία διαφέρουν ως προς την ομοτιμία. Συνεπώς τελικά ισχύει:

- ▶ Οι ηλεκτρικές μεταπτώσεις έχουν άρτια ομοτιμία όταν L =άρτιος
- ▶ Οι μαγνητικές μεταπτώσεις έχουν άρτια ομοτιμία όταν L =περιττός

Από τον κανόνα επιλογής στροφορμής προκύπτει ότι οι δυνατές τάξεις πολυπόλου για την εκπομπή γ φωτονίων για δύο ενεργειακά επίπεδα προκύπτουν από την σχέση:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (2.51)$$

Με βάση όλα τα παραπάνω οι κανόνες επιλογής είναι:

- ▶ $|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$, για $L \neq 0$
- ▶ $\Delta\pi$, δεν αλλάζει: Άρτια ηλεκτρική, περιττή μαγνητική
- ▶ $\Delta\pi$, αλλάζει: Άρτια μαγνητική, περιττή ηλεκτρική

Η διαδικασία που αναλύθηκε παραπάνω έγινε στην περίπτωση όπου η αρχική και η τελική στροφορμή είναι διαφορετικές, όμως μεγάλο ενδιαφέρον έχουν και οι μεταβάσεις για τις οποίες ισχύει $I_i = I_f$. Μια τέτοιου τύπου μετάβαση είναι και η $(8-) \rightarrow (8+)$ του ^{176}Yb . Ο λόγος που η περίπτωση αυτή δεν ακολουθεί τους κανόνες επιλογής που αναλύθηκαν παραπάνω είναι διότι στην περίπτωση αυτή σύμφωνα με την εξίσωση 2.51 ο βαθμός πολυπόλου θα προέκυπτε να είναι $L = 0$, που θα αντιστοιχούσε σε μονοπολική μετάπτωση, η οποία είναι αδύνατη. Για το λόγο αυτό στις μεταπτώσεις όπου $I_i = I_f$ ο μικρότερος δυνατός βαθμός πολυπόλου είναι το δίπολο, δηλαδή $L = 1$.

Τέλος υπάρχει και η περίπτωση όπου μία εκ των δύο στροφορμών να είναι ίση με το μηδέν, τότε υπάρχει μονάχα μία συνεισφορά από ένα βαθμό πολυπόλου. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι πρώτες διεγερμένες καταστάσεις 2^+ στους άρτιους-άρτιους πυρήνες οι οποίοι αποδιεγείρονται προς τη βασική στάθμη με τετραπολική ακτινοβολία $E2$. Τέτοιου τύπου ακτινοβολίας δίνουν και τα τρία ισότοπα του Yb που μελετώνται στην παρούσα εργασία.

Με βάση τις προσεγγίσεις Weisskopf προκύπτουν τα ακόλουθα συμπεράσματα:

- ▶ Περισσότερο συνεισφέρει η ακτινοβολία με τον χαμηλότερο βαθμό πολυπόλου
- ▶ Η εκπομπή ακτινοβολίας πολυπόλου βαθμού $L + 1$ είναι λιγότερο πιθανή από την εκπομπή πολυπόλου L κατά ένα παράγοντα 10^{-5}
- ▶ Για ίδιο βαθμό πολυπόλου L ένα ηλεκτρικό πολύπολο είναι κατά δύο τάξεις μεγέθους πιο ισχυρό από το αντίστοιχο μαγνητικό

2.3.5 Γωνιακές Κατανομές

Από τη μέτρηση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας γ συγκεκριμένης μετάβασης δεν εξάγεται κάποια πληροφορία σχετικά με τον πολυπολικό χαρακτήρα της ακτινοβολίας. Η γνώση της αρχικής και της τελικής κατάστασης δίνει πληροφορία μόνο για το εύρος τιμών που μπορεί να πάρει ο βαθμός του πολυπόλου όπως φαίνεται από την εξίσωση 2.51. Για να γίνει ο προσδιορισμός της τάξης πολυπόλου γίνεται η μέτρηση της γωνιακής κατανομής της ακτινοβολίας.

Πίνακας 2.1: Τιμή στροφορμής και είδος ομοτιμίας για μερικά παραδείγματα ηλεκτρικών και μαγνητικών πολυπόλων [22]

ΠΟΛΥΠΟΛΟ	ΣΤΡΟΦΟΡΜΗ L	ΟΜΟΤΙΜΙΑ
M1	1	+
M2	2	-
M3	3	+
M4	4	-
M5	5	-
E1	1	-
E2	2	+
E3	3	-
E4	4	+
E5	5	-

Χρησιμοποιώντας ημικλασική προσέγγιση οι Alder και Winther [23] κατέληξαν σε μια ρητά εκπεφρασμένη σχέση για τη γωνιακή κατανομή ακτινοβολίας γ που προέρχεται από διέγερση Coulomb. Βρήκαν ότι η γωνιακή κατανομή ακτινοβολίας γ σε σχέση με τα προσπίπτοντα σωμάτια είναι παρόμοια με τη γωνιακή σχέση δύο ακτίνων γ σε σειρά. Η συνάρτηση της κατανομής αυτής είναι:

$$W(\theta) = 1 + \sum_v A_v \alpha_v(\xi) P_v(\cos \theta) \quad (2.52)$$

όπου οι συντελεστές A_v είναι οι συντελεστές γ - γ γωνιακής σχέσεις κατεύθυνσης, οι συντελεστές $\alpha_v(\xi)$ εξαρτώνται από τη διαδικασία διέγερσης και $P_v(\cos \theta)$ είναι τα πολυώνυμα Legendre που δίνονται από την ακόλουθη σχέση:

$$P_v(\cos \theta) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^v}{dx^v} [(x^2 - 1)^n] \quad (2.53)$$

Ανάλογα με το αίτιο που οδήγησε στην εκπομπή της ακτινοβολίας γ χρησιμοποιούνται τα κατάλληλα πολυώνυμα Legendre. Στην παρούσα εργασία οι φωτοκορυφές που θα μελετηθούν ως προς τη γωνιακή κατανομή τους αφορούν κυρίως αποδιεγέρσεις $E2$. Για αποδιεγέρσεις αυτής της μορφής η εξίσωση 2.52 παίρνει την μορφή:

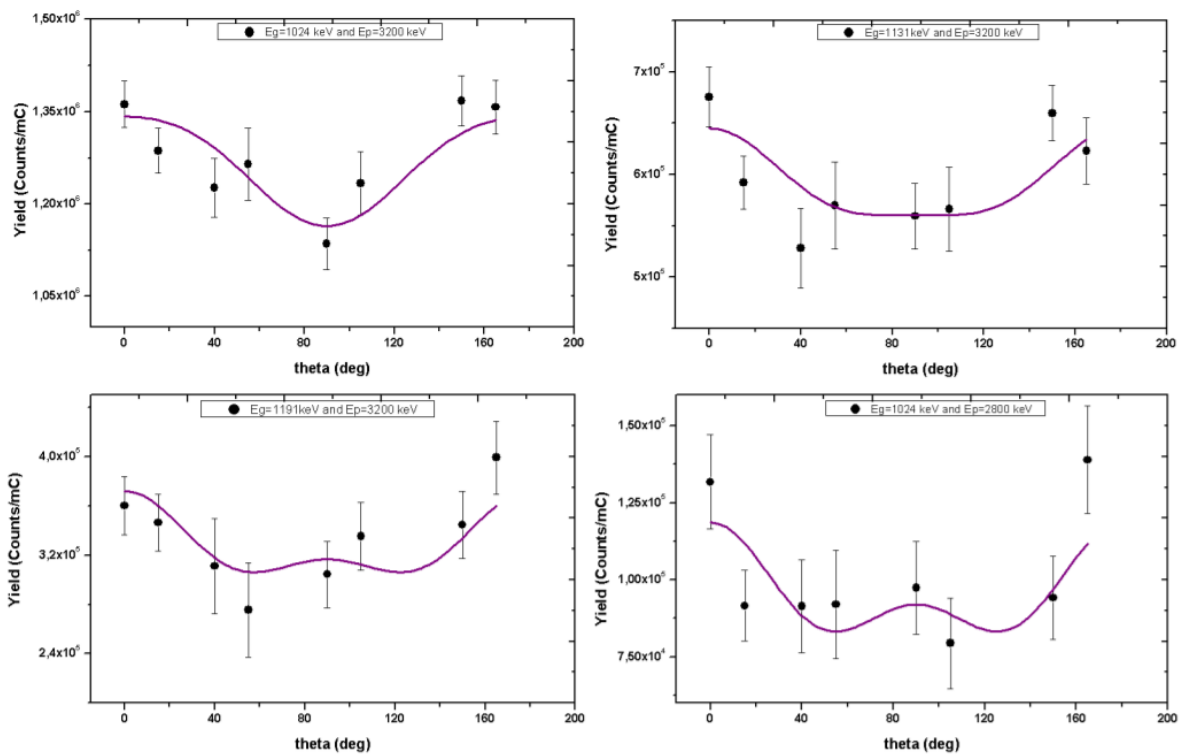
$$W(\theta) = A_0(1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 P_4(\cos \theta)) \quad (2.54)$$

Με τη μελέτη της γωνιακής κατανομής εξάγονται σημαντικές πληροφορίες σχετικά με το σχήμα, αλλά και το μέγεθος του πυρήνα, δηλαδή για βασικές πληροφορίες για τη δομή του.

Παρακάτω υπάρχουν διαγράμματα γωνιακής κατανομής αποδιεγέρσεων γ του ισότοπου $^{113}_{49}\text{In}$ (Εικ. 2.14).

2.3.6 Φασματοσκοπία Ακτίνων γ

Για να γίνει η μελέτη όλων των ιδιοτήτων που αναφέρθηκαν παραπάνω πειραματικά γίνεται με τη χρήση της φασματοσκοπίας γ . Με τον όρο φασματοσκοπία ακτίνων γ εννοείται



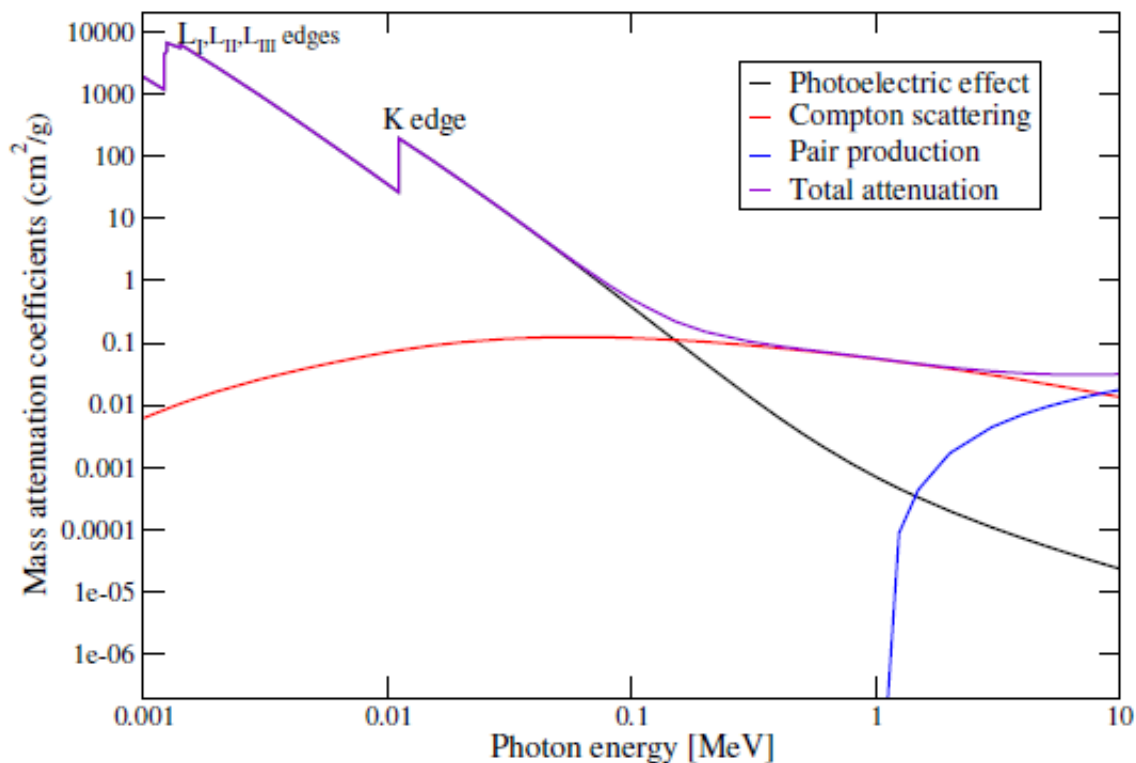
Εικόνα 2.14: Διαγράμματα γωνιακών κατανομών αποδιεγέρσεων γ του ισότοπου $^{113}_{49}\text{In}$. Οι δύο πάνω κατανομές αντιστοιχούν σε μεταπτώσεις $E2$, η κάτω αριστερά αντιστοιχεί σε μετάβαση $M1$, $M2$ και η κάτω δεξιά αντιστοιχεί και αυτή σε μετάβαση $M2$ [24].

ότι η ανίχνευση της ακτινοβολίας γ και της καταμέτρησης της έντασής της ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων της. Το πολύ θετικό σχετικά με την ακτινοβολία γ είναι ότι είναι η ανίχνευσή της μπορεί να γίνει με μεγάλη ακρίβεια και με υψηλή διακριτική ικανότητα.

Από φάσμα ακτινοβολίας γ μπορούν να εξαχθούν σημαντικές πληροφορίες σχετικά με τις διεγερμένες πυρηνικές καταστάσεις. Αρχικά μπορεί να γίνει ο προσδιορισμός των ενεργειών των ακτίνων γ , αλλά και της έντασής της μετάβασής τους. Επίσης μέσω μετρήσεων σύμπτωσης εξαγονται συμπεράσματα σχετικά με τη διάταξη των παρατηρούμενων μεταβάσεων [17]. Τέλος, μέσω της φασματοσκοπίας γ μπορούν να κατασκευαστούν τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών, μέσω των οποίων όπως αναφέρθηκε και παραπάνω μπορούν να εξαχθούν σημαντικά αποτελέσματα σχετικά με το βαθμό της πολυπολικότητας της εκάστοτε αποδιέγερσης. Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι όλη η πειραματική ανάλυση στην παρούσα εργασία βασίζεται σε ανάλυση φασματοσκοπίας γ στα ισότοπα $^{174,176}\text{Yb}$.

2.3.7 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη

Η ανίχνευση της ακτινοβολία γ είναι αποτέλεσμα της μεταφοράς της ενέργειας της ακτινοβολία γ στα ηλεκτρόνια του υλικού των ανιχνευτών. Αυτά τα διεγερμένα πλέον ηλεκτρόνια έχουν φορτίο και χάνουν την ενέργεια τους είτε από ιονισμό, είτε από την διεγερση ολόκληρου του ατόμου [25]. Υπάρχουν τρεις κυρίαρχοι μηχανισμοί για την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας γ με τον ανιχνευτή: το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γέννηση.



Εικόνα 2.15: Ο συντελεστής εξασθένησης για ακτινοβολία γ στο γερμάνιο ($Z = 32$) ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων. [26].

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι το φαινόμενο κατά το οποίο υπάρχει αλληλεπίδραση ανάμεσα σε ένα φωτόνιο και στο άτομο. Δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί στην περίπτωση φωτονίου με ελεύθερο ηλεκτρόνιο, διότι εκεί δεν ικανοποιείται η αρχή διατήρησης ορμής και ενέργειας. Συνεπώς στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αλληλεπιδρά το φωτόνιο με δέσμιο ηλεκτρόνιο του ατόμου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ενέργεια του φωτονίου να μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο και στο άτομο, όμως η ενέργεια που μεταφέρεται στο άτομο ως ενέργεια ανάκρουσης είναι αμελητέα λόγω της μεγάλης του μάζας. Στην συνέχεια το ηλεκτρόνιο εγκαταλείπει το άτομο και πλέον ονομάζεται φωτοηλεκτρόνιο και

διαθέτει κινητική ενέργεια που δίνεται ως εξής [25, 26]:

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (2.55)$$

όπου E_γ είναι η ενέργεια του φωτονίου, E_b είναι η ενέργεια σύνδεσης του ατομικού ηλεκτρονίου με το πυρήνα και E_e είναι η συνολική κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου. Με βάση την εξίσωση 2.55 για να πραγματοποιηθεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι αναγκαίο η ενέργεια του φωτονίου να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο, ώστε να μπορέσει να φύγει από το δυναμικό του πυρήνα. Η πιθανότητα ένα φωτόνιο να μπορεί να πραγματοποιήσει το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορεί να δωθεί ως έκφραση της ενεργού διατομής τ [25]

$$\tau \propto Z^n / E_\gamma^m \quad (2.56)$$

, όπου το n και το m παίρνουν τιμές σε εύρος από 3 έως 5 ανάλογα με την ενέργεια, E_γ η ενέργεια του φωτονίου και Z είναι ο ατομικός αριθμός του πυρήνα. Τέλος είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι κυρίαρχο για χαμηλές ενέργειες [25] όπως φαίνεται και από την εικόνα 2.15.

Σκέδαση Compton

Η σκέδαση Compton είναι η απευθείας αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας γ , δηλαδή των φωτονίων με ένα ηλεκτρόνιο, μεταφέροντας του έτσι μέρος από την ενέργεια του φωτονίου. Κατά το φαινόμενο αυτό το φωτόνιο δεν απορροφάται αλλά σκεδάζεται με μειωμένη ενέργεια σε άλλη διεύθυνση. Η ενέργεια του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου θα δίνεται ως εξής [25]:

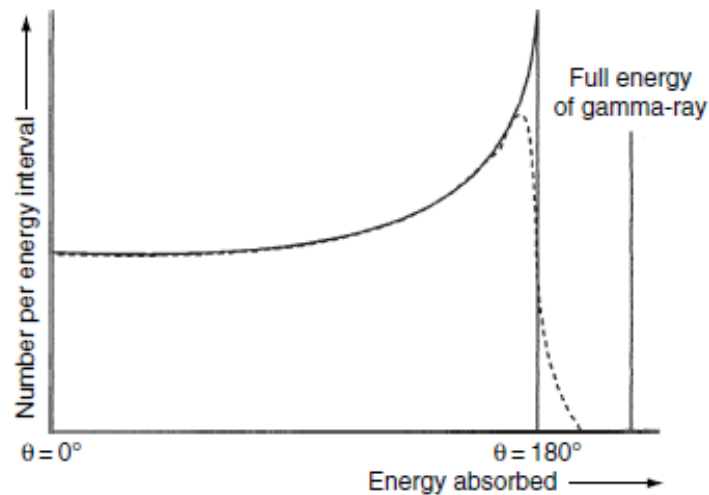
$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{[1 + E_\gamma(1 - \cos\theta)/m_0c^2]} \right] \quad (2.57)$$

Η μεταφορά ενέργειας από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο παίρνει την μεγαλύτερη τιμή στην περίπτωση όπου το φωτόνιο σκεδάζεται σε γωνία $\theta = 180^\circ$, η περίπτωση αυτή ονομάζεται οπισθοσκέδαση. Ενώ για γωνία σκέδασης $\theta = 0^\circ$ το ποσοστό ενέργειας που μεταφέρεται είναι μηδενικό. Κατά την σκέδαση Compton εμφανίζονται όλες οι γωνίες σκέδασης, για το λόγο αυτό η ενέργεια που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο θα παίρνει συνεχείς τιμές όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.16

Δίδυμη γένεση

Δίδυμη γένεση είναι το φαινόμενο κατά το οποίο παράγεται ένα ζεύγος σωματιδίου αντισωματιδίου από ένα φωτόνιο κατάλληλης ενέργειας. Για να πραγματοποιηθεί το φαινόμενο πρέπει η ενέργεια του φωτονίου να είναι τουλάχιστον ίση με την ολική μάζα ηρεμίας των δύο σωματιδίων. Στην περίπτωση που το ζεύγος σωματιδίου αντισωματιδίου είναι το ηλεκτρόνιο με το ποζιτρόνιο η ενέργεια αυτή πρέπει να είναι μεγαλύτερη ή ίση από την τιμή 1.022 MeV. Στην παρούσα περίπτωση θα δοθεί μεγαλύτερη προσοχή στην περίπτωση ζεύγους ηλεκτρονίου ποζιτρονίου που δίνεται από την ακόλουθη αντίδραση:





Εικόνα 2.16: Ενέργεια λόγω σκέδασης Compton ως συνάρτηση της γωνίας θ [25].

Στην περίπτωση που ξεπεραστεί το ενεργειακό κατώφλι των 1.022MeV η αντίδραση 2.58 πραγματοποιείται και η επιπλέον ενέργεια αποδίδεται στο ζεύγος παραγόμενων σωματιδίων με την μορφής κινητικής ενέργειας και δίνεται από την παρακάτω σχέση γραμμένη σε μονάδες keV .

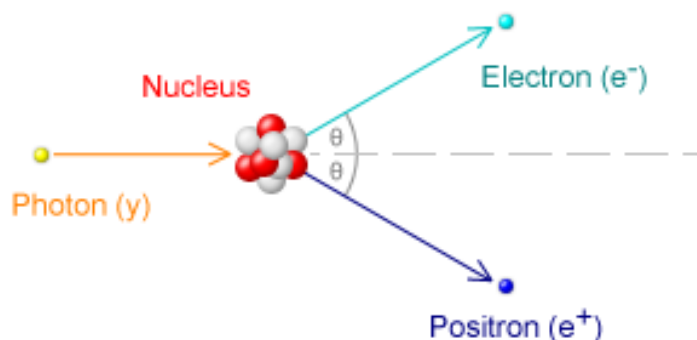
$$E_e = E_\gamma - 1022 \quad (2.59)$$

, όπου E_γ είναι η ενέργεια του φωτονίου και E_e η κινητική ενέργεια που μοιράζονται ισόποσα το ηλεκτρόνιο με το ποζιτρόνιο [25]. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι όταν η ενέργεια ενός ποζιτρονίου πέφτει σχεδόν σε θερμικές ενέργειες, αναπόφευκτα συναντά ένα ηλεκτρόνιο τα οποία στην συνέχεια εξαυλώνονται και από την διαδικασία αυτή παράγονται δύο φωτόνια ενέργειας 511keV [25]. Προκειμένου να διατηρηθεί η συνολική ορμή του συστήματος τα δύο παραγόμενα φωτόνια εκπέμπονται σε αντίθετες διαυθύνσεις. Έτσι στο φάσμα της ακτινοβολίας γ που καταγράφεται θα υπάρχει πάντα μια ισχυρή κορυφή στα 511keV η οποία θα αντιστοιχεί σε αυτά τα φωτόνια που προέρχονται από το φαινόμενο της εξαύλωσης [27]. Η κορυφή αυτή όπως θα φανεί και στο κεφάλαιο 4 εμφανίζεται σε κάθε φάσμα που καταγράφηκε για την παρούσα εργασία.

2.4 Ανιχνευτικές Διατάξεις

2.4.1 Εισαγωγή

Τα διάφορα ανιχνευτικά συστήματα χρησιμοποιούνται αρχικά για την ανίχνευση ενός γεγονότος, αλλά και για την ποσοτική και ποιοτική περιγραφή του. Πιο συγκεκριμένα είναι σημαντική η γνώση της διάρκειας πραγματοποίησης ενός γεγονότος, της έντασής του, αλλά και του σημείου του χώρου στο οποίο πραγματοποιήθηκε. Για τη μελέτη αυτή γίνεται η κατάλληλη επιλογή ανιχνευτικού συστήματος. Η επιλογή αυτή γίνεται κυρίως με



Εικόνα 2.17: Απεικόνιση του φαινομένου της δίδυμης γένεσης

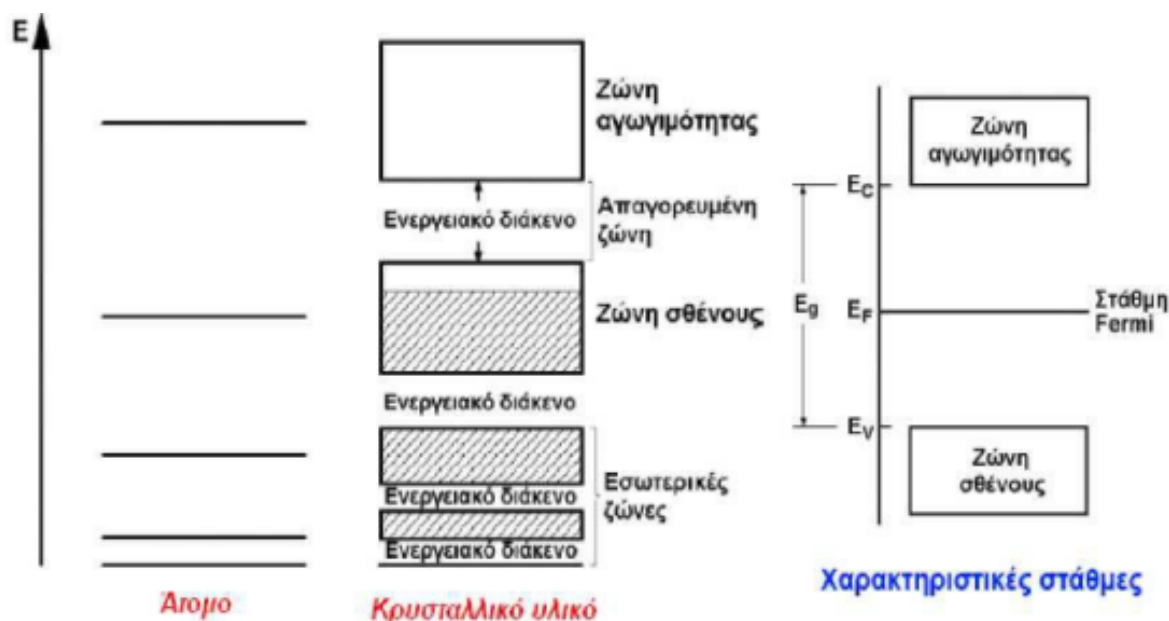
βάση την φύση της αλληλεπίδρασης που έχει η ακτινοβολία που μελετάται με το υλικό του ανιχνευτή.

Στην παρούσα εργασία μελετούνται φάσματα ακτινοβολίας γ και για το λόγο αυτό έχει γίνει παραπάνω εκτενής ανάλυση της αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας γ με την ύλη. Υπάρχουν δύο βασικές κατηγορίες ανιχνευτικών διατάξεων για τη μελέτη της ακτινοβολίας γ : οι ανιχνευτές σπινθηρισμού και οι ανιχνευτές ημιαγωγών. Στην παρούσα περίπτωση έγινε χρήση ανιχνευτών ημιαγωγών και πιο συγκεκριμένα πρόκειται για ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe).

2.4.2 Στοιχεία φυσικής ημιαγωγών

Είναι γνωστό ότι τα ηλεκτρόνια των ατόμων των διαφορετικών στοιχείων κινούνται γύρω από τους πυρήνες σε προκαθορισμένες τροχιές. Η κατάσταση τους χαρακτηρίζεται μονοσήμαντα από τους τέσσερις κβαντικούς αριθμούς. Τα ηλεκτρόνια των εσωτερικών φλοιών, δηλαδή αυτά που βρίσκονται κοντά στο πυρήνα είναι πολύ δύσκολο να αλλάξουν την κατάστασή τους σε αντίθεση με αυτά των εξωτερικών φλοιών που είναι αυτά που συμμετέχουν στους δεσμούς. Στην περίπτωση όπου ένα υλικό έχει κρυσταλλική δομή, τα άτομα του έχουν σαφή διάταξη στο χώρο και εκτελούν ταλαντώσεις μικρής εμβέλειας γύρω από τις θέσεις ισορροπίας τους. Τέτοια υλικά είναι μερικοί ομοιοπολικοί κρύσταλλοι που έχουν σημαντικές ηλεκτρονικές ιδιότητες. Στα υλικά αυτά η απαγορευτική αρχή του Pauli αναγκάζει τα ηλεκτρόνια των δεσμών να καταλαμβάνουν ολοένα και μεγαλύτερες ενεργειακές στάθμες με αποτέλεσμα να δίνουν την αίσθηση ότι οι διακριτές ενεργειακές στάθμες κατανέμονται σε συνεχείς ζώνες (θεωρία ζωνών). Η ανώτερη ενεργειακή ζώνη καλείται "ζώνη αγωγιμότητας", ενώ η αμέσως προηγούμενη καλείται "ζώνη σθένους", ενώ η μεταξύ τους περιοχή καλείται απαγορευμένη ζώνη, στην οποία δεν υπάρχουν

επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες.

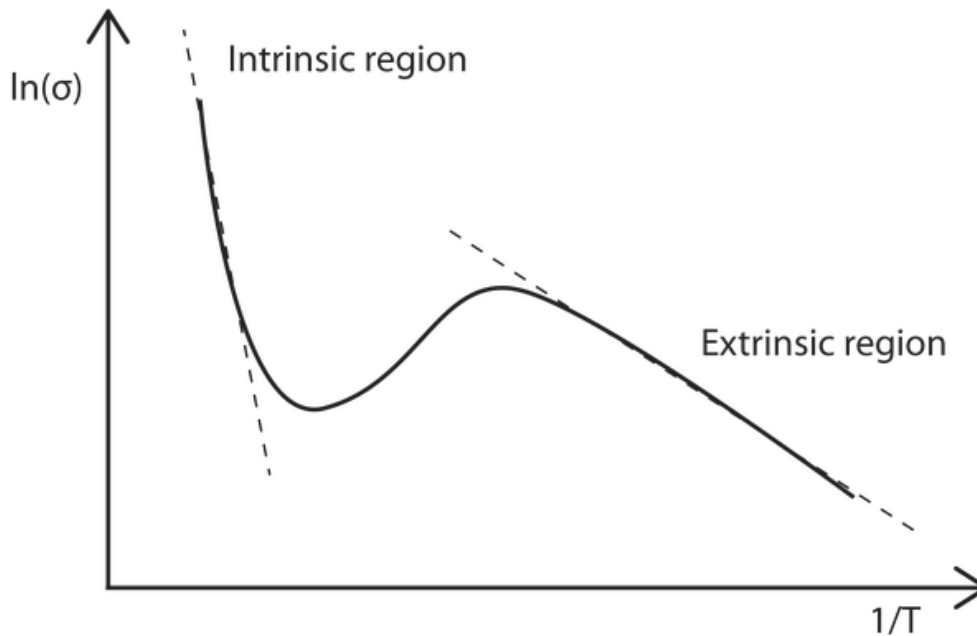


Εικόνα 2.18: Ενεργειακές ζώνες και ενεργειακές στάθμες κρυσταλλικού στερεού.

Στην περίπτωση των ημιαγωγών, που αποτελεί και το αντικείμενο ενδιαφέροντος του παρόντος κεφαλαίου, η απαγορευμένη ζώνη είναι αρκετά στενή συνεπώς ακόμα και μια μικρή προσφορά ενέργειας μπορεί να δημιουργήσει ελεύθερα ηλεκτρόνια. Επίσης η αγωγιμότητα των ημιαγωγών εξαρτάται σημαντικά από την θερμοκρασία και μάλιστα στην περίπτωση όπου η θερμοκρασία είναι στους 0 K η αγωγιμότητα μηδενίζεται [28]. Συνεπώς οι ημιαγωγοί συμπεριφέρονται ως μονωτές σε μηδενική θερμοκρασία και αυξάνουν την αγωγιμότητας με την αύξηση της θερμοκρασίας.

Σε χαμηλές θερμοκρασίες, δηλαδή στο δεξί τμήμα του διαγράμματος του σχήματος 2.19, υπάρχει η εξωγενής περιοχή, στην οποία η αγωγιμότητα είναι αύξουσα συνάρτηση της θερμοκρασίας διότι ελέγχεται πλήρως από τους φορείς που δημιουργούνται λόγω προσμείξεων. Η αύξηση αυτή ωστόσο σταματά να υφίσταται από μια θερμοκρασία και πάνω, διότι η πυκνότητα φορέων γίνεται ανεξάρτητη της θερμοκρασίας. Σε αυτό το σημείο κάθε άτομο πρόσμειξης έχει κορεστεί από ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους. Συνεπώς σε αυτή την ενδιάμεση περιοχή η αγωγιμότητα είναι φθίνουσα συνάρτηση της θερμοκρασίας επειδή αυξανόμενη της θερμοκρασίας μειώνεται η κινητικότητα των φορέων λόγω περισσότερων σκεδάσεων με τα άτομα του κρυστάλλου. Σε ακόμα μεγαλύτερες θερμοκρασίες η αγωγιμότητα γίνεται ξανά έντονα αύξουσα συναρτήση της θερμοκρασίας. Η περιοχή αυτή είναι η ενδογενής στην οποία η πυκνότητα φορέων αυξάνεται με την θερμοκρασία λόγω περισσότερων θερμικών διεγέρσεων, ενώ η μείωση της κινητικότητας είναι ασήμαντη μπροστά στην προαναφερθήσα αύξηση.

Το διάγραμμα του σχήματος 2.19, αλλά και η ανάλυσή του στην παραπάνω παράγραφο είναι για την περίπτωση ενός νοθευμένου ημιαγωγού. Ένας ημιαγωγός ονομάζεται καθαρός ή ενδογενής όταν είναι πλήρως απαλλαγμένος από ξένα άτομα στο κρύσταλλό του.



Εικόνα 2.19: Γραφική αναπαράσταση του λογαρίθμου της αγωγιμότητας συναρτήσει του αντιστρόφου της θερμοκρασίας [29]

Αν όμως σε έναν θεωρητικά καθαρό ημιαγωγό προστεθούν προσμίξεις κατάλληλων ατόμων, κατασκευάζονται ημιαγωγοί περισσειων φορέων. Οι ημιαγωγοί αυτοί λέγονται εξωγενείς ή ημιαγωγοί με προσμείξεις. Οι ημιαγωγοί αυτοί χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, τους ημιαγωγούς τύπου n και στους ημιαγωγούς τύπου p . Ο χωρισμός αυτός έχει να κάνει με τον τύπο των φορέων που πλεονάζουν. Οι εξωγενείς ημιαγωγοί τύπου n χαρακτηρίζονται από περίσσεια ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και για αυτό στην περίπτωση αυτή τα ηλεκτρόνια χαρακτηρίζονται ως φορείς πλειονότητας ενώ οι οπές ως φορείς μειονότητας. Οι δε εξωγενείς ημιαγωγοί τύπου p χαρακτηρίζονται από περίσσειες οπών και για το λόγο αυτό στην περίπτωση αυτή οι οπές χαρακτηρίζονται ως φορείς πλειονότητας και τα ηλεκτρόνια ως φορείς μειονότητας [28].

2.4.3 Ανιχνευτές HPGe

Οι ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου (High-Purity Ge, HPGe) ανήκουν στην κατηγορία ανιχνευτών στερεάς κατάστασης ή αλλιώς ανιχνευτών ημιαγωγών. Για τη φασματοσκοπία γ οι ανιχνευτές γερμανίου είναι οι πιο διαδεδομένοι λόγω του υψηλού ατομικού αριθμού τους που είναι 32 [25]. Ο αμέσως επόμενος είναι ανιχνευτές ημιαγωγών που χρησιμοποιούν το πυρίτιο που έχει ατομικό αριθμό 14. Βασικός παράγοντας για την επιλογή των ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου σε σχέση π.χ. με του πυριτίου είναι λόγω της επιτυχίας τους στην απορρόφηση των διερχόμενων ακτίνων γ μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Αναλυτικότερα, ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης εξαρτάται γραμμικά από την τρίτη δύναμη του ατομικού αριθμού του υλικού του ανιχνευτή, γεγονός που κάνει τους ανιχνευτές γερμανίου 60 φορές αποδοτικότερους από τους αμέσως επόμενους

που είναι οι ανιχνευτές πυριτίου [27]. Παρακάτω φαίνεται και η σχέση του συντελεστή γραμμικής απορρόφησης:

$$\mu \simeq (Z/E)^3 \quad (2.60)$$

Αποτελούνται από μία επαφή $p - n$ ή $p - i - n$ που λειτουργεί σε περιοχή ανάστροφης πόλωσης, η οποία κατασκευάζεται από καθαρό κρύσταλλο γερμανίου εμπλουτισμένος με τέτοιο τρόπο ώστε να γίνει p^+ από τη μια μεριά και n^- από την άλλη [30]. Η επαφή pn είναι ανάστροφα πολωμένη όταν εφαρμόζεται αρνητική τάση στην περιοχή του p και θετική στην περιοχή n . Τέλος είναι σημαντικό κατά την λειτουργία του να βρίσκεται σε ψυχρό περιβάλλον, αφού όπως αναφέρθηκε και παραπάνω για μηδενική θερμοκρασία έχει μηδενική αγωγιμότητα, επειδή είναι επιθυμητό να μην παρατηρούνται ηλεκτρόνια-οπές στην περιοχή απογύμνωσης λόγω θερμικής ενέργειας, διότι αυτό θα προκαλούσε αύξηση του θορύβου κατά τη μέτρηση.

Παραπάνω έχει αναλυθεί ο λόγος επιλογής ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου ανάμεσα στους διαφορετικούς ανιχνευτές ημιαγωγών, όμως δεν έχει αιτιολογηθεί η επιλογή τους ανάμεσα στους ανιχνευτές ημιαγωγών και τους ανιχνευτές σπινθηρισμού. Αρχικά είναι σημαντικό να τονιστεί ότι η αρχή λειτουργίας των δύο αυτών ανιχνευτών διαφέρουν. Ο πρώτος ανιχνεύει ρεύμα, ενώ ο δεύτερος συλλέγει φως. Ο βασικός λόγος επιλογής των ανιχνευτών HPGe στην παρούσα περίπτωση έγκειται στο σημαντικό λιγότερο θόρυβο από τα ηλεκτρονικά, αλλά και στη σημαντικά καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Ειδικά ο δεύτερος λόγος είναι πολύ σημαντικός διότι χωρίς καλή διακριτική ικανότητα δεν θα ήταν εφικτή η ταυτοποίηση των διαφόρων φωτοκορυφών που ακολουθεί στα παρακάτω κεφάλαια. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.20 η διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου είναι σημαντικά καλύτερη από αυτήν του σπινθηριστή και ο θόρυβος σημαντικά μικρότερος.

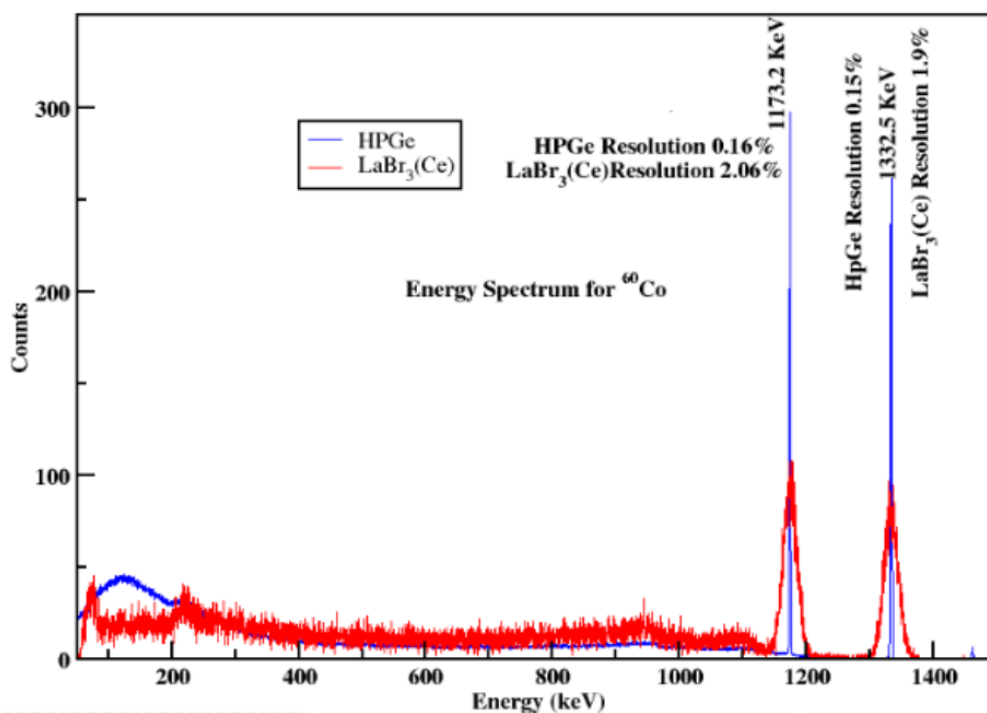
2.4.4 Αποδόσεις ανιχνευτών

Στη φασματοσκοπία ακτίνων γ που γίνεται με την χρήση ανιχνευτών γερμανίου είναι απαραίτητη η προσαρμογή μιας αναλυτικής συνάρτησης σε πειραματικά δεδομένα που προκύπτουν από κατάλληλες πηγές για να πραγματοποιηθεί η βαθμονόμηση και η εκτίμηση της απόδοσης των ανιχνευτών. Τα δεδομένα αυτά είναι τέτοια ώστε να καλύπτουν οποιαδήποτε επιθυμητή ενέργεια προς μέτρηση. Η απόδοση αντιστοιχεί στην πιθανότητα καταγραφής μιας εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από το ανιχνευτικό σύστημα. Η ποσότητα που είναι σημαντική για την εξαγωγή της καμπύλης απόδοσης είναι η απόλυτη απόδοση που ορίζεται ως εξής [32]:

$$\epsilon_{abs}(\%) = \frac{\text{Number of pulses recorded}}{\text{Number of radiation quanta emitted by source}} \quad (2.61)$$

Η παραπάνω σχέση στη συνέχεια παίρνει την μορφή [32]:

$$\epsilon_{abs}(\%) = \frac{Counts}{I_{\gamma} \cdot A \cdot livetime} 100 \quad (2.62)$$



Εικόνα 2.20: Φάσμα ακτινοβολίας γ με χρήση ανιχνευτών HPGe και NaI για την ίδια πηγή ^{60}Co [31]

Ο αριθμός των *Counts* αντιστοιχεί στον αριθμό των γεγονότων για μια συγκεκριμένη αποδιέγερση γ , το $I\gamma$ στην ένταση της αποδιέγερσης αυτής, το A στην ενεργότητα της πηγής της ακτινοβολίας γ και το *livetime* είναι ο χρόνος της μέτρησης. Στα σημεία που προκύπτουν για την απόλυτη απόδοση με βάση τις πειραματικά μετρούμενες ακτινοβολίες γ γίνεται προσαρμογή κατάλληλης αναλυτικής συνάρτησης. Πολύ συχνή σε πειράματα παρόμοια με αυτό της παρούσας εργασίας είναι η καμπύλη Debertin [33] για την οποία η συνάρτηση είναι [34]:

$$y = a \cdot \ln E + b \cdot \frac{\ln E}{E} + c \cdot \frac{(\ln E)^2}{E} + d \cdot \frac{(\ln E)^4}{E} + e \cdot \frac{(\ln E)^5}{E} \quad (2.63)$$

2.5 Ο κώδικας GRAZING

Κατά τη διαδικασία της ανάλυσης των αποτελεσμάτων θα γίνει χρήση θεωρητικών υπολογισμών των ενεργών διατομών για τις δύο αντιδράσεις που μελετούνται στα Κεφάλαια 4.3.3, 4.4.3. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί των ενεργών διατομών θα πραγματοποιηθούν από το κώδικα GRAZING [35]. Πρόκειται για ένα διαδραστικό πρόγραμμα που τρέχει σε περιβάλλον Linux με τη χρήση της Fortran [36].

Η ημικλασική ανάλυση των βίαιων αντιδράσεων (έντονα ανελαστικών) μεταξύ βαρέων πυρήνων περιγράφει τις κατανομές και συσχετίσεις για μάζα, φορτίο, ενέργεια και στροφορμή των συγκρουόμενων πυρήνων. Οι προσεγγίσεις που χρησιμοποιούνται στην πε-

ρίπτωση του GRAZING είναι παρόμοιες με αυτές που χρησιμοποιούσαν μακροσκοπικά μοντέλα παλαιότερων ετών, με μία όμως σημαντική διαφορά. Όπως και στα παλαιότερα μοντέλα, έτσι και στο GRAZING λαμβάνεται υπόψιν η παραδοχή της ανεξαρτησίας της ανταλλαγής των νουκλεονίων μεταξύ των συγκρουόμενων πυρήνων. Όμως στην περίπτωση του GRAZING η ανάλυση βασίζεται στην εξέλιξη της χαρακτηριστικής συνάρτησης στην οποία εφαρμόζεται μια στοχαστική θεωρία διαταραχών [35].

Η ανάλυση βασίζεται στο ότι η αλλαγή στο πληθυσμό μιας δοθείσας μονοσωματιδιακής κατάστασης είναι σημαντικά μικρότερη σε σχέση με την αρχική μάζα, γεγονός που επιτρέπει να εκφραστεί η χαρακτηριστική συνάρτηση σε όρους πιθανοτήτων για τις στοιχειώδεις αντιδράσεις σύλληψης (pick-up) και για τις αντιδράσεις stripping των μεμονομένων νουκλεονίων ως μια διαταραχή πρώτης τάξης [35]. Το μοντέλο αυτό θεωρεί ότι η πραγματική διεργασία δεν λαμβάνει μέρος στο ενεργειακό κέλυφος και διέπεται έντονα από την διασπορά ενέργειας που συνοδεύεται με το πεπερασμένο χρόνο κρούσεις που τυπικά λαμβάνει τιμή ίση με $3 \cdot 10^{-22}$ s. Ο χρόνος αυτός είναι σημαντικός διότι είναι συγκρίσιμος με το χρόνο που παίρνει σε ένα νουκλεόνιο να διασχίσει τον πυρήνα.

Οι αντιδράσεις με μικρό αριθμό μεταφερόμενων νουκλεονίων και με ενέργειες κοντά στο Coulomb barrier μπορούν να περιγραφούν με επιτυχία ως συγκρούσεις grazing και άρα και να περιγραφούν από το μοντέλο GRAZING [35, 21, 37]. Στην παρούσα εργασία μελετούνται αντιδράσεις μεταφοράς δύο νουκλεονίων, στις οποίες θα γίνει και η εξαγωγή αποτελεσμάτων με την χρήση του μικροσκοπικού μοντέλου GRAZING, αφού έχει αποδειχθεί επιτυχές μοντέλο για την περιγραφή αντιδράσεων μεταφοράς ενός ή δύο νουκλεονίων [38]. Μελέτη σχετικά με αντιδράσεις μεταφοράς δύο νουκλεονίων και σύγκρισης πειραματικών αποτελεσμάτων ενεργών διατομών με αποτελέσματα που προκύπτουν από το GRAZING έχουν πραγματοποιηθούν και από τους A. Khaliel και συνεργάτες για την αντίδραση $^{138}\text{Ba}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{140}\text{Ba}$ [37].

Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διαδικασία

3.1 Ο Επιταχυντής 9MV FN Pelletron Tandem

Ο επιταχυντής Tandem Van de Graaff του Ινστιτούτου Φυσικής και Πυρηνικής Μηχανικής που βρίσκεται στο Βουκουρέστι χτίστηκε το 1973 με μέγιστο δυνατό δυναμικό επιτάχυνσης 7.5MV, ενώ στη συνέχεια αναβαθμίστηκε με αποτέλεσμα το μέγιστο δυνατό δυναμικό του να ανέβει στα 9MV. Με την εφαρμογή ισχυρού θετικού δυναμικού μέγιστης τιμής 9MV, επιταχύνει αρνητικά ιόντα αφού αυτά πρώτα επιλεχθούν από ένα διπολικό μαγνήτη που βρίσκεται σε γωνία 20 μοιρών [39].

Τα ιόντα αφού επιλεχθούν από το μαγνήτη περνάνε από ένα λεπτό φύλλο άνθρακα πάχους 5–10 gr/cm² το οποίο αφαιρεί τα ηλεκτρόνια τους, με αποτέλεσμα να απογυμνώνονται και να παραμένουν μόνο οι πυρήνες του ατόμου (Stripping effect). Στη συνέχεια η θετική πλέον δέσμη ιόντων επιταχύνεται από το ίδιο θετικό δυναμικό λόγω άπωσης. Το όνομα Tandem που χρησιμοποιείται για τη διάταξη οφείλεται στα δύο αυτά στάδια της επιταχυντικής διαδικασίας.

Μετά την πρώτη επιτάχυνση των ιόντων που εξέρχονται από την πηγή, η δέσμη εστιάζεται μέσω τετραπολικών μαγνητικών φακών και αναλύεται με βάση την αναλογία φορτίου προς μάζα των ιόντων, q/m , με τη χρήση διπολικού μαγνήτη. Σε όλη την πορεία της δέσμης είναι εντός σήραγγας κενού. Κατά την έξοδο της δέσμης από τον επιταχυντή, η συνολική ολική ενέργεια της θετικής δέσμης είναι το άθροισμα από την ενέργεια που κέρδισε η δέσμη κατά τα δύο στάδια της επιτάχυνσης και η οποία δίνεται από την σχέση [21]:

$$E_f = E_1 + E_2 = eV_t + qeV_t \quad (3.1)$$

όπου το e είναι το στοιχειώδες φορτίο, V_t το μέγιστο δυνατό δυναμικό και $+qe$ είναι το θετικό φορτίο της δέσμης. Στην εικόνα 3.1 φαίνεται ο επιταχυντής 9MV FN Pelletron Tandem Van de Graaff του IFIN-HH, ο οποίος χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα της παρούσας εργασίας.



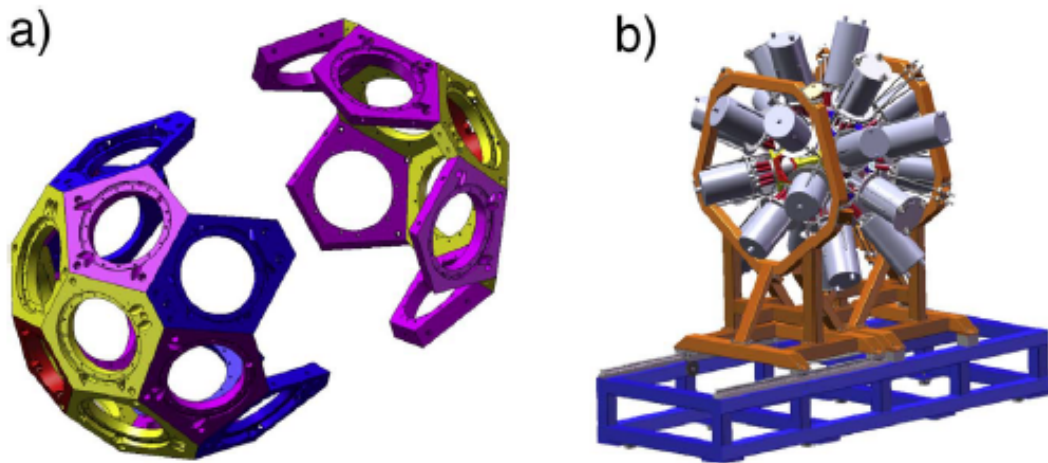
Εικόνα 3.1: Φωτογραφία του επιταχυνητή 9MV FN Pelletron Tandem Van de Graaff του IFIN-HH [39]. Σε πρώτο πλάνο εμφανίζονται οι πηγές ιόντων της διάταξης και ακολουθεί η κύρια δεξαμενή του επιταχυνητή.

3.2 ROSPHERE

Πολλά από τα πειράματα που πραγματοποιούνται στο IFIN-HH στοχεύουν στη μέτρηση του χρόνου ζωής ενεργειακών πυρηνικών σταθμών, αλλά και της μελέτης της πυρηνικής δομής. Η μελέτη της πυρηνικής δομής είναι και το κεντρικό ενδιαφέρον της παρούσας εργασίας. Η πειραματική διάταξη βρίσκεται σε συνεχή αναβάθμιση, αυξάνοντας τον αριθμό των ανιχνευτών, με την χρήση ποικίλων τύπων ανιχνευτών και αλλάζοντας την γεωμετρία τους [40]. Ως αποτέλεσμα αυτού υπήρχε η ανάγκη μιας διάταξης, με σταθερή γεωμετρία αλλά και με αναβαθμισμένη ευελιξία. Έτσι στήθηκε το ROSPHERE (ROmanian array for SPectroscopy in HEavy ion REactions), μια διάταξη ανιχνευτών για φασματο-

σκοπία ακτίνων γ . Το ROSPHERE μπορεί να φιλοξενήσει 25 διαφορετικούς ανιχνευτές δύο διαφορετικών τύπων: ημιαγωγικούς ανιχνευτές HPGe και σπινθηριστές $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

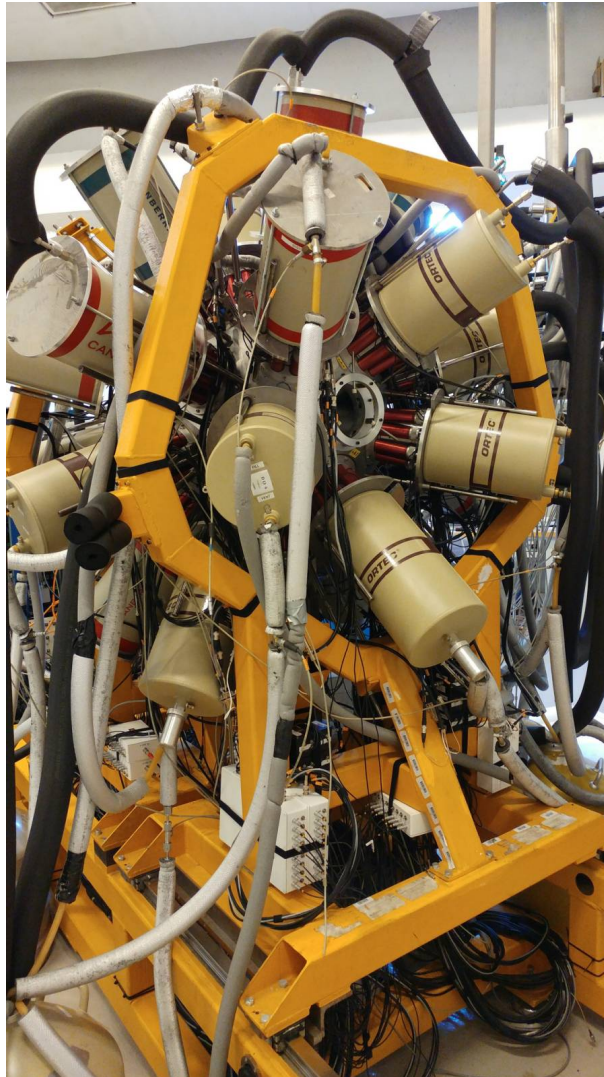
Το ROSPHERE έχει σφαιρική γεωμετρία και αποτελείται από πέντε δακτυλίους, όπου ο κάθε διαφορετικός δακτύλιος διαθέτει πέντε διαθέσιμες θέσεις για ανιχνευτές. Οι πέντε αυτοί δακτύλιοι είναι τοποθετημένοι σε συγκεκριμένες γωνίες: 37° , 70° , 90° , 110° και 143° ως προς τον άξονα δέσμης [41]. Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκαν 15 ανιχνευτές HPGe που ήταν τοποθετημένοι σε τρεις εκ των πέντε δακτυλίων. Οι δακτύλιοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν αυτοί των 37° , 90° και 143° . Η γεωμετρική αυτή διάταξη δίνει την δυνατότητα να γίνει η μέτρηση μεταβάσεων που βρίσκονται σε χρονική σύμπτωση και να γίνει εφικτός ο προσδιορισμός της πολυπολικότητας των μεταβάσεων [41].



Εικόνα 3.2: (a) Απεικόνιση των πέντε δακτυλίων που αποτελούν το ROSPHERE, με διαφορετικό χρώμα ανάλογα με το δακτύλιο. Με κίτρινο οι δακτύλιοι 37° , 143° , με μωβ οι 70° , 110° και με μπλε ο δακτύλιος στις 90° . (b) απεικόνιση CAD του ανιχνευτικού συστήματος του ROSPHERE (Πηγή: [41]).

Οι ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας HPGe είναι δύο κατασκευαστών (ORTEC ή CANBERRA), έχουν ελάχιστη σχετική απόδοση 50% και τυπική διακριτική ικανότητα (FWHM) 1.9 keV στα 1.33 MeV. Όλοι οι ανιχνευτές HPGe ψύχονται με υγρό άζωτο (LN2) με την χρήση ενός αυτόματου συστήματος [40]. Οι σπινθηριστές της διάταξης δεν απαιτούν ψύξη.

Στον Πίνακα της Εικ. 3.4 αναφέρεται η ακριβής θέση, το είδος και η υψηλή τάση τροφοδοσία καθενός εκ των 15 ανιχνευτών HPGe που χρησιμοποιήθηκαν για την πραγματοποίηση του πειράματος. Στην Εικ. 3.3 παρατηρείται και το αυτόματο σύστημα που διατηρεί τους ανιχνευτές του συστήματος σε συνθήκες πολύ χαμηλής θερμοκρασίας, αλλά και οι δεξαμενές υγρού αζώτου με τις οποίο λειτουργεί το αυτόνομο σύστημα.



Εικόνα 3.3: Φωτογραφία της διάταξης του ROSPHERE (Πηγή: [41])

3.3 Στόχος

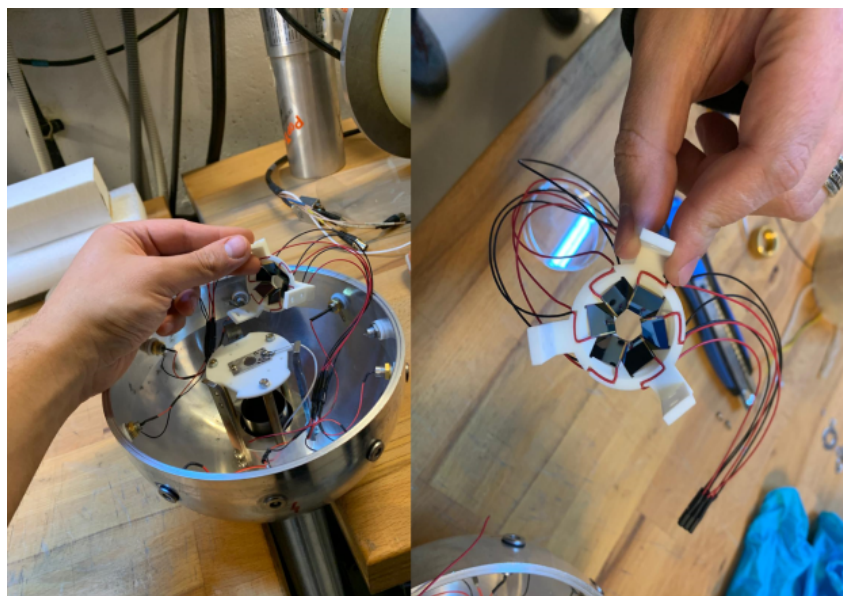
Για την πειραματική διαδικασία χρησιμοποιήθηκε στόχος φυσικού υττερβίου ^{nat}Yb ισοδύναμου πάχους 2.5 mg/cm^2 . Στο πίσω μέρος του στόχου του υττερβίου υπάρχει μια στρώση από φυσικό βισμούθιο ^{nat}Bi ισοδύναμου πάχους 8 mg/cm^2 . Το φυσικό βισμούθιο χρησιμοποιείται για να προστατέψει το στόχο από πιθανό σπάσιμο και για να μην υπάρχει απευθείας πέρασμα της δέσμης στους ανιχνευτές διότι αυτό μπορεί να τους προκαλέσει βλάβη. Στον Πίνακα 3.1 αναφέρονται αναλυτικά τα διαφορετικά ισότοπα από τα οποία αποτελείται ο φυσικός στόχος, οι σχετικές περιεκτικότητες, αλλά και τα πυρηνικά τους χαρακτηριστικά.

	DAQ	Detector					
		theta	phi	Type		Serial No	HV
A1+	G#01	37	0	HPGe	Ortec	TP42409A	3500+
A2+	G#02	37	72	HPGe	Ortec	TP50560A	4200+
A3+	G#03	37	144	HPGe	Canberra	B08020	4000+
A4+	G#04	37	216	HPGe	Ortec	TP12697A	2000+
A5+	G#05	37	288	HPGe	Ortec	TP51012A	2300+
B1+	L#06	70	36	LaBr			
B2+	L#07	70	108	LaBr			
B3+	L#08	70	180	LaBr			
B4+	L#09	70	252	LaBr			
B5+	L#10	70	324	LaBr			
C1	G#11	90	0	HPGe	Canberra	B19512	5000-
C2	G#12	90	288	HPGe	Canberra	B11028	4000+
C3	G#13	90	216	HPGe	Canberra	B13173	4000+
C4	G#14	90	144	HPGe	Canberra	B19501	4500-
C5	G#15	90	72	HPGe	Ortec	TP12696A	2500+
B1-	L#01	110	36	LaBr			
B2-	L#02	110	108	LaBr			
B3-	L#03	110	180	LaBr			
B4-	L#04	110	252	LaBr			
B5-	L#05	110	324	LaBr			
A1-	G#21	143	0	HPGe	Canberra	B19504	4500-
A2-	G#22	143	288	HPGe	Ortec	TP32911B	3200+
A3-	G#23	143	216	HPGe	Canberra	B19514	5000-
A4-	G#24	143	144	HPGe	Canberra	B10196	4500+
A5-	G#25	143	72	HPGe	Ortec	TP42349A	1800+

Εικόνα 3.4: Πληροφορίες σχετικά με την θέση, το είδος και την μέγιστη τάση των ανιχνευτών του πειράματος.

Πίνακας 3.1: Τα ισότοπα από τα οποία αποτελείται ο στόχος και πληροφορίες για την περιεκτικότητά, το πυρηνικό σπιν και την στατιστική που ισχύει σε καθένα από αυτά

Ισότοπο	Μάζα (u)	Περιεκτικότητα (%)	Πυρηνικό σπιν
¹⁶⁸ Yb	167.934	0.12	0
¹⁷⁰ Yb	169.935	2.98	0
¹⁷¹ Yb	170.936	14.09	1/2
¹⁷² Yb	171.936	21.69	0
¹⁷³ Yb	172.938	16.10	5/2
¹⁷⁴ Yb	173.939	32.03	0
¹⁷⁶ Yb	175.943	13.00	0



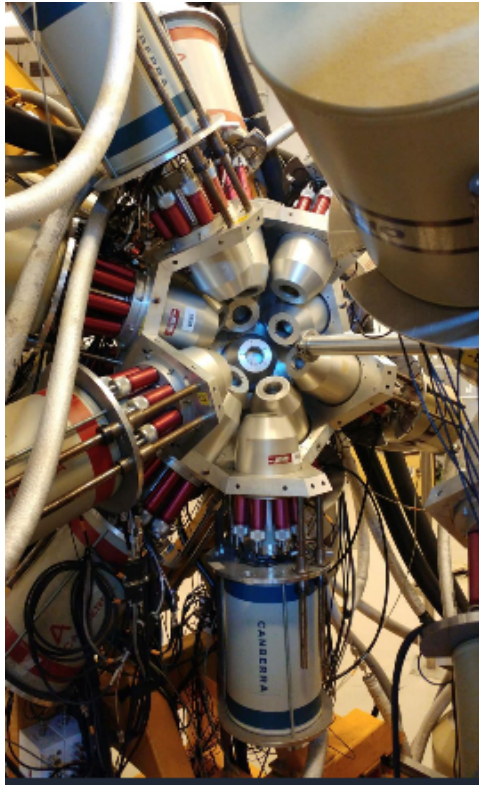
Εικόνα 3.5: Φωτογραφίες του στόχου που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα (αριστερά) και του ανιχνευτή φορτισμένων σωματιδίων (δεξιά).

3.4 Ηλεκτρονικά και σύστημα καταγραφής δεδομένων

3.4.1 Εισαγωγή

Η πληροφορία που προκύπτει από έναν ανιχνευτή γ ακτινοβολίας είναι μια ποσότητα ηλεκτρικού φορτίου που τα χαρακτηριστικά της εξαρτώνται από το είδος του ανιχνευτή. Τα ηλεκτρονικά της διάταξης είναι αυτά που συλλέγουν το φορτίο, μετράνε την ποσότητα και αποθηκεύουν την πληροφορία αυτή [25]. Η πληροφορία αυτή είναι σημαντικό να μην χάνεται και να μεταφέρεται σε έναν υπολογιστή από όπου στη συνέχεια μπορεί να γίνει η ανάλυση της και κατά επέκταση η εξαγωγή των επιθυμητών αποτελεσμάτων. Παρακάτω βρίσκεται ένα τυπικό παράδειγμα ενός απλού ηλεκτρονικού συστήματος καταγραφής για τις ανάγκες της φασματοσκοπίας γ (Εικ. 3.7). Ένα ηλεκτρονικό σύστημα όπως αυτό αποτελείται από τα παρακάτω μέρη [25], των οποίων η λειτουργία και η χρήση θα αναλυθεί σύντομα τις επόμενες ενότητες:

- ▶ Προενισχυτής (pre-amplifier)
- ▶ Ενισχυτής (amplifier)
- ▶ Διευκρινιστής (discriminator)
- ▶ Μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (Analog to Digital Converter-ADC)
- ▶ Πολυδιαυλικός αναλύτης (multichannel analyzer, MCA)
- ▶ Μετατροπέα χρονικού σήματος σε ψηφιακό (Time to Digital Converter, TAC)

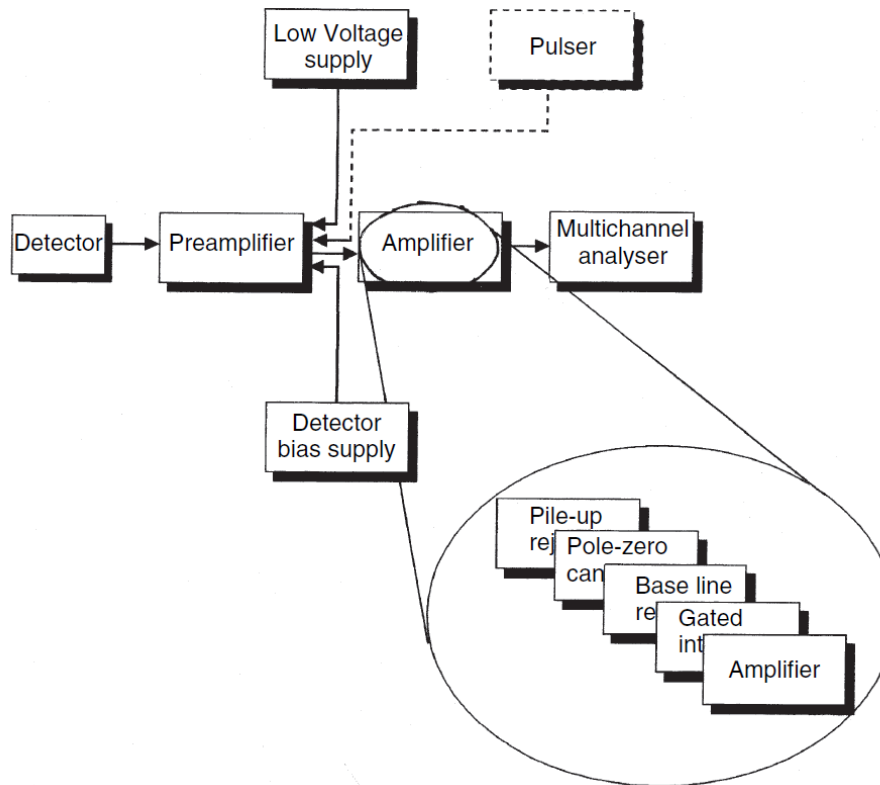


Εικόνα 3.6: Φωτογραφίες του στόχου τοποθετημένος στο κέντρο του ανιχνευτικού συστήματος του πειράματος.

3.4.2 Ηλεκτρονικό σύστημα καταγραφής του ROSPHERE

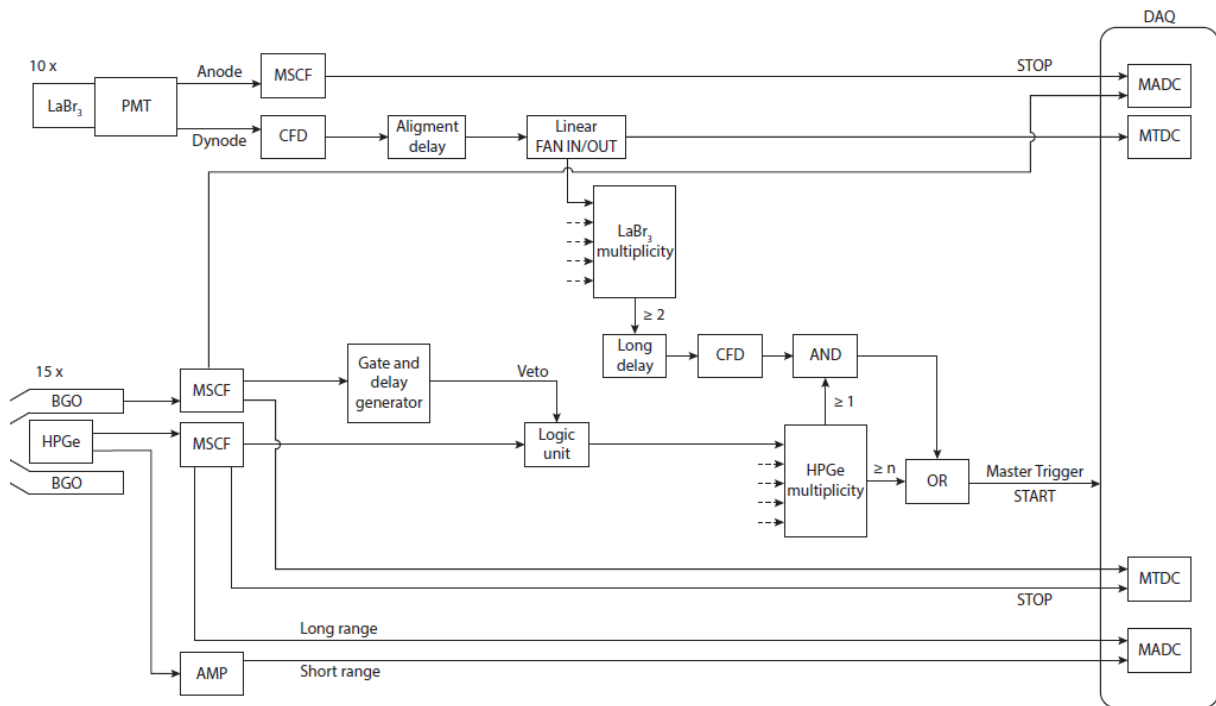
Το σύστημα καταγραφής του ROSPHERE αποτελείται από τυπικές μονάδες NIM (Nuclear Instrumentation Module) και CAMAC [41]. Η συνδεσμολογία του συστήματος καταγραφής για τη συστοιχία ROSPHERE εμφανίζεται στην Εικ. 3.8. Ο σχεδιασμός του είναι τέτοιος, ώστε να παρέχει την δυνατότητα χρήσης δύο διαφορετικών ανιχνευτών σε σύμπτωση. Πιο συγκεκριμένα αποτελείται από ένα αργό σύστημα σύμπτωσης μεταξύ n ανιχνευτών HPGe (συνήθως για $n = 2$ ή $n = 3$) και ένα καθυστερημένο σύστημα σύμπτωσης μεταξύ των ανιχνευτών HPGe-LaBr₃(Ce)-LaBr₃(Ce). Το δεύτερο χρησιμοποιείται για μετρήσεις fast-timing μέσω των οποίων γίνονται μετρήσεις χρόνων ημιζωής, το οποίο δεν αποτελεί αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας. Ωστόσο μεγάλο ενδιαφέρον θα δοθεί στο σύστημα σύμπτωσης ανιχνευτών, το οποίο χρησιμοποιήθηκε για την περίπτωση όπου $n = 2$. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι οι καθυστερήσεις στη διαδικασία σύμπτωσης επιτυγχάνονται μόνο με καλώδια κατάλληλου μήκους, ώστε να αποφευχθεί επιπλέον θόρυβος. Όμως η χρήση μεγάλων καλωδίων για την καθυστέρηση τάξης 400 ns παραμορφώνει το σχήμα του χρονικού σήματος πράγμα που κάνει απαραίτητη τη χρήση δεύτερου διευκρινιστή [41].

Για το παρόν ανιχνευτικό σύστημα προτιμήθηκε το αναλογικό σύστημα FERA-bus fast CAMAC DAQ λόγω της αποδεδειγμένης του ευστάθειας ευελιξίας, αλλά και της διαθεσι-



Εικόνα 3.7: Σχηματική απεικόνιση ηλεκτρονικού συστήματος για τη μελέτη της φασματοσκοπίας γ [25]

μότητας κατάλληλου λογισμικού. Το σύστημα αυτό είναι πλήρως συμβατό με το λογισμικό GASPware που είναι και αυτό που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων της παρούσας εργασίας. Το σύστημα αποτελείται από ένα εξάρτημα CMC203 Fera Driver/Memory/Histogrammer που παρέχει γρήγορη ανάγνωση και έλεγχο των γεγονότων από το FERA bus με ρυθμιστή 1 Mword μεταξύ των δεδομένων εισόδου από το FERA και της εξόδου από το CAMAC. Υπάρχουν εννέα εξαρτήματα AD413A τεσσάρων καναλιών, των 13-bit Ortec Analogue to Digital Converters (ADC) που χρησιμοποιούνται για την ανάγνωση των πληροφοριών ενέργειας για τους ανιχνευτές HPGe και των πληροφοριών ενέργειας και χρόνου (energy and timing information-TAC) για τους ανιχνευτές LaBr₃(Ce). Επίσης υπάρχουν και δύο 4418 T Silena TDC's που χρησιμοποιούνται για την ανάγνωση πληροφοριών χρόνου για τους ανιχνευτές HPGe. Τα δεδομένα (γεγονότα) μεταφέρονται μέσω μιας συσκευής Jorway 73A SCSI και αποθηκεύονται σε έναν υπολογιστή. Το σύστημα DAQ έχει την δυνατότητα να διαχειρίζεται μέχρι και 2500 γεγονότα/sec χωρίς να υπάρχει σημαντικός νεκρός χρόνος. Πάνω από το όριο αυτό ο νεκρός χρόνος γίνεται σημαντικός και μπορεί να φτάσει μέχρι και το 50% για 5000 γεγονότα/sec [41]. Με τον όρο νεκρό χρόνο εννοείται ο χρόνος που χρειάζεται για να καταγράψει ένας ανιχνευτής σήμα, είτε αυτό είναι κάποιο σωματίδιο είτε φωτόνιο, κατά το οποίο το παράθυρο καταγραφής του ανιχνευτή είναι κλειστό και αδυνατεί να καταγράψει δεύτερο σήμα [25].



Εικόνα 3.8: Σχηματική απεικόνιση συνδεσμολογίας του ανιχνευτικού συστήματος του ROSPHERE [41]

3.4.3 Ο προενισχυτής

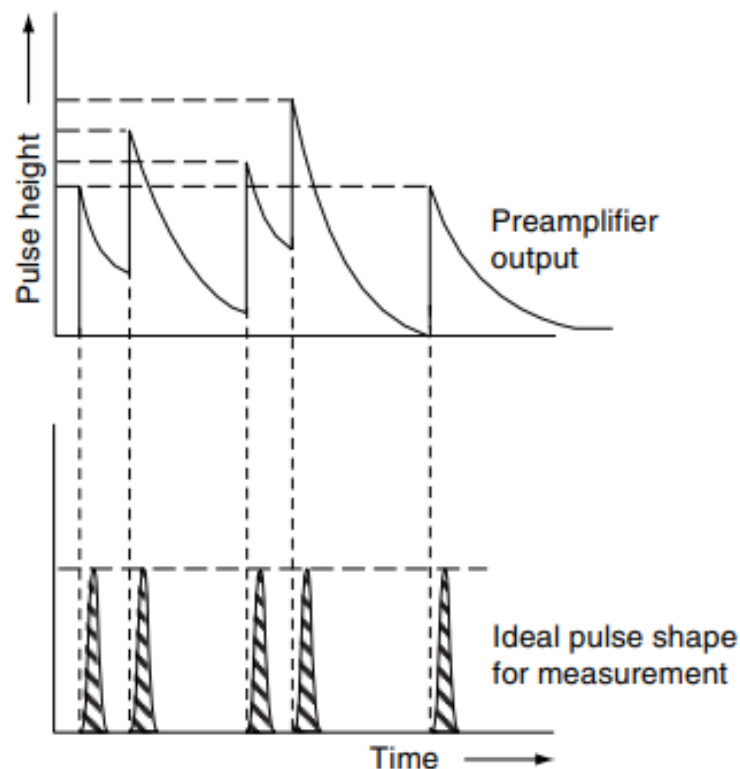
Ο προενισχυτής όπως φαίνεται και από την Εικ. 3.7 βρίσκεται ανάμεσα στον ανιχνευτή και τον ενισχυτή. Η χρησιμότητά του είναι ότι συλλέγει το φορτίο που δημιουργείται μέσα στον ανιχνευτή [25]. Επίσης ο προενισχυτής ενισχύει ένα αδύναμο σήμα που λαμβάνει από τον ανιχνευτή και για να δημιουργεί την όσο το δυνατό χαμηλότερη ποσότητα θορύβου είναι πάντα τοποθετημένος όσο πιο κοντά στο ανιχνευτικό σύστημα γίνεται, ώστε να είναι όσο το δυνατό μικρότερο το μήκος του καλωδίου σύνδεσης. Υπάρχουν τριών ειδών προενισχυτές ανάλογα με την ευαισθησία τους [27]:

- ▶ Με ευαισθησία στην τάση
- ▶ Με ευαισθησία στο ρεύμα
- ▶ Με ευαισθησία στο φορτίο

Στην περίπτωση που η καταγραφή γίνεται από ανιχνευτές γερμανίου επιλέγονται προενισχυτές με ευαισθησία στο φορτίο.

3.4.4 Ο ενισχυτής

Ο ενισχυτής έχει δύο βασικές χρήσεις, να ενισχύει το σήμα από το προενισχυτή και να δίνει μια βολική μορφή σήματος για την περαιτέρω ανάλυση. Σε κάθε περίπτωση πρέπει να διατηρεί τις αντίστοιχες πληροφορίες ενδιαφέροντος. Συνεπώς αν πρόκειται για πληροφορίες χρόνου είναι απαραίτητη μια γρήγορη ανταπόκριση. Στην περίπτωση που επιθυμείται πληροφορία σχετικά με το ύψος του παλμού είναι απαραίτητη μια αυστηρή αναλογία ανάμεσα εισερχόμενα και τα εξερχόμενα πλάτη (γραμμική σχέση) [27]. Συνεπώς όπως φαίνεται και από τα παραπάνω η χρήση του ενισχυτή είναι αναγκαία και απαραίτητη για πολλές λειτουργίες.



Εικόνα 3.9: Απεικόνιση παλμών όπως αυτοί εξάγονται από το προενισχυτή στο πάνω μέρος της εικόνας. Μορφή των παραπάνω παλμών αφού τροποποιηθούν από το ενισχυτή στο κάτω μέρος της εικόνας [25]

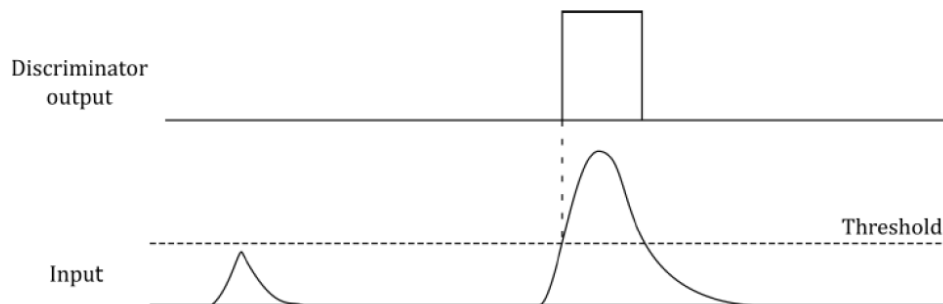
Για τη φασματοσκοπία ο ενισχυτής είναι απαραίτητος ως μέσο τροποποίησης του σήματος. Οι κορυφές σήματος που προέρχονται από τον προενισχυτή εκτός από το ότι είναι ασθενείς έχουν μια εκθετική μορφή με μεγάλη ουρά διάρκειας χρόνου τ από μερικά ως και $100 \mu s$ [27]. Το εύρος αυτού του παλμού είναι ανάλογο της ενέργειας. Στην περίπτωση όμως που το επόμενο σήμα είναι μέσα σε αυτό το εύρος που ήταν το προηγούμενο θα τοποθετηθεί στην ουρά του προηγούμενου και έτσι το σήμα του θα ενισχυθεί. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να επηρεάζει την πληροφορία σχετικά με την ενέργεια για το δεύτερο σήμα, η δεύτερη αυτή ενέργεια είναι γνωστή ως pile-up. Για την επίλυση του προβλήμα-

τος υπάρχουν δύο πιθανές λύσεις. Η πρώτη είναι να περιοριστεί ο χρόνος μέτρησης σε 1τ , ενώ η δεύτερη είναι να τροποποιηθεί ο παλμός κόβοντας το κομμάτι της ουράς [27].

Η τροποποίηση του παλμού είναι επίσης σημαντική διότι μειώνει το λόγο του σήματος ως προς το θόρυβο. Για δεδομένο φάσμα θορύβου υπάρχει βέλτιστο σχήμα κατά το οποίο το σήμα διαταρράσσεται λιγότερο από το θόρυβο. Οι ουρές των παλμών δεν αποτελούν ένα ιδανικό σχήμα, σε αντίθεση με αυτό ιδανικό θα ήταν η ύπαρξη ενός παλμού γκαουσιανής ή τριγωνικής μορφής. Με τη διαδικασία αυτό, ακόμη και σε περιπτώσεις όπου είναι μικρός ο ρυθμός καταγραφής παλμών και δεν υπάρχει το πρόβλημα των pile-up παλμών, η διαμόρφωση των παλμών παραμένει σημαντική [27].

3.4.5 Ο διευκρινιστής

Ο διευκρινιστής είναι μια συσκευή η οποία ανταποκρίνεται μόνο σε εισαγόμενα σήματα στα οποία ο παλμός είναι υψηλότερος από μια τιμή κατωφλίου. Στην περίπτωση που ικανοποιηθεί η απαίτηση αυτή, ο διευκρινιστής στέλνει ένα λογικό σήμα. Η τιμή αυτή του κατωφλίου εξαρτάται από το χειριστή του πειράματος και έχει να κάνει με τις ανάγκες του πειράματος σε κάθε περίπτωση. Η πιο συνήθης χρήση του είναι να κόβει από το σήμα τους παλμούς χαμηλού ύψους καθώς αυτοί είναι προϊόν θορύβου. Έτσι επιτρέπει μόνο στους παλμούς που είναι αρκετά ψηλοί να καταμετρηθούν δίνοντας το κατάλληλο σήμα.



Εικόνα 3.10: Απεικόνιση της λειτουργίας του διευκρινιστή. Κόβει το παλμό που είναι κάτω από την τιμή κατωφλίου, ενώ για την τιμή που ξεπερνά το κατώφλι δημιουργεί κατάλληλο λογικό παλμό [21].

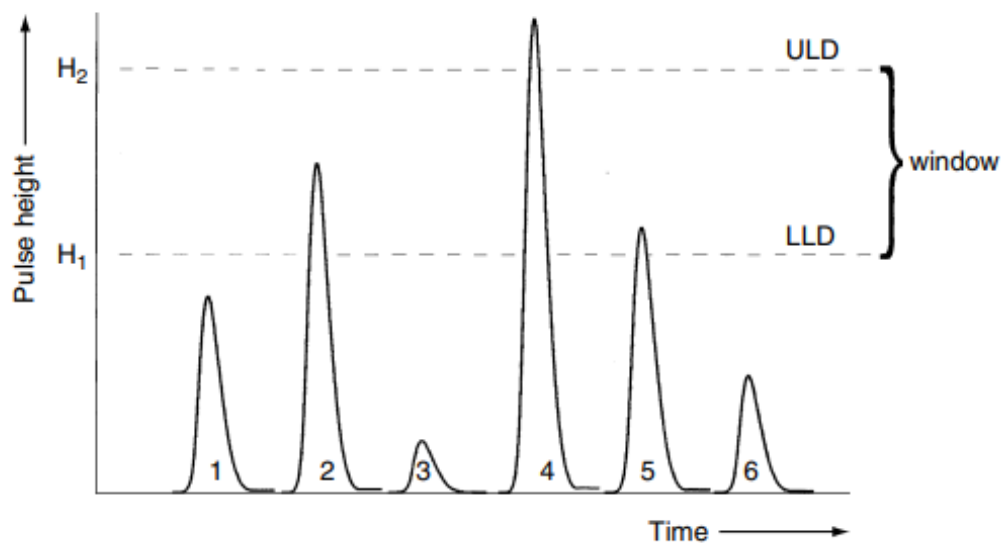
3.4.6 Ο πολυκάναλος αναλυτής (MCA)

Το σήμα εξόδου από τον ενισχυτή είναι ένα σύνολο σχηματισμένων και ρυθμισμένων παλμών, οι οποίοι έχουν τυχαίο ύψος και κενό ανάμεσα τους. Αρμοδιότητά του είναι η μέτρηση του ύψους των παλμών αυτών, αλλά και η καταμέτρηση των αριθμών που βρίσκονται σε μικρά εύρη τάσης. Όμως το ύψος του κάθε παλμού είναι αντίστοιχο της ποσότητας ενέργειας της ακτινοβολίας γ που μετρήθηκε από τον ανιχνευτή, το αποτέλεσμα

αυτής της λίστας των μετρούμενων αριθμών είναι αυτό που δημιουργεί το φάσμα της ακτινοβολίας γ .

Ο ευκολότερος τρόπος να μετρηθεί το φάσμα είναι με την χρήση του SCA (single channel analyzer), το οποίο έχει δύο ηλεκτρονικά όρια όπως φαίνεται και στην Εικ. 3.11, τα δύο αυτά όρια είναι:

- ▶ lower level discriminator (LLD)
- ▶ upper level discriminator (ULD)

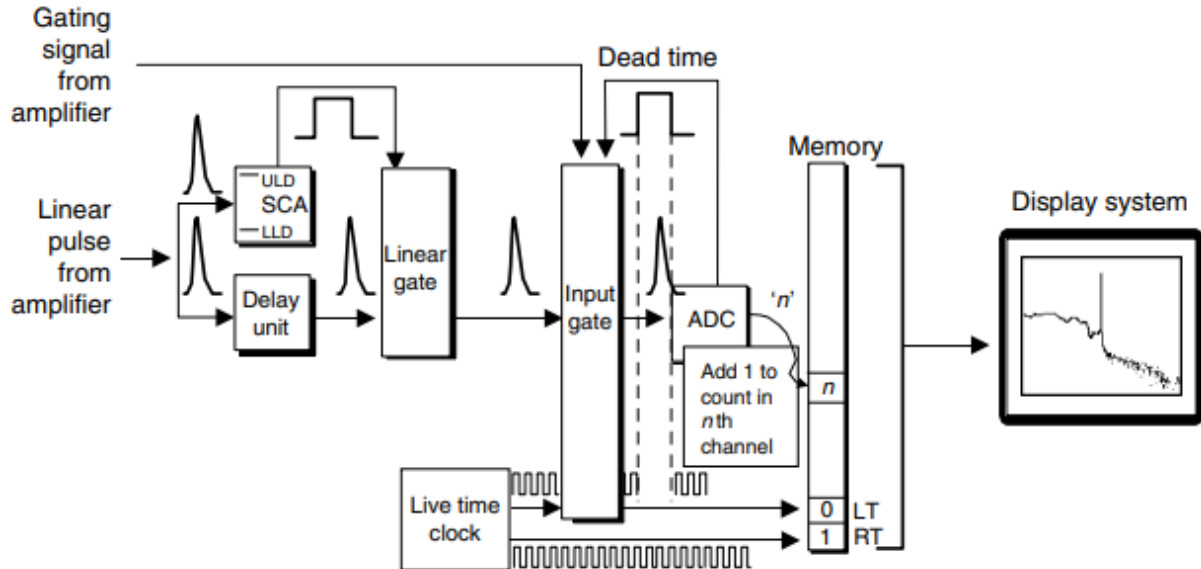


Εικόνα 3.11: Το άνω και κάτω όριο ενός πολυκάναλου αναλυτή και το παράθυρο που δημιουργούν [25]

Με βάση το άνω και το κάτω κατώφλι επιτρέπεται να περάσουν μόνο οι παλμοί που το ύψος τους φτάνει στον ενδιάμεσο χώρο παράγοντας ένα λογικό σήμα, όπως π.χ. ο παλμός 2 και 5 της Εικ. 3.11. Η περιοχή αυτή ανάμεσα στο άνω και το κάτω κατώφλι ονομάζεται παράθυρο (window). Πιο συγκεκριμένα πρέπει να κόβει τους μικρούς παλμούς, οι οποίοι είναι πιθανόν αποτέλεσμα ηλεκτρονικού θορύβου ή ακτινοβολία X ή πολύ μικρής ενέργειας παλμοί που δεν αποτελούν αντικείμενο ενδιαφέροντος. Από την άλλη κόβει τους πολύ ψηλούς παλμούς που ξεφεύγουν από το όριο ενδιαφέροντος ή μπορεί να αποτελούν ακτίνες κοσμικού υποβάθρου μεγάλης ενέργειας που επίσης δεν αποτελούν αντικείμενο ενδιαφέροντος σε τέτοιου τύπου πειράματα [25].

Στην περίπτωση που το παράθυρο είναι αρκετά μικρό γίνεται να μετακινηθεί σταδιακά σε όλο το ενεργειακό εύρος, σταματώντας σε κάθε σημείο για να καταμετρηθούν οι παλμοί. Έτσι θα φτιαχτεί ένα φάσμα, αλλά με πολύ σημαντικό κόστος ως προς το χρόνο, αφού σε κάθε χρονική στιγμή όλοι οι παλμοί που δεν κατατάσσονται εντός του παραθύρου, θα χαθούν. Αυτή ήταν και η τεχνική που συνηθιζόταν τα πρώτα χρόνια της φασματοσκοπίας

γ. Όμως υπάρχει ανάγκη για ένα σύστημα το οποίο θα έχει τη δυνατότητα να διαχειρίζεται ένα μεγάλο αριθμό τέτοιων παραθύρων ταυτόχρονα. Το πρόβλημα αυτό επίλυσε η εισαγωγή του μετατροπέα αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (ADC) [25].



Εικόνα 3.12: Σχηματική επικοινωνία της λειτουργίας ενός MCA [25].

3.4.7 Ο Αναλογικός σε ψηφιακό μετατροπέα (ADC)

Πρόκειται για μια συσκευή που μετατρέπει τις πληροφορίες που περιέχονται σε ένα αναλογικό σήμα σε ισοδύναμο ψηφιακό σήμα. Χωρίζονται σε δύο κατηγορίες [27]:

- ▶ κορυφής (peak-sensing)
- ▶ φορτίου (charge-sensitive)

Η πρώτη κατηγορία ψηφιοποιεί το μέγιστο ενός σήματος τάσης και χρησιμοποιείται σε συσκευές με χαμηλότερο σήμα, ενώ η δεύτερη κατηγορία ψηφιοποιεί το ολικό ολοκληρωμένο ρεύμα και χρησιμοποιείται σε συσκευές που παράγουν ρεύμα. Το πρόβλημα που αντιμετωπίζει ένας ADC είναι ότι μπορεί να διαχειρίζεται μόνο ένα παλμό τη φορά και κατά την διάρκεια αυτών των μs που διαχειρίζεται αυτό το παλμό, οι επόμενοι παλμοί δεν μπορούν να εισέλθουν στον ADC. Μόλις ο ADC ολοκληρώσει τη διαδικασία επεξεργασίας του παλμού που έλαβε, ανοίγει και μπορεί πλέον να δεχθεί τον επόμενο προς ανάλυση παλμό. Η διάρκεια κατά την οποία ο ADC επεξεργάζεται το παλμό και δεν είναι σε θέση να δεχτεί επόμενο ονομάζεται νεκρός χρόνος (dead time-DT), ενώ ο χρόνος κατά τον οποίο λειτουργεί και επεξεργάζεται ονομάζεται ζωντανός χρόνος (live time-LT). Τέλος, ο πραγματικός φυσικός χρόνος λέγεται πραγματικός χρόνος (real time-RT). Οι τρεις

αυτοί διαφορετικοί χρόνοι συνδέονται ως εξής [25]:

$$DT = RT - LT \quad (3.2)$$

Για τον υπολογισμό του ποσοστού καταμέτρησης όλου του φάσματος ή τον κορυφών που ανήκουν στο φάσμα πρέπει να διαιρεθούν τα γεγονότα που καταγράφηκαν σε πραγματικό χρόνο, ώστε να υπολογιστούν οι παλμοί του νεκρού χρόνου οι οποίοι δεν καταμετρήθηκαν. Ο λόγος που γίνεται αυτό είναι διότι στο τελικό φάσμα πρέπει να συμπεριληφθούν και οι μετρήσεις του νεκρού χρόνου οι οποίοι δίνονται από την έκφραση [25]:

$$\frac{RT - LT}{RT} \cdot 100 \quad (3.3)$$

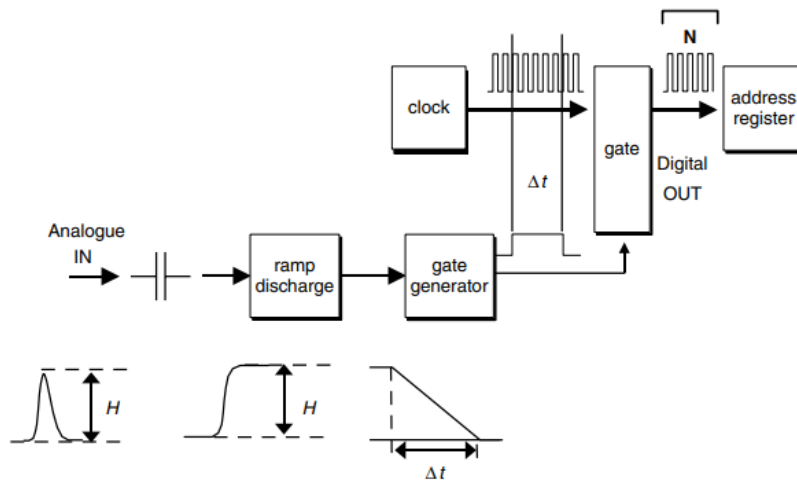
Οι αναλογικοί πολυκάναλοι αναλυτές χρησιμοποιούν δύο είδη ADC: τους ADC τύπου Wilkinson και τους Successive Approximation ADC. Για πειράματα φασματοσκοπίας γ προτιμούνται οι τύπου Wilkinson. Για τη μέτρηση ύψους του παλμού μέσω ενός Wilkinson ADC ακολουθείται η εξής διαδικασία [25]:

- ▶ Αρχικά μόλις ένας παλμός ικανοποιεί το άνω και κάτω κατώφλι, αρχίζει να φορτίζεται ένας πυκνωτής. Αυτό συνεχίζεται μέχρι ο παλμός να φτάσει το μέγιστο ύψος τάσης του H και η πληροφορία αυτή αποθηκεύεται στο πυκνωτή.
- ▶ Όταν η τάση στο πυκνωτή σταθεροποιηθεί, ξεκινά γραμμική εκφόρτιση και την ίδια στιγμή ανοίγει μια χρονική λογική πύλη. Μόλις μηδενιστεί η τάση του πυκνωτή κλείνει η πύλη. Επειδή η διαδικασία εκφόρτισης είναι γραμμική, ο χρόνος που χρειάζεται για το μηδενισμό είναι ανάλογος της τάσης και άρα και της ενέργειας της ακτινοβολίας γ . Άρα το ύψος του εισερχόμενου παλμού μετατρέπεται σε χρόνο.
- ▶ Ο χρόνος αυτός μετράται από μια ροή παλμών υψηλής συχνότητας που παράγεται από ειδικό ρολόι. Αυτή η ροή μπλοκάρεται μέχρι την στιγμή που θα ανοίξει η πύλη, όπου ένας καταμετρητής ξεκινά να μετρά τους παλμούς μέχρι τη στιγμή που θα ξανακλείσει. Ο αριθμός των παλμών που περνάνε από την πύλη και καταγράφονται είναι ανάλογος του ύψους του αρχικού παλμού.

Στην Εικ. 3.13 αποδίδεται σχηματικά η παραπάνω ανάλυση ως προς την λειτουργία του ADC Wilkinson. Ωστόσο δε θα ακολουθήσει παρόμοια ανάλυση για όλους τους τύπους ADC επειδή είναι πέρα του ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας, όμως υπάρχουν αναλυτικές πληροφορίες στις αναφορές: [25, 27].

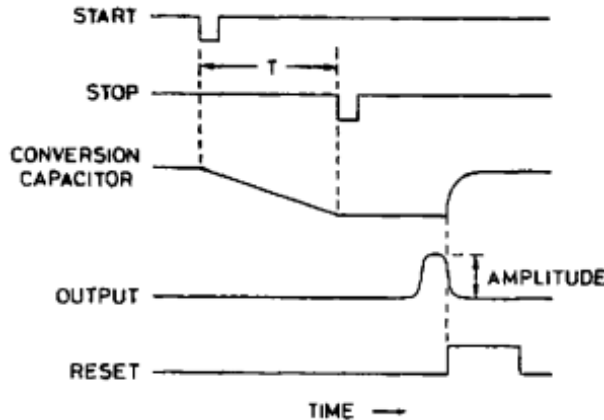
3.4.8 Ο χρονικός σε ψηφιακό μετατροπέας (TAC)

Ο χρονικός ψηφιακός μετατροπέας μετατρέπει μία χρονική περίοδο μεταξύ δύο λογικών σημάτων σε ένα παλμό του οποίου το ύψος είναι ανάλογο της διάρκειας. Έπειτα ο παλμός που δημιουργείται αναλύεται από πολυκάναλο αναλυτή, ώστε να προκύψει ένα φάσμα συναρτήσεων του χρονικού διαστήματος. Αμέσως δίπλα στο TAC τοποθετείται ένας ADC



Εικόνα 3.13: Σχηματική επικοινωνία της λειτουργίας ενός ADC Wilkinson. Αποικονίζει το τρόπο με τον οποίο το ψηφιακό σήμα που δημιουργείται έχει σχέση αναλογίας με τον χρόνο [25].

ώστε να ψηφιοποιήσει τον παλμό. Ο χρόνος ξεκινά να μετράει από ένα παλμό εκκίνησης και σταματά από σήμα τέλους. Ο τρόπος με τον οποίο γίνεται αυτό είναι με την χρήση ενός πυκνωτή, ο οποίος μπαίνει σε λειτουργία σταθερής εκφόρτισης με την άφιξη του σήματος εκκίνησης (START) και σταματά την εκφόρτιση μόλις εμφανιστεί το σήμα τέλους (STOP). Το ολικό φορτίο που συλλέχθηκε είναι ποσότητα ανάλογη στη χρονική διαφορά των δύο σημάτων [27]. Η διεργασία αυτή φαίνεται και στην Εικ. 3.14



Εικόνα 3.14: Η διεργασία ενός χρονικού σε ψηφιακό μετατροπέα [27].

Ένας από τους λόγους που κάνει απαραίτητη τη χρήση ενός τέτοιου μετατροπέα είναι η αναγκαιότητα στην φασματοσκοπία γ για μετρήσεις μέσω της τεχνικής σύμπτωσης. Πιο συγκεκριμένα η τεχνική σύμπτωσης είναι χρήσιμη για την εξαγωγή αποτελεσμάτων για το ενεργειακό διάγραμμα ζωνών ισοτόπων, για την κατασκευή των διαγραμμάτων γωνιακών κατανομών, αλλά και για το “καθαρισμό” του φάσματος από ανεπιθύμητο θόρυβο. Στην ανάλυση του παρόν πειράματος έγινε χρήση της τεχνικής σύμπτωσης και για τους τρεις προαναφερθέντες λόγους.

Κεφάλαιο 4

Αποτελέσματα και Ανάλυση

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστούν η διαδικασία της επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων και των αποτελεσμάτων. Όπως έχει αναφερθεί και νωρίτερα, κύριο αντικείμενο μελέτης αποτελούν τα ισότοπα ^{174}Yb και ^{176}Yb . Κύριο αντικείμενο είναι η ανάλυση των φασμάτων γ που προέκυψαν με σκοπό την μελέτη των ενεργειακών επιπέδων των ισωτόπων και κατά επέκταση η ανακατασκευή γωνιακών κατανομών. Ένα σημαντικό μέρος της ανάλυσης αυτής θα βασιστεί στις αντιδράσεις μεταφοράς που πραγματοποιούν τα δύο προαναφερθέντα ισότοπα. Και για τις δύο αντιδράσεις προς μελέτη (Εξ. 4.1 και 4.2) χρησιμοποιείται ως δέσμη το ισότοπο του οξυγόνου ^{18}O το οποίο λόγω των νετρονίων σθένους που διαθέτει αυξάνει την πιθανότητα μεταφοράς δύο νετρονίων (2n-transfer reaction) στις πολυνουκλονιακές διαδικασίες [42]. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι ειδικά για την περίπτωση του 4.2, το κανάλι αυτό που εξετάζεται είναι και το κυρίαρχο [42].



Προτού όμως γίνει η ανάλυση αυτή είναι σημαντικό να προηγηθεί η διαδικασία βαθμονόμησης και η κατασκευή των καμπυλών απόδοσης των ανιχνευτών της διάταξης, η οποία θα πραγματοποιηθεί στην αμέσως επόμενη ενότητα. Πριν όμως, θα παρουσιαστούν κάποιες πληροφορίες σχετικά με τη διαδικασία του πειράματος. Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω το πείραμα πραγματοποιήθηκε στο Ινστιτούτο Φυσικής και Πυρηνικής Μηχανικής που βρίσκεται στο Βουκουρέστι (IFIN-HH). Το πείραμα είχε διάρκεια τρεις μέρες και οι ανιχνευτές βαθμονομήθηκαν με τη χρήση πηγών: ^{152}Eu (μεσαίες ενέργειες), ^{56}Co (ως 3200 keV) και ^{133}Ba (χαμηλές ενέργειες). Στους πίνακες 4.1 και 4.2 υπάρχουν πληροφορίες για το χρόνο της κάθε μέτρησης και τα καταμετρούμενα γεγονότα των μετρήσεων. Επίσης παρακάτω ακολουθούν και πληροφορίες (Πιν. 4.3) σχετικά με τις πηγές που χρησιμοποιήθηκαν για τη βαθμονόμηση, αλλά και για την κατασκευή των καμπυλών απόδοσης. Πληροφορίες σχετικά με το λογισμικό GASPware και πώς αυτό χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των φασμάτων περιέχονται στο παράρτημα B.

Πίνακας 4.1: Πληροφορίες σχετικά με τα run που πραγματοποιήθηκαν στο παρόν πείραμα όσο αφορά την στατιστική και την διάρκεια.

E_{beam} (MeV)	Runs	Run Name	Duration	Total Counts	Errors
68	1	176Yb68MeV	39min 29sec	139510	374
69	15	176Yb69MeV	15h 14min 25sec	12287242	3645
72	36	176Yb72MeV	50h 55min 40sec	8746852	2958
73	15	176Yb73MeV	18h 1min 40sec	2395050	1548
74	2	176Yb74MeV	3h 30min 34sec	725070	852
74	8	176MeVsi74MeV	13h 20min 25sec	4944642	2224

Πίνακας 4.2: Σχόλια σχετικά με το κάθε run του πειράματος.

Runs	Παρατηρήσεις
1	Self-supported ^{nat}Yb $E_b = 68\text{MeV}$, $I_{target} = 10 - 20\text{nA}$
15	Self-supported ^{nat}Yb $E_b = 69\text{MeV}$, $I_{target} = 20\text{nA}$
36	Target ^{nat}Yb , ^{209}Bi $E_b = 72\text{MeV}$, $I_{target} = 5\text{nA}$, 500pA collimator
15	Target ^{nat}Yb , ^{209}Bi $E_b = 73\text{MeV}$, $I_{target} = 5\text{nA}$,
2	Target ^{nat}Yb , ^{209}Bi $E_b = 74\text{MeV}$, $I_{target} = 5\text{nA}$,
8	Target ^{nat}Yb , ^{209}Bi $E_b = 74\text{MeV}$, $I_{target} = 5\text{nA}$, Change Si amplification and threshold

4.1 Αποδόσεις ανιχνευτών

Σε αυτό το σημείο θα γίνει η κατασκευή της καμπύλης απόδοσης των ανιχνευτών με την χρήση της πηγής ^{152}Eu χαρακτηριστικών που εμπεριέχονται στον Πιν. 4.3. Γενικά το ^{152}Eu αποτελεί μια πηγή που χρησιμοποιείται συχνά για τη βαθμονόμηση φασμάτων για τέτοιου τύπου πειράματα, διότι έχει μεγάλο αριθμό κορυφών ευδιάκριτων για μέτρηση, αλλά και συγκριτικά με άλλες πηγές χαμηλό κόστος. Ο πίνακας 4.4 περιέχει τις ακτίνες γ του ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των καμπύλων απόδοσης [43].

Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκαν 15 ανιχνευτές (δηλαδή χρησιμοποιήθηκαν τρεις δακτύλιοι όπου ο καθένας διαθέτει από πέντε ανιχνευτές) τοποθετημένοι σε γωνίες 37° , 90° και 143° . Η πηγή ακτινοβόλησε για χρόνο περίπου 3 ώρες (Πιν. 4.3), χρονικό διάστημα ικανοποιητικό για τη συλλογή φάσματος ακτινοβολίας γ Counts=f(Energy). Στην Εικ. 4.2 περιέχεται ένα τυπικό φάσμα ακτινοβολίας γ για ένα εκ των 15 ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή της καμπύλης απόδοσης. Τέλος υπάρχει και το ιστόγραμμα των γεγονότων που κατέγραψε ο κάθε ανιχνευτής (Εικ. 4.1). Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι στο ιστόγραμμα αυτό η αρίθμηση των ανιχνευτών ξεκινάει από το 0, δηλαδή από το 0 έως το 4 είναι ο πρώτος δακτύλιος, από το 10 έως το 14 είναι ο τρίτος και από το 20 έως το 24 ο πέμπτος.

Στον Πιν. 4.4 είναι οι ακτίνες γ που μπορούν να προκύψουν από τη ακτινοβόληση πηγής ^{152}Eu και η αντίστοιχη πιθανότητα αποδιέγερσης τους. Από τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στην παρούσα ανάλυση αφαιρέθηκαν οι ενέργειες $E_\gamma = 295.9387$ και $E_\gamma = 1089.737$. Ο λόγος που αφαιρέθηκαν ήταν λόγω κακής στατιστικής για τις δύο αυτές ενέργειες, αλλά και επειδή υπήρχαν αρκετά πιο ευδιάκριτες σε κοντινές ενέργειες με τις ενέρ-

Πίνακας 4.3: πληροφορίες για τις πηγές που χρησιμοποιήθηκαν για τη βαθμονόμηση του πειράματος.

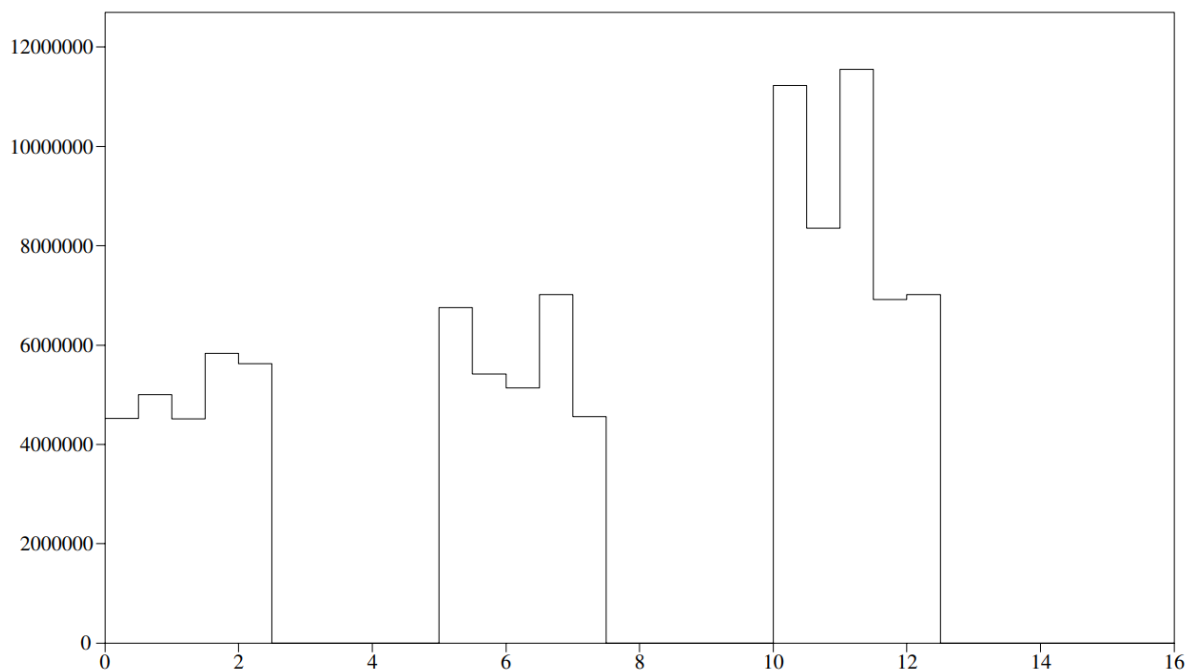
Source	Measurement date	Manufacture date	Activity (Bq)	Duration
¹³³ Ba	3/2/21	15/12/16	56097(1122)	9min 43sec
¹³³ Ba	8/2/21	15/12/16	56097(1122)	32min
¹⁵² Eu	8/2/21	1/11/12	28670(860)	9h 15min

Πίνακας 4.4: Ενέργειες και πιθανότητες εκπομπής ακτίνων γ του ισότοπου ¹⁵²Eu που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή των καμπυλών απόδοσης των ανιχνευτών.

Energy (keV)	Intensity (%)
121.7817 (3)	28.41 (13)
244.6974 (8)	7.55 (4)
295.9387 (17)	0.442 (3)
344.2785 (12)	26.59 (12)
367.7891 (20)	0.862 (5)
411.1165 (12)	2.238 (10)
443.965 (3)	3.120 (28)
488.6792 (20)	0.4139 (24)
778.9045 (24)	12.97 (6)
867.380 (3)	4.243 (23)
964.079 (18)	14.50 (6)
1005.272 (17)	0.665 (23)
1089.737 (5)	1.73 (1)
1112.076 (3)	13.41 (6)
1212.948 (11)	1.416 (9)
1299.142 (8)	1.633 (9)
1408.013 (3)	20.85 (8)

γειες των δύο αυτών κορυφών.

Για τη διαδικασία κατασκευής των καμπυλών απόδοσης ακολουθήθηκε η ίδια διαδικασία για όλους τους ανιχνευτές. Αρχικά για την κάθε επιθυμητή ενέργεια γ μετρήθηκαν τα γεγονότα από το φάσμα (φάσμα σαν αυτό της Εικ. 4.2) με τη χρήση του λειτουργικού GASPware μέσω του οποίου πραγματοποιήθηκε και η ανάλυση όλων των δεδομένων. Στη συνέχεια έγινε χρήση της εξ. 2.62, που δίνει την απόλυτη τιμή της απόδοσης για συγκεκριμένη τιμή ενέργειας. Για τη χρήση της εξίσωσης αυτής χρησιμοποιήθηκαν και ο πραγματικός χρόνος μέτρησης, αλλά και η πιθανότητα αποδιέγερσης (Πιν. 4.4) για την κάθε ενέργεια. Κατασκευάστηκαν 14 διαγράμματα από τη διαδικασία και στα πειραματικά σημεία που προέκυψαν για το κάθε διάγραμμα έγινε προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης Debertin (Εξ. 2.63). Στη συνέχεια κατασκευάστηκαν και οι καμπύλες απόδοσης για τον κάθε δακτύλιο για τις γωνίες 37°, 90°, και 143°, αλλά και η μέση καμπύλη απόδοσης για όλο το ανιχνευτικό σύστημα του ROSPHERE που χρησιμοποιήθηκε. Ακολουθούν οι καμπύλες που προέκυψαν για τη μέση απόδοση (Εικ. 4.3) του ανιχνευτικού συστήματος, αλλά και τα τρία γραφήματα (Εικ. 4.4–4.6) για τη μέση απόδοση του κάθε δακτυλίου.

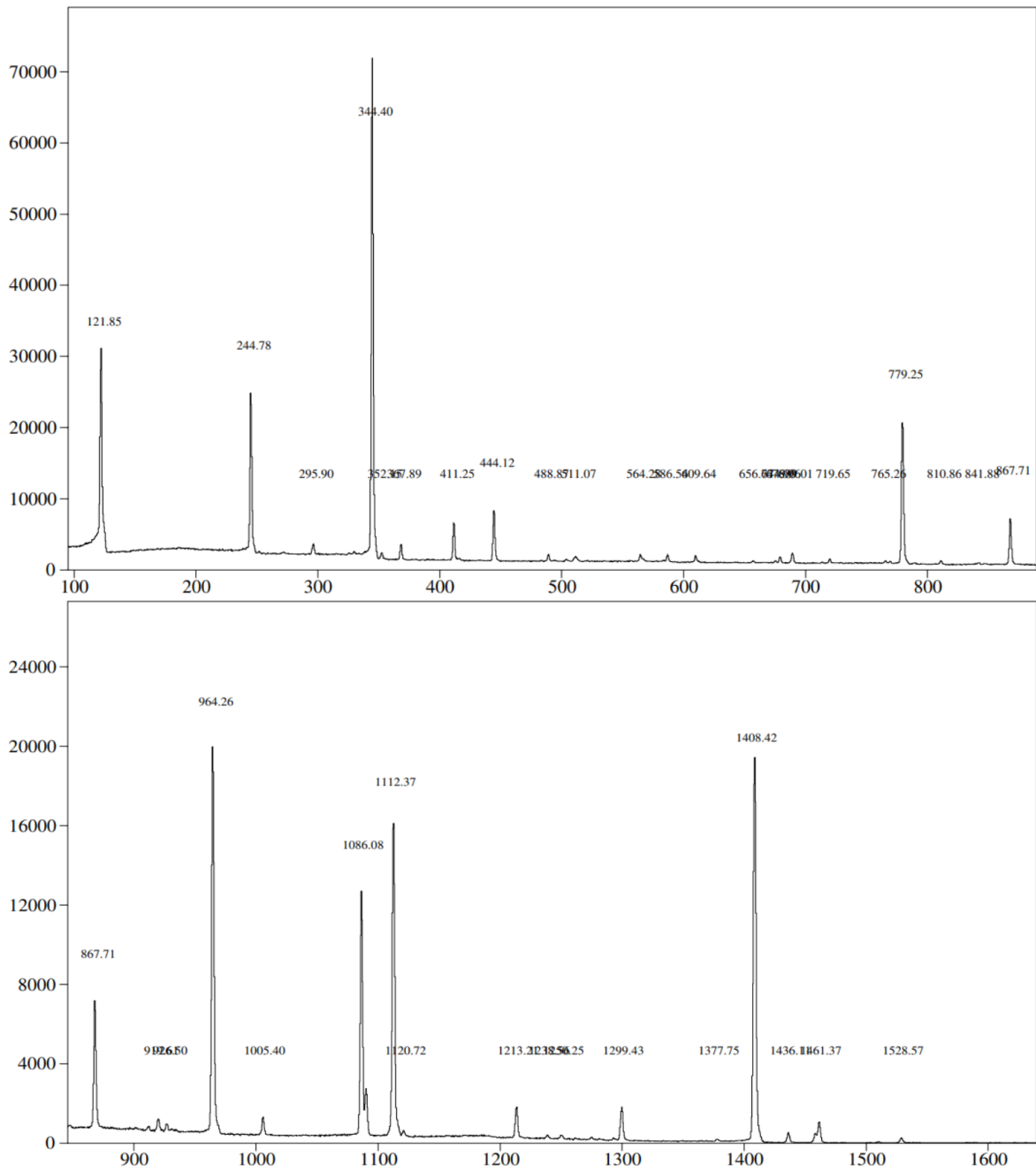


Εικόνα 4.1: Ιστόγραμμα γεγονότων καταγραφής του κάθε ανιχνευτή του ανιχνευτικού συστήματος ROSPHERE για πηγή ^{152}Eu .

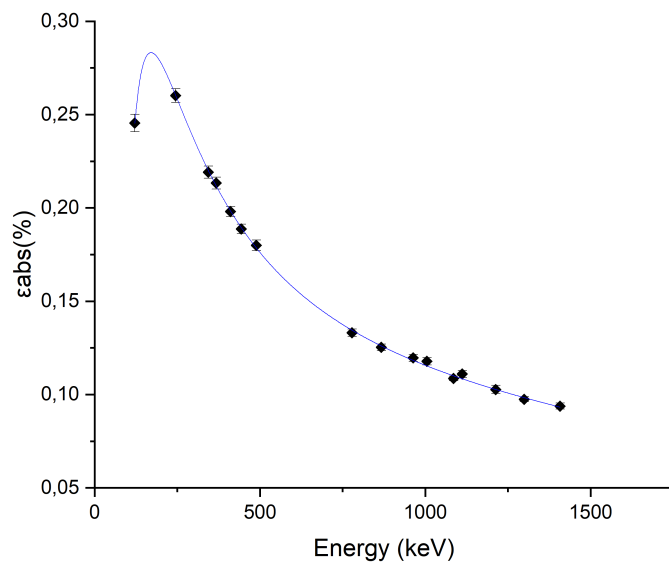
Στον Πιν. 4.5 που περιέχει τις τιμές που παίρνουν οι παράμετροι της εξίσωσης Debertin (Εξ. 2.63) για τη μέση ολική απόδοση του συστήματος, αλλά και για τη μέση απόδοση του κάθε δακτυλίου. Επίσης στο παράρτημα B υπάρχουν οι αποδόσεις του κάθε ανιχνευτή της διάταξης με προσαρμοσμένη την κατάλληλη καμπύλη Debertin.

Πίνακας 4.5: Παράμετροι που προέκυψαν από την προσαρμογή της συνάρτησης Debertin στα πειραματικά σημεία των Εικ. 4.3-4.6.

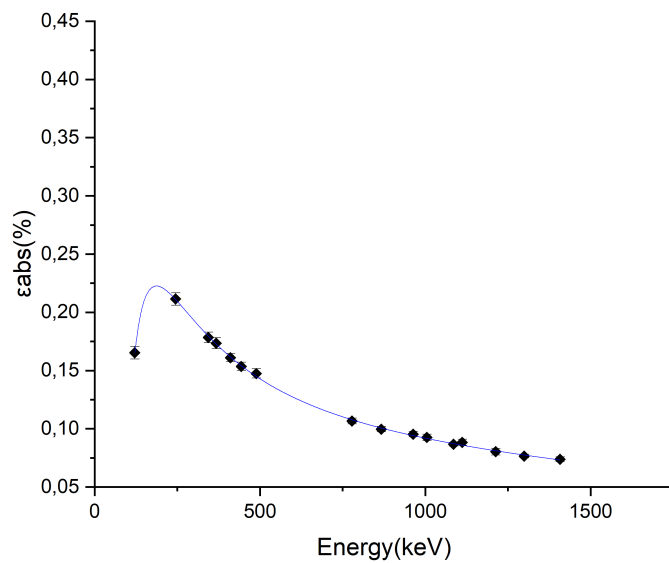
Παράμετρος	total	ring 1	ring 3	ring 5
a	-0.040(0.017)	-0.039(0.015)	-0.029(0.015)	-0.053(0.025)
b	-295.048(65.569)	-299.183(56.753)	-193.426(57.539)	-393.178(94.197)
c	104.239(24.867)	104.738(21.500)	68.517(21.854)	139.694(35.738)
d	-3.213(0.919)	-3.198(0.792)	-2.143(0.810)	-4.304(1.321)
e	0.303(0.094)	0.300(0, 081)	0.207(0.083)	0.405(0.135)



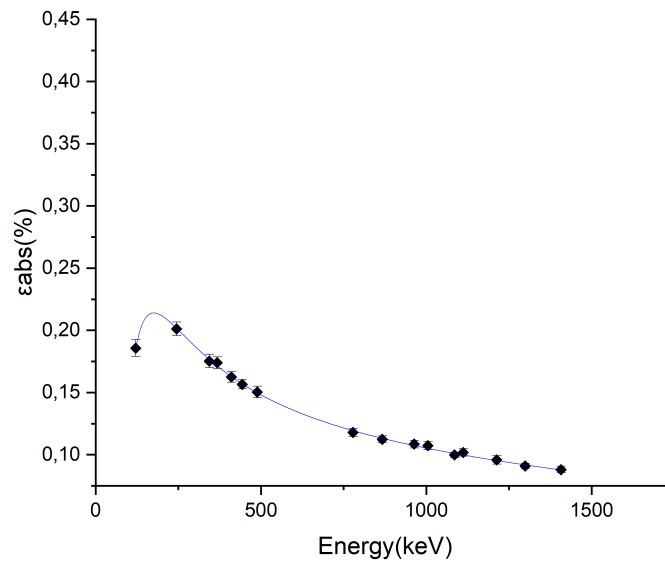
Εικόνα 4.2: Τυπικό βαθμονομημένο φάσμα που προέκυψε από την ακτινοβόληση του ^{152}Eu .



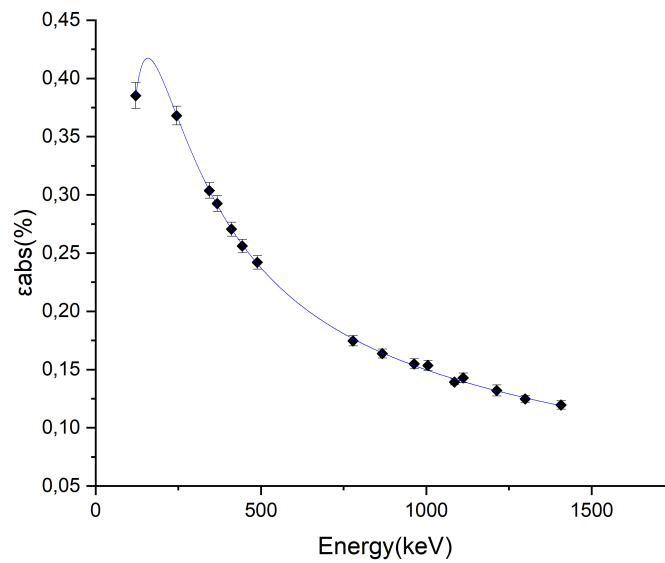
Εικόνα 4.3: Μέση απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος τους ROSPHERE.



Εικόνα 4.4: Μέση απόδοση του πρώτου δακτυλίου.



Εικόνα 4.5: Μέση απόδοση του τρίτου δακτυλίου.



Εικόνα 4.6: Μέση απόδοση του πέμπτου δακτυλίου.

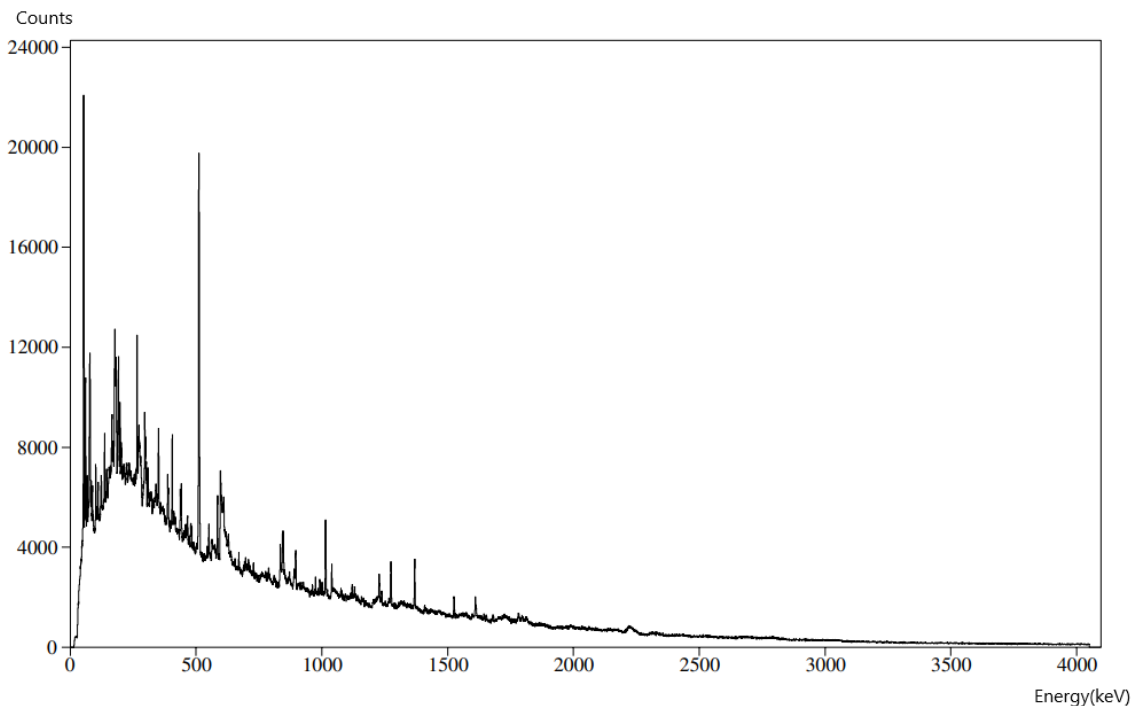
4.2 Φάσματα

Σε αυτό το υποκεφάλαιο περιλαμβάνονται τα φάσματα που προέκυψαν κατά τη διαδικασία του πειράματος και είναι και αυτά που θα αναλυθούν σε επόμενα κεφάλαια. Αρχικά

υπάρχουν τα φάσματα που κατέγραψε το ανιχνευτικό σύστημα για τις τέσσερις διαφορετικές τιμές ενέργειας δέσμης (Πιν. 4.1, είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι σε ενέργεια 68 MeV δε χρησιμοποιήθηκε λόγω χαμηλής στατιστικής). Οι Εικ. 4.7-4.10 έχουν ως άξονα y τον αριθμό των γεγονότων καταγραφής και ως άξονα x την ενέργεια που στην παρούσα περίπτωση είναι σε μονάδες keV.

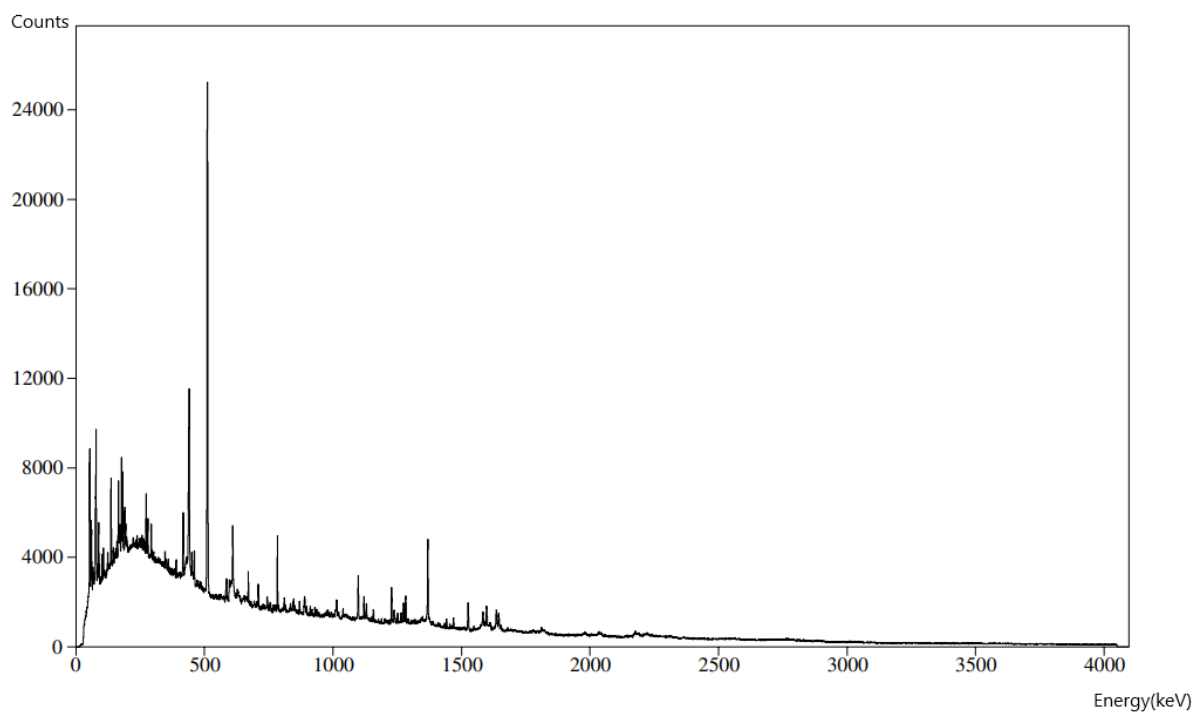
Στη συνέχεια ακολουθούν τα φάσματα για τους τρεις δακτυλίους (Εικ. 4.11-4.13), δηλαδή για τις τρεις γωνίες μέτρησης του παρόντος πειράματος. Τα φάσματα αυτά είναι για τους τρεις δακτυλίους και για ενέργεια δέσμης τα 72 MeV. Η ανάλυση των φασμάτων αυτό πραγματοποιείται στα κεφάλαια 4.3.2 και 4.4.2 με σκοπό την κατασκευή των γωνιακών κατανομών των επιθυμητών αποδιεγέρσεων.

Τέλος ακολουθεί το φάσμα ενέργειας 72 MeV κατανεμημένο σε επιμερισμένα διαγράμματα (Εικ. 4.14-4.16) με σκοπό την αποτύπωση των κορυφών ενδιαφέροντος για το παρόν πείραμα. Ο λόγος που επιλεχθηκε η παρούσα ενέργεια είναι διότι είναι η μέτρηση με την καλύτερη στατιστική δεδομένου ότι ήταν η μεγαλύτερη χρονικά μέτρηση (Πιν. 4.1). Η ανάλυση των κορυφών που είναι σημειωμένες στα φάσματα, που είναι και οι κορυφές ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας, γίνεται σε επόμενα κεφάλαια 4.3.1 και 4.4.1.

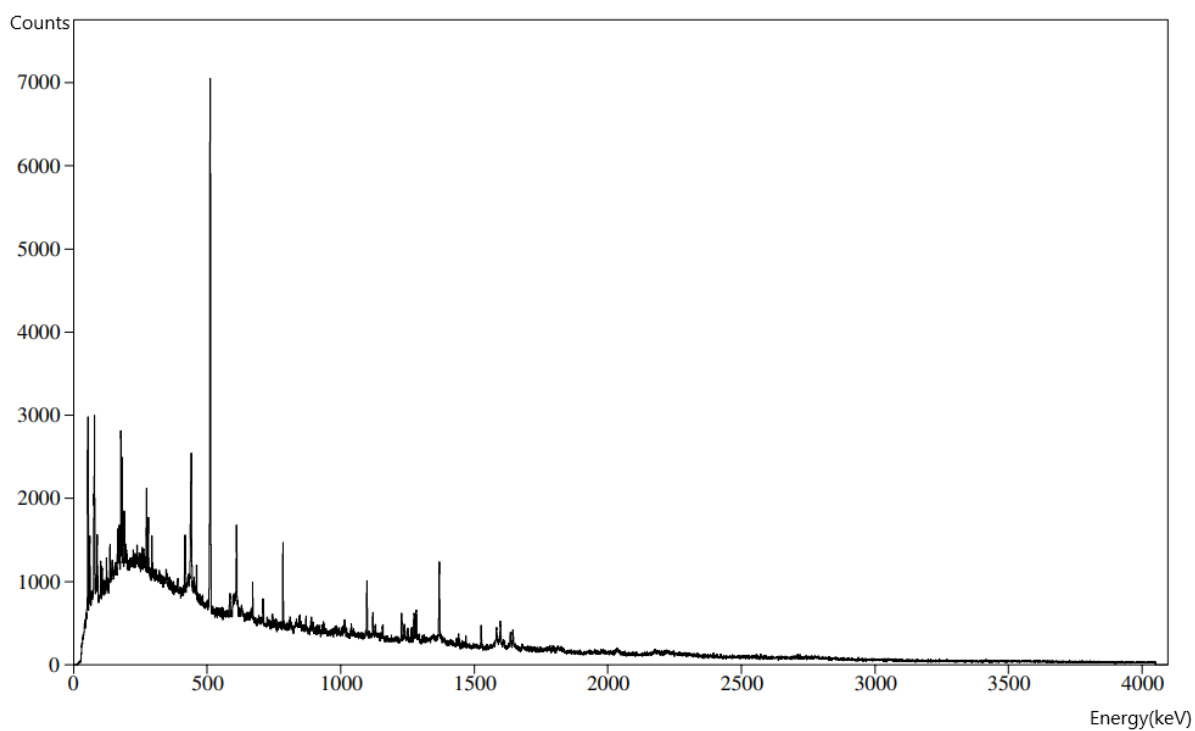


Εικόνα 4.7: Ολικό φάσμα γ - γ σύμπτωσης για ενέργεια δέσμης 69 MeV

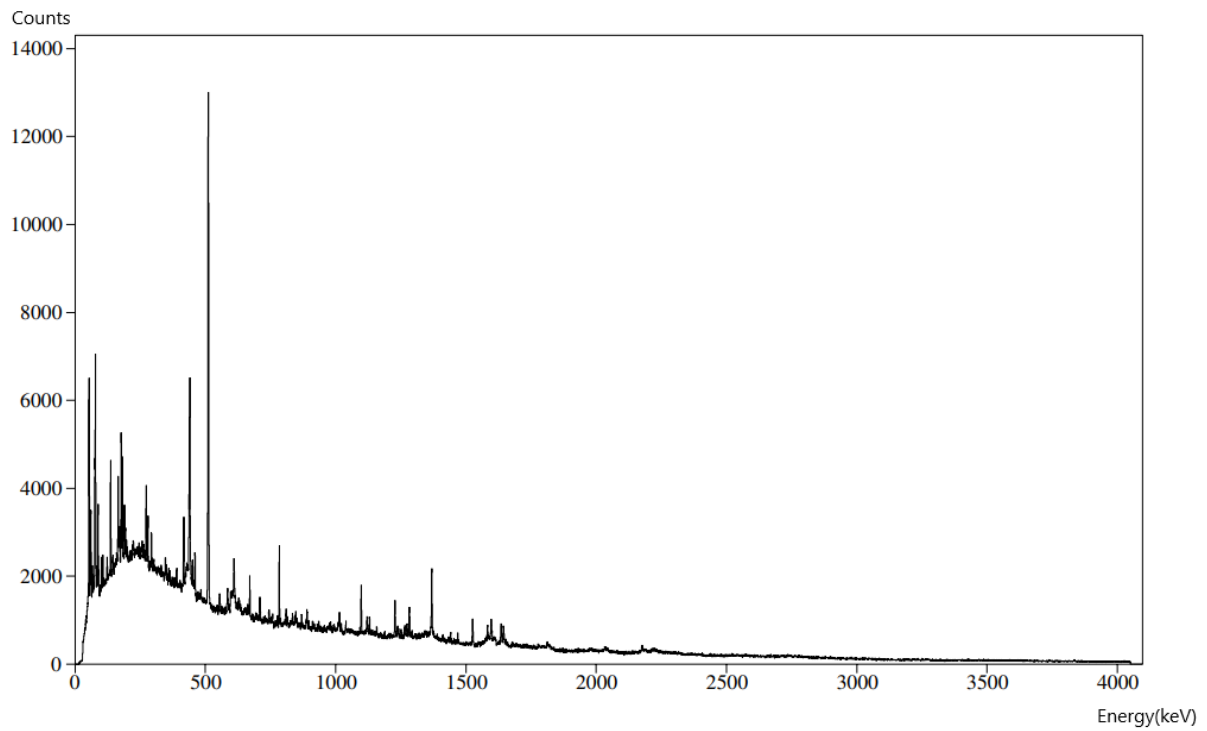
Πριν ξεκινήσει η ανάλυση των φασμάτων του κεφαλαίου αυτού είναι σημαντικό να αναφερθεί ένα γενικό χαρακτηριστικό που υπάρχει σε όλη τη διαδικασία ανάλυσης και πολλές φορές για την επίλυση του θα γίνει χρήση της τεχνικής του gate. Όπως έχει αναφερθεί αρκετές φορές ως τώρα τα φάσματα είναι γ - γ και έχουν μία διακριτική ικανότητα περίπου στα 2 keV, πράγμα που σημαίνει ότι για κορυφές που απέχουν θεωρητικά 2 keV ή και λιγότερο στο φάσμα θα εμφανίζονται ως μία κορυφή. Το πρόβλημα αυτό γίνεται σημαν-



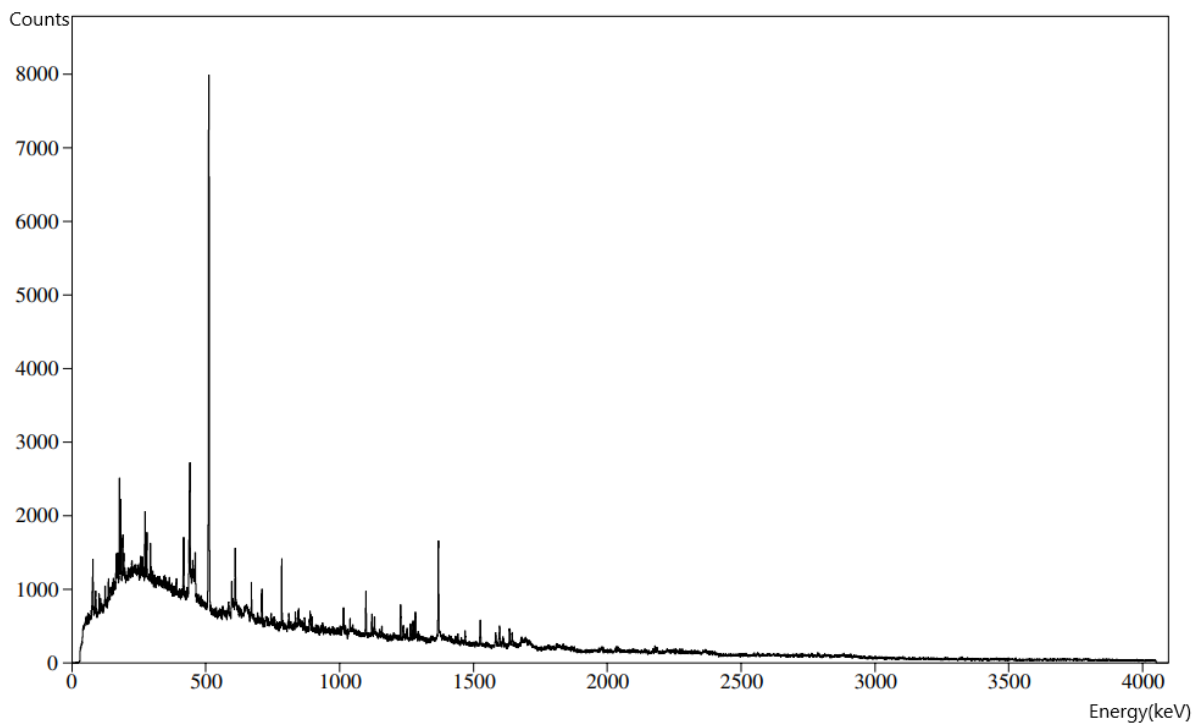
Εικόνα 4.8: Ολικό φάσμα γ - γ σύμπτωσης για ενέργεια δέσμης 72 MeV



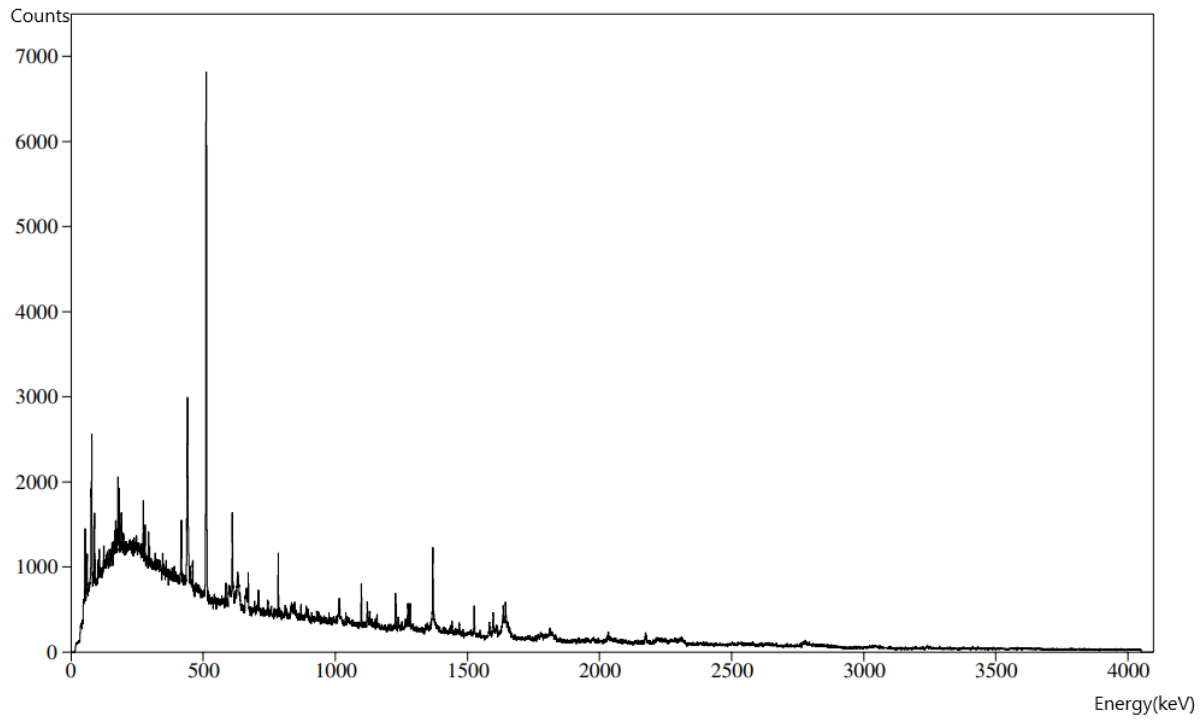
Εικόνα 4.9: Ολικό φάσμα γ - γ σύμπτωσης για ενέργεια δέσμης 73 MeV



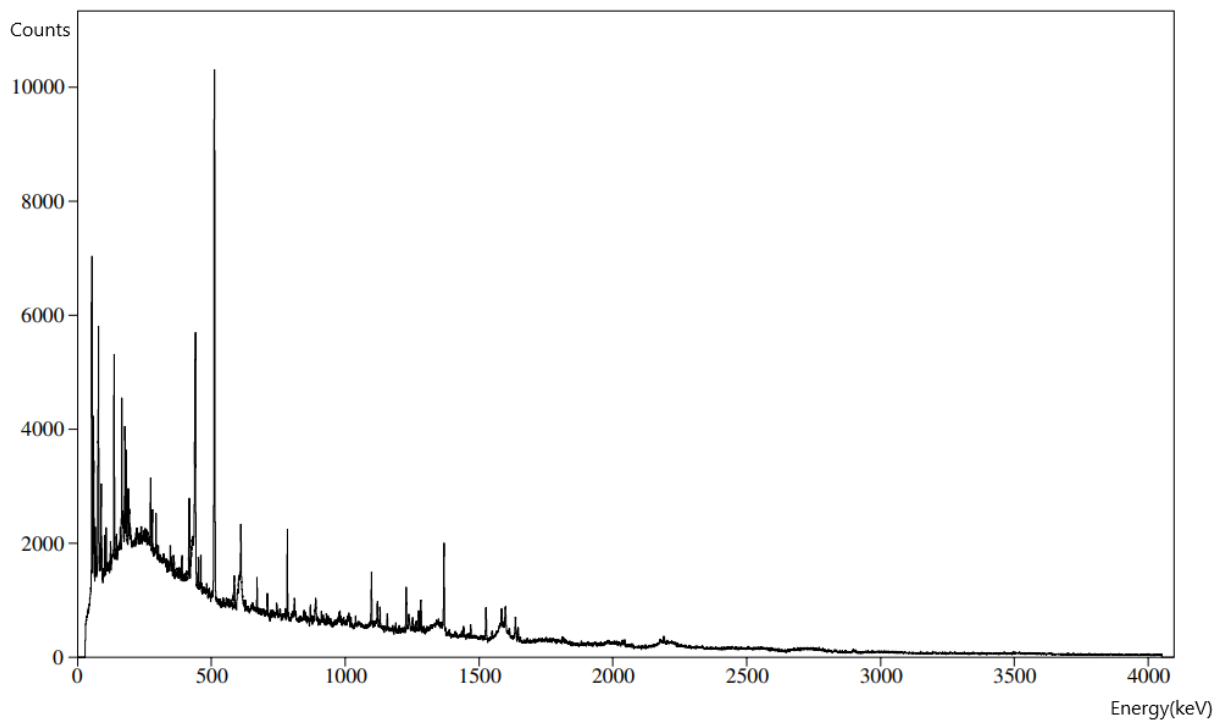
Εικόνα 4.10: Ολικό φάσμα γ - γ σύμπτωσης για ενέργεια δέσμης 74 MeV



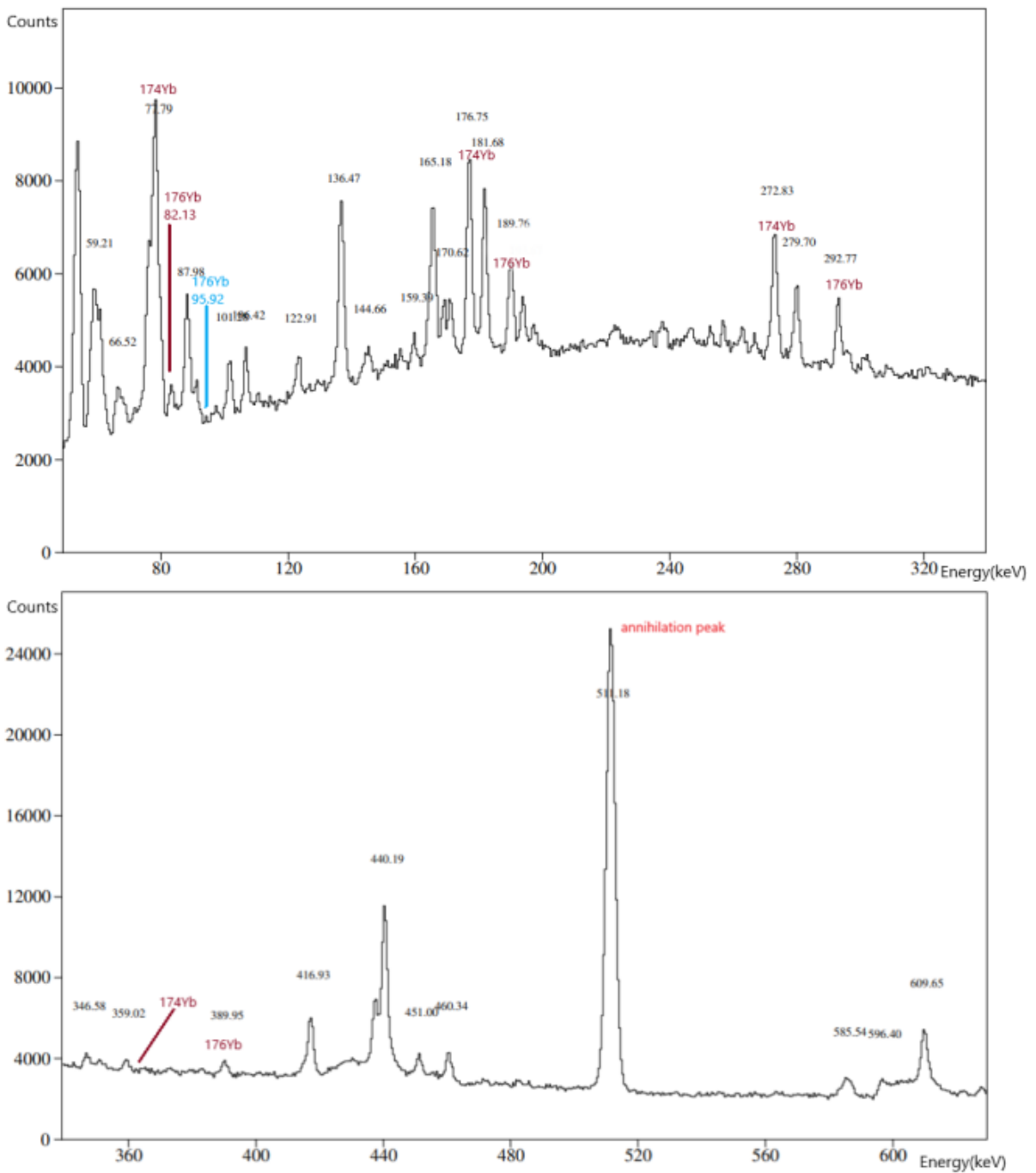
Εικόνα 4.11: Φάσμα για τον πρώτο δακτύλιο και για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



Εικόνα 4.12: Φάσμα για τον τρίτο δακτύλιο και για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

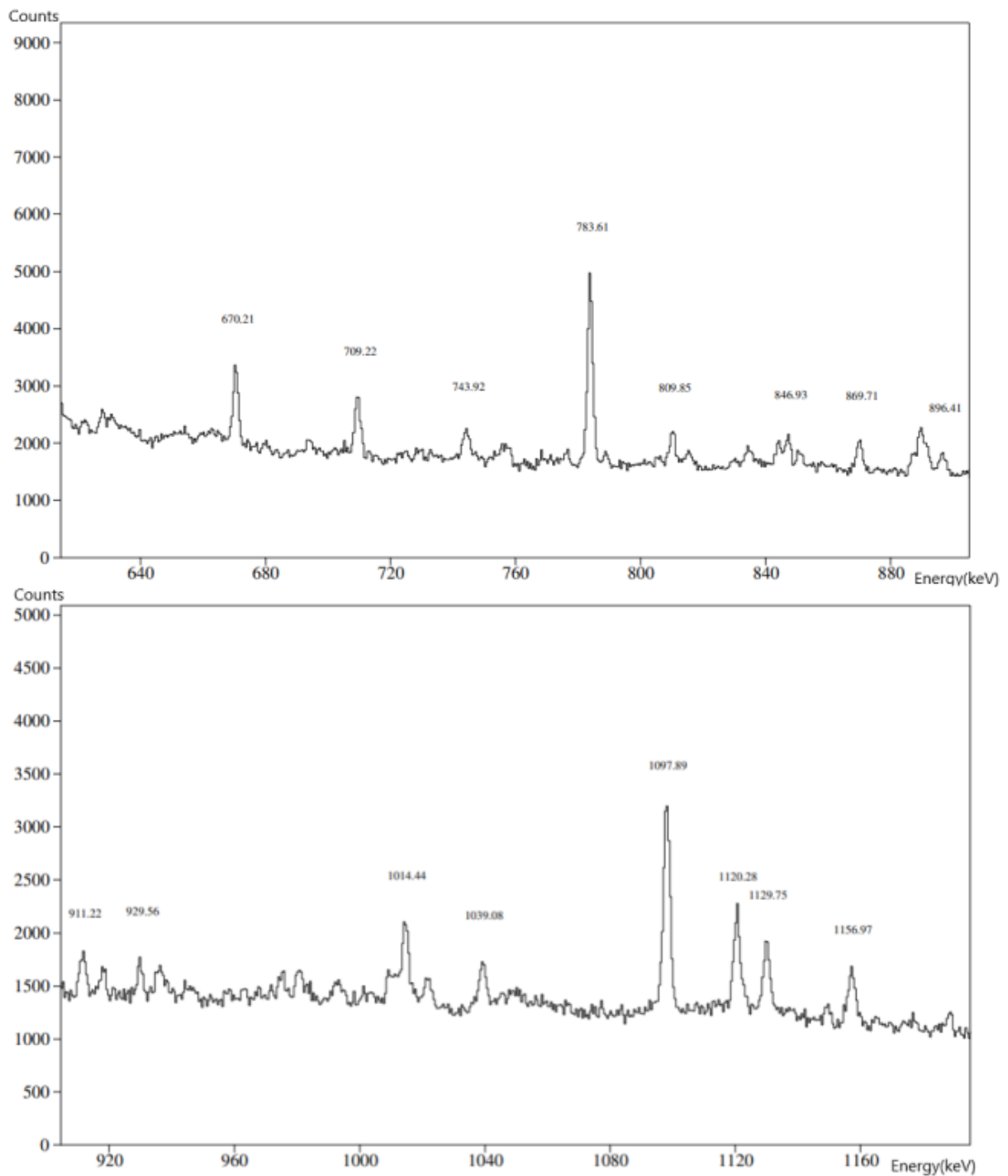


Εικόνα 4.13: Φάσμα για τον πέμπτο δακτύλιο και για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

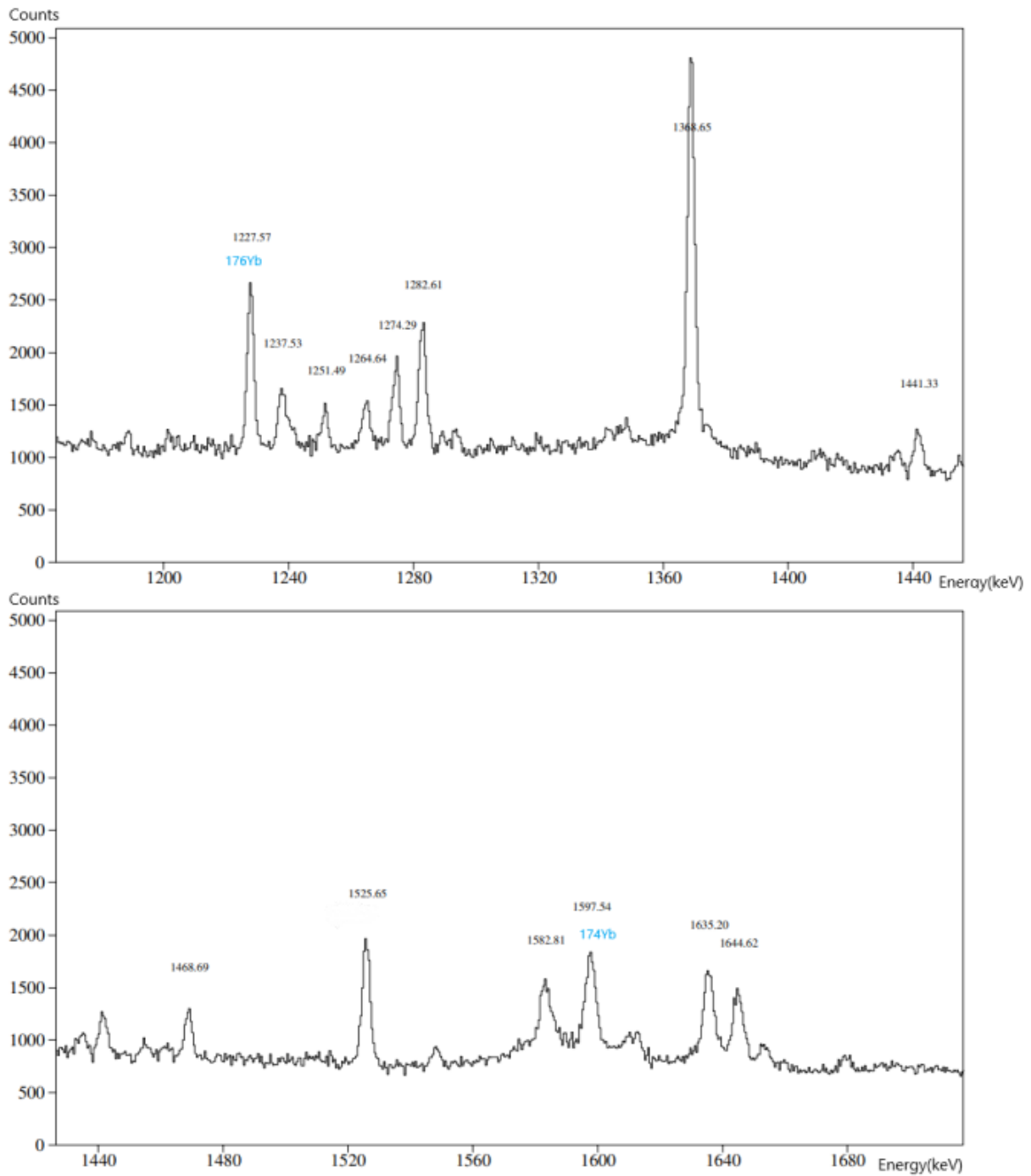


Εικόνα 4.14: Τμήμα του φάσματος γ-γ (0-650 keV) για ενέργεια δέσμης 72 MeV με σημειωμένες τις επιθυμητές αποδιεγέρσεις.

τικότερο στο παρόν πείραμα αφού ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε ήταν φυσικός και άρα περιείχε πολλά διαφορετικά ισότοπα (βλ. Πιν. 3.1), όπου το κάθε από αυτά ισότοπα λόγω της ακτιβόλησης από τη δέσμη παράγει τις δικές του αποδιεγέρσεις. Στα αντίστοιχα κε-



Εικόνα 4.15: Τμήμα του φάσματος γ-γ (600-1200 keV) για ενέργεια δέσμης 72 MeV με σημειωμένες τις επιθυμητές αποδιεγέρσεις.



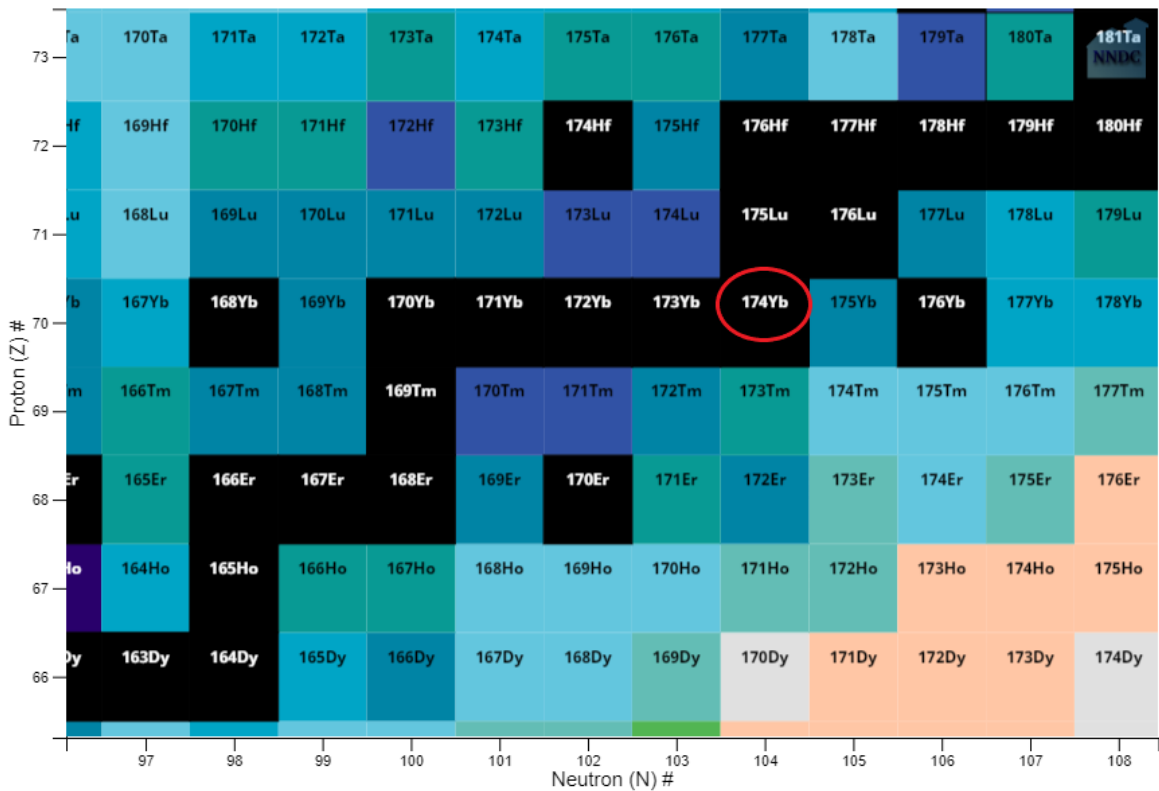
Εικόνα 4.16: Τμήμα του φάσματος γ-γ (1150-1700 keV) για ενέργεια δέσμης 72 MeV με σημειωμένες τις επιθυμητές αποδιεγέρσεις.

φάλαια 4.3.1 και 4.4.1 θα γίνει αναφορά των κορυφών που αντιμετωπίζουν το πρόβλημα αυτό.

Για την επίλυση του χρησιμοποιήθηκε σε πολλά εκ των φασμάτων η τεχνική του gate, η οποία είναι εφικτό να χρησιμοποιηθεί από το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε αφού το λογισμικό αυτό έχει την δυνατότητα να αποθηκεύει τα δεδομένα σε πίνακες γ-γ. Αυτή η τεχνική έχει την δυνατότητα να παράγει ένα νέο φάσμα το οποίο περιέχει τις κορυφές που ήρθαν σε σύμπτωση με την κορυφή στην οποία έγινε το gate. Και μέσω των διαγραμμάτων αποδιέγερσης των ισοτόπων είναι εφικτός ο εντοπισμός, αλλά και ο προσδιορισμός προέλευσης των αποδιεγέρσεων. Πολλές φορές μάλιστα για επιπλέον έλεγχο πραγματοποιήθηκε και άνω και κάτω gate, δηλαδή έγινε gate σε αποδιέγερση που τροφοδοτεί την γ αποδιέγερση που μελετάτε αλλά και gate σε αποδιέγερση που τροφοδοτείται από αυτήν.

4.3 Η περίπτωση του ^{174}Yb

Αρχικά είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι το ^{174}Yb είναι ένα σταθερό ισότοπο με άρτιο-άρτιο αριθμό πρωτονίων και νετρονίων πράγμα που σημαίνει ότι η θεμελιώδης του κατάσταση είναι η 0^+ και λόγω κατοπτρικής συμμετρίας οι περιστροφικές του καταστάσεις θα είναι επίσης άρτιες. Για την περίπτωση της αντίδρασης $^{172}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{174}_{70}\text{Yb}$ που μελετάται στο υποκεφάλαιο αυτό, το φράγμα Coulomb για το σύστημα του εργαστηρίου υπολογίστηκε μέσω της ιστοσελίδας της αναφοράς [44] που είναι βασισμένη στους υπολογισμούς του R. Bass [45] και προέκυψε τιμή ίση με 72.1 MeV. Στην Εικ. 4.17 εμφανίζεται η περιοχή του περιοδικού ισοτοπικού πίνακα στην οποία ανήκει.



Εικόνα 4.17: Θέση του ^{174}Yb στον ισοτοπικό χάρτη. Οι χρωματισμοί έχουν να κάνουν με βάση το χρόνο ημιζωής και η εικόνα αυτή αποτελεί προϊόν του Nudat [2].

4.3.1 Φασματοσκοπία

Για τη φασματοσκοπία του ισότοπου ^{174}Yb θα γίνει η χρήση των φασμάτων για ενέργεια δέσμης 72 MeV του προηγούμενου κεφαλαίου, 4.14, 4.15 και 4.16, αλλά και των διαγραμμάτων αποδιέγερσης, όπως αυτά προκύπτουν από την έγκριτη βάση πυρηνικών δεδομένων Nudat [2]. Παρακάτω βρίσκονται εικόνες με το διάγραμμα αποδιεγέρσεων για το ισότοπο

^{174}Yb (Εικ. 4.18 και 4.19), όπως αυτά ανασύρθηκαν από τη βάση με δύο όμως διαφοροποιήσεις. Η πρώτη είναι ότι τέθηκε άνω ενεργειακό όριο κατάστασης (level) τα 3000 keV, διότι δεδομένου των συνθηκών του πειράματος ήταν αδύνατη η παρατήρηση αποδιέγερσης που να ξεκινά από τόσο υψηλή ενέργεια. Το δεύτερο είναι ότι και στις δύο εικόνες έχει τοποθετηθεί η βασική ζώνη, η οποία περιέχει και τη θεμελιώση κατάσταση (ground state) στην αριστερή πλευρά και είναι και κυκλωμένη με κόκκινο χρώμα.

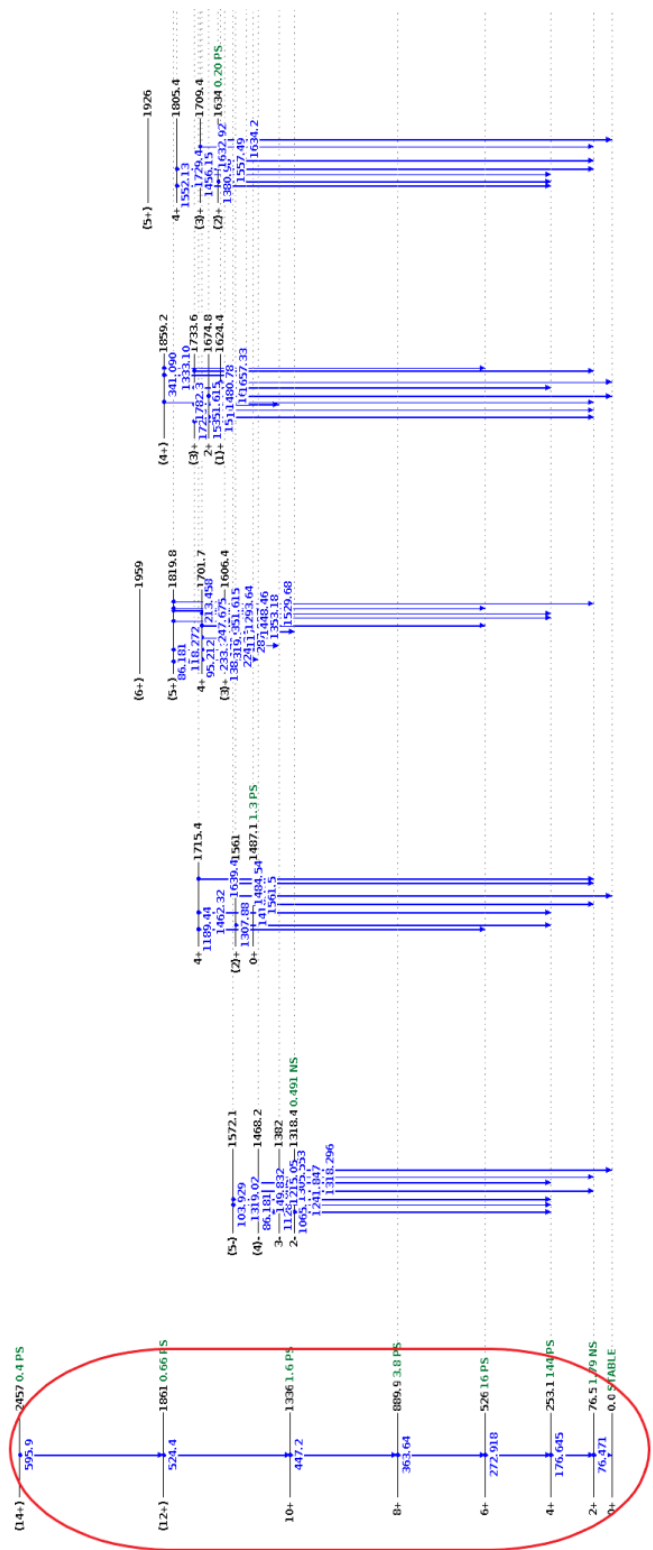
Ένα βασικό κομμάτι της ανάλυσης για την παρούσα εργασία είναι η βασική μπάντα του ^{174}Yb που είναι και κυκλωμένη στις Εικ. 4.18 και 4.19. Η πρώτη βασική μετάβαση που τροφοδοτεί άμεσα τη βασική κατάσταση είναι αυτή που πάει $2^+ \rightarrow 0^+$ και έχει ενέργεια γ ίση με 76.471 keV. Όμως σύμφωνα με το Nudat [2] υπάρχουν άλλα δύο ισότοπα του Yb που έχουν αποδιεγέρσεις γ με κοντινές ενέργειες με αυτή που έχεις το ^{174}Yb και είναι τα ^{172}Yb και ^{173}Yb με ενέργειες 78.7426 keV και 78.63 keV, αντίστοιχα. Συνεπώς η κορυφή ενέργειας 77.79 keV της Εικ. 4.14 εμπεριέχει συνεισφορές και των τριών αυτών ισότοπων. Για να μπορέσει να ξεκαθαρίσει η συνεισφορά του κάθε ισότοπου πραγματοποιείται η τεχνική του gate για την αποδιέγερση γ που τροφοδοτεί την $2^+ \rightarrow 0^+$ του ^{174}Yb , η οποία είναι η $4^+ \rightarrow 2^+$ ενέργειας 176.645 keV. Το φάσμα που προκύπτει φαίνεται στην Εικ. 4.20.

Όπως φαίνεται και στο φάσμα της Εικ. 4.20 με τη χρήση του gate στην $4^+ \rightarrow 2^+$ προέκυψε και η $2^+ \rightarrow 0^+$, δηλαδή η αποδιέγερση που καταλήγει στη βασική κατάσταση, αλλά και οι $6^+ \rightarrow 4^+$, $8^+ \rightarrow 6^+$ που με τη σειρά τους τροφοδοτούν τις στάθμες 4^+ και 6^+ , αντίστοιχα. Συνεπώς προέκυψε το φάσμα της βασικής ζώνης (Εικ. 4.18, 4.19 το κομμάτι εντός του κόκκινου κύκλου) μέχρι την στάθμη 8^+ . Είναι αρκετά δύσκολη η παρατήρηση υψηλότερων ενεργειακών σταθμών λόγω των πειραματικών συνθηκών και του σχετικά μικρού χρόνου καταγραφής δεδομένων.

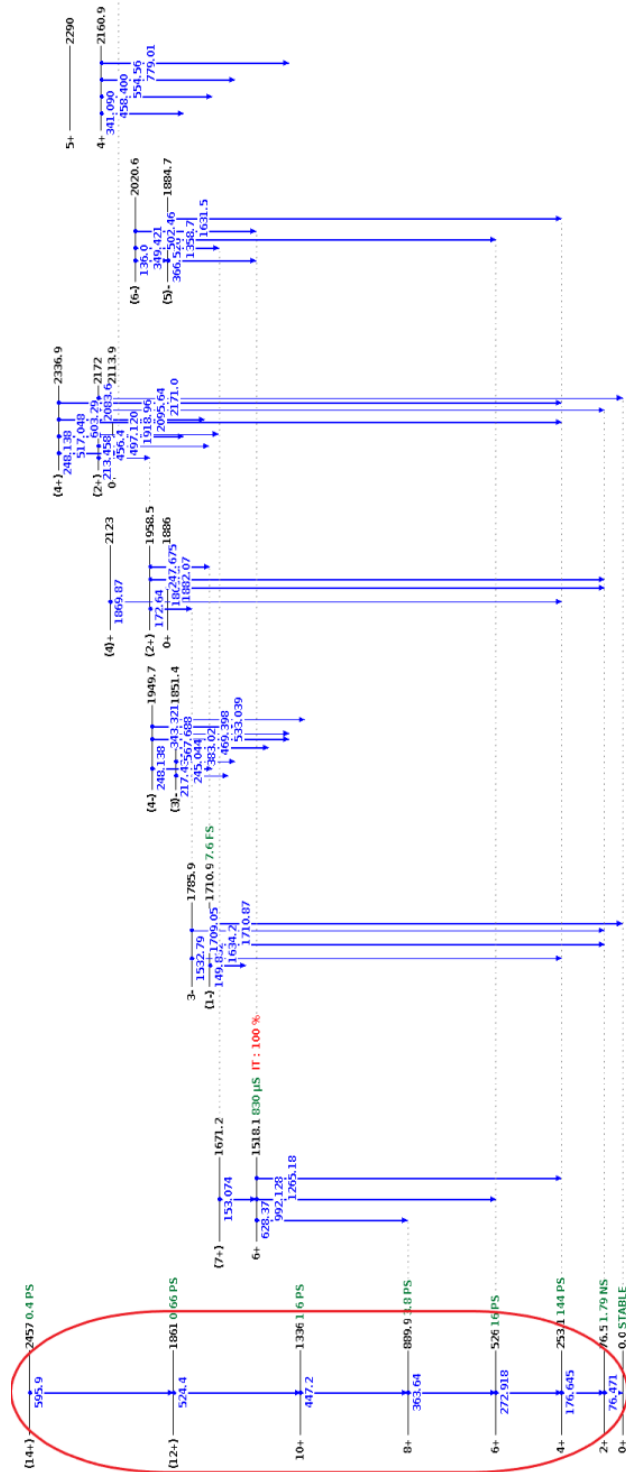
Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε gate για την $2^+ \rightarrow 0^+$ του ^{174}Yb ενέργειας 76.471 keV με σκοπό να βρεθούν όλες εκείνες οι γ που βρίσκονται σε σύμπτωση με αυτή. Αναμένεται αν εμφανιστούν όλες οι αποδιεγέρσεις της βασικής μπάντας του ^{174}Yb , αλλά και αποδιεγέρσεις των ισότοπων ^{172}Yb και ^{173}Yb , ωστόσο στην παρούσα περίπτωση μελετούνται μόνο οι πρώτες. Ακολουθεί το σχετικό φάσμα (Εικ. 4.21).

Έπειτα ακολουθούν οι εικόνες με τα φάσματα που προέκυψαν από gate στις αποδιεγέρσεις $6^+ \rightarrow 4^+$ και $8^+ \rightarrow 6^+$ στις Εικ. 4.22 και 4.23, αντίστοιχα. Με αυτές τις δύο εικόνες ολοκληρώνεται πλέον το κομμάτι της φασματοσκοπίας όσο αφορά την βασική ζώνη για το ισότοπο ^{174}Yb . Με αυτά τα τέσσερα διαφορετικά gate που πραγματοποιήθηκαν είναι πλέον βέβαιη η εμφάνιση των αποδιεγέρσεων $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $8^+ \rightarrow 6^+$ (Εικ. 4.20-4.23) της βασικής ζώνης του ισότοπου ^{174}Yb . Παρόμοιες μελέτες με σκοπό τη φασματοσκοπία του ^{174}Yb έχουν πραγματοποιηθεί στην εργασία των G.D. Dracoulis και συνεργατών [46], όπου εκτός των ενεργειακών σταθμών της θεμελιώδους ζώνης που παρατηρούνται, στην παρούσα περίπτωση παρατηρήθηκαν και οι αποδιεγέρσεις υψηλότερων ενεργειακών σταθμών της βασικής ζώνης, αλλά και επιπλέον δύο της ζώνης 7 που τροφοδοτούν την 8^+ και 6^+ της θεμελιώδους μπάντας.

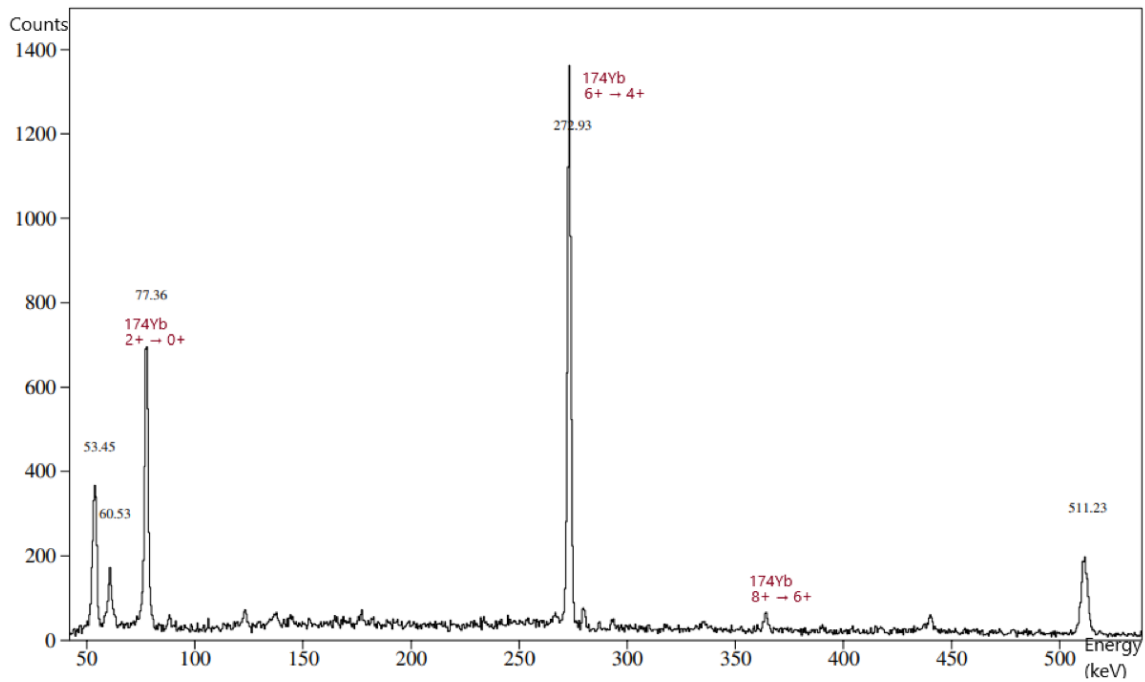
Όλες αυτές οι αποδιεγέρσεις της βασικής ζώνης είναι σημειωμένες με κόκκινο χρώμα και στο φάσμα για ενέργεια δέσμης 72 MeV που βρίσκεται στις Εικ. 4.14-4.16. Εκτός των κορυφών αυτών είναι και άλλη μία που αφορά το ^{174}Yb που είναι σημειωμένη με μπλε χρώμα. Η αποδιέγερση αυτή από το φάσμα δίνεται με ενέργεια 1597.54 keV και στη βάση



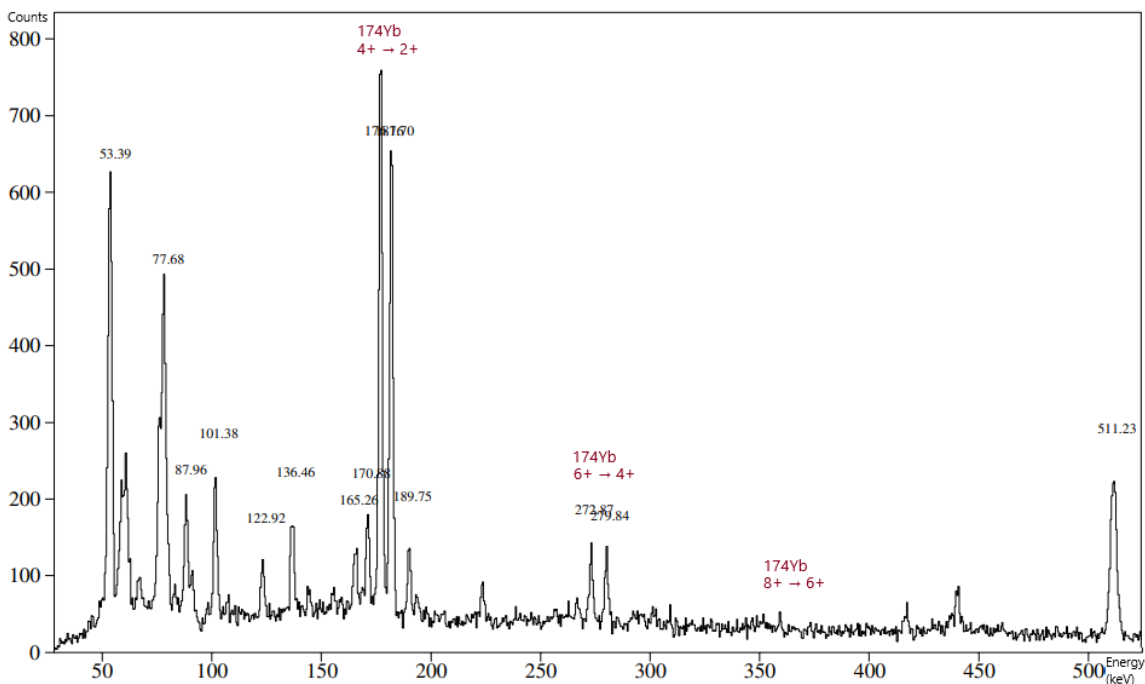
Εικόνα 4.18: Πρώτο μέρος του διαγράμματος αποδιέγερσης του ισότοπου ^{174}Yb όπως αυτό παρουσιάζεται κατά την Nudat [2].



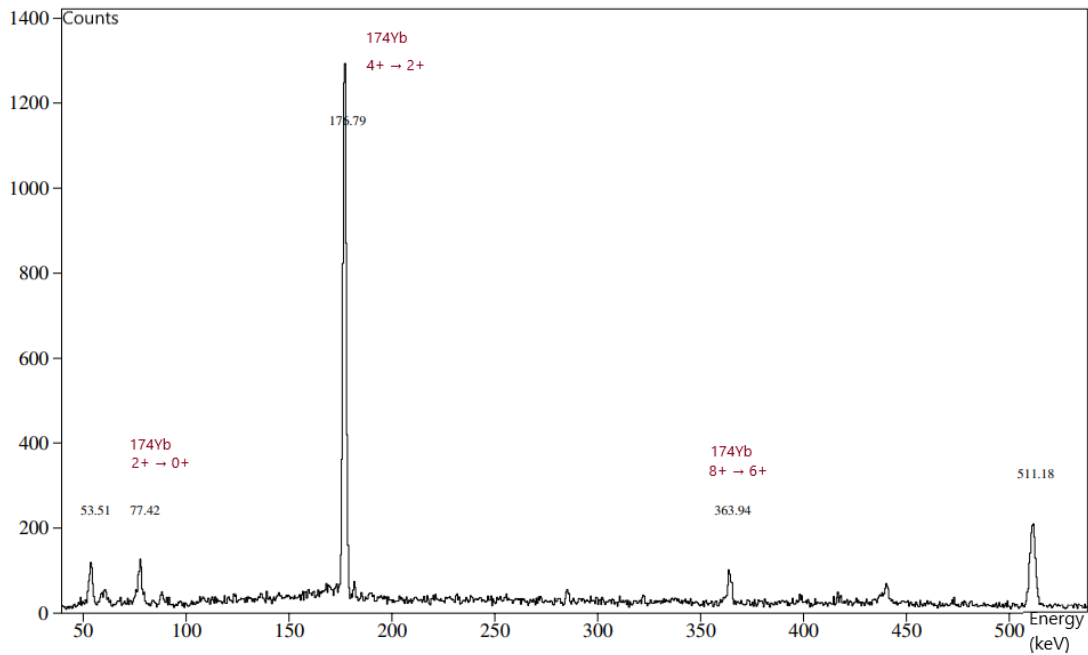
Εικόνα 4.19: Δεύτερο μέρος του διαγράμματος αποδιέγερσης του ισότοπου ^{174}Yb όπως αυτό παρουσιάζεται κατά την Nudat [2]



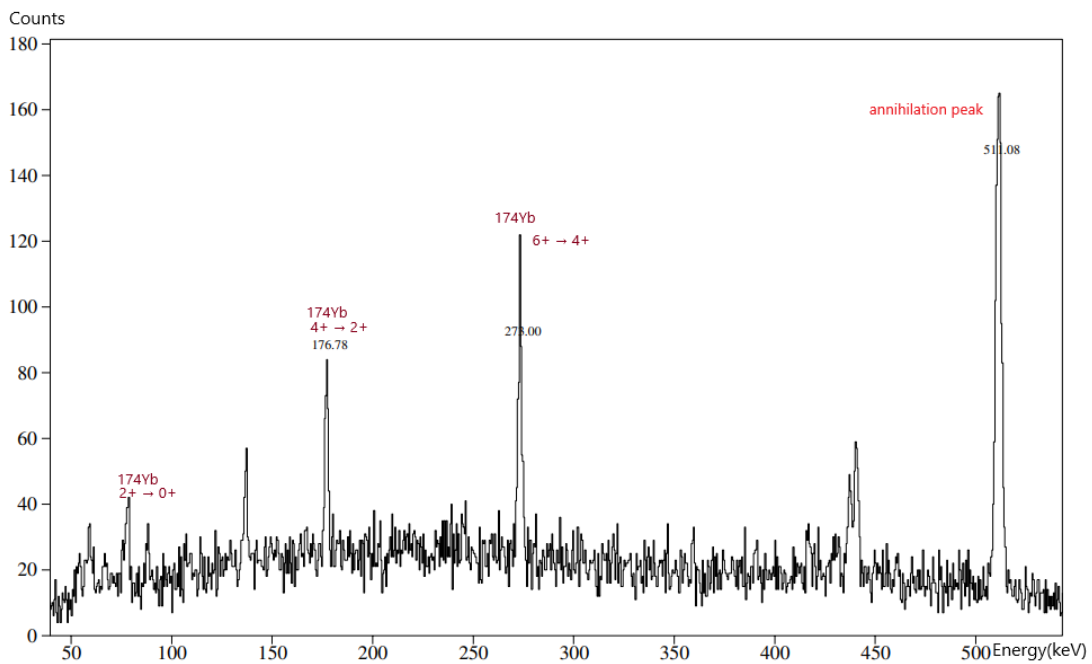
Εικόνα 4.20: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 176.645 keV της μετάβασης $4^+ \rightarrow 2^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



Εικόνα 4.21: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 76.471 keV της μετάβασης $2^+ \rightarrow 0^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



Εικόνα 4.22: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 272.918 keV της μετάβασης $6^+ \rightarrow 4^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



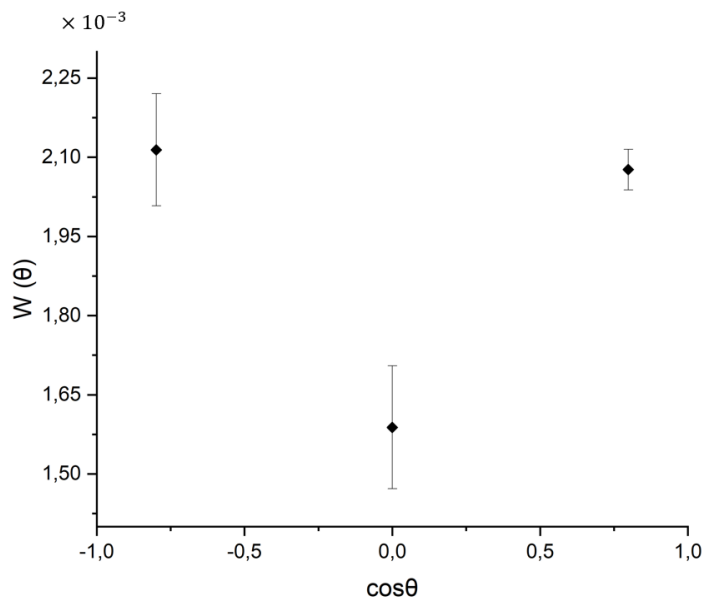
Εικόνα 4.23: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 363.64 keV της μετάβασης $8^+ \rightarrow 6^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

του Nudat [2] υπάρχει η αποδιέγερση μορφής $2^+ \rightarrow 2^+$ (από την ζώνη 5 στη θεμελιώδη) και ενέργειας 1598.36 keV. Λόγω του ότι αυτές οι δύο ενέργειες έχουν μια διαφορά κάτω

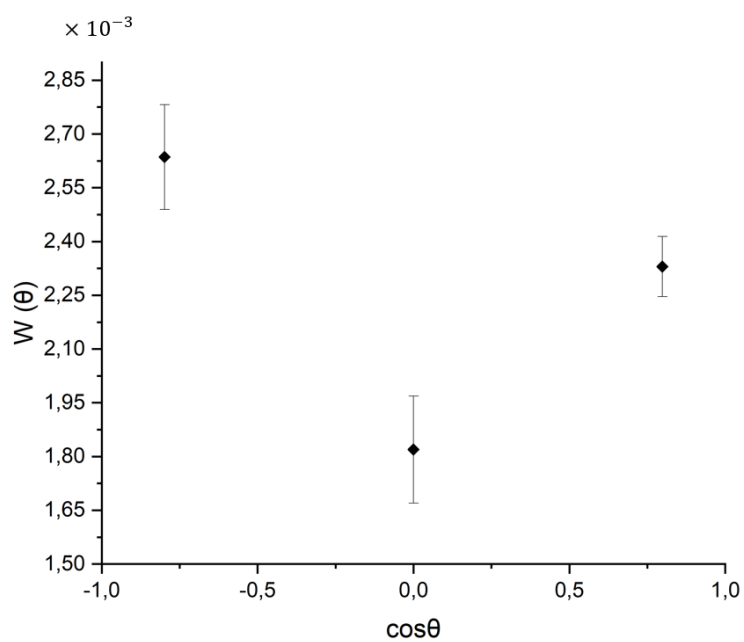
των 2 keV είναι πολύ πιθανό να πρόκειται για την ίδια κορυφή. Ωστόσο περαιτέρω έλεγχος αυτής της υπόθεσης δεν ήταν εφικτός στην προκειμένη περίπτωση και αφήνεται ως ένα ανοικτό θέμα που πρόκειται να μελετηθεί εκτενέστερα σε μεταγενέστερα πειράματα που θα έχουν υψηλότερη στατιστική.

4.3.2 Γωνιακές κατανομές

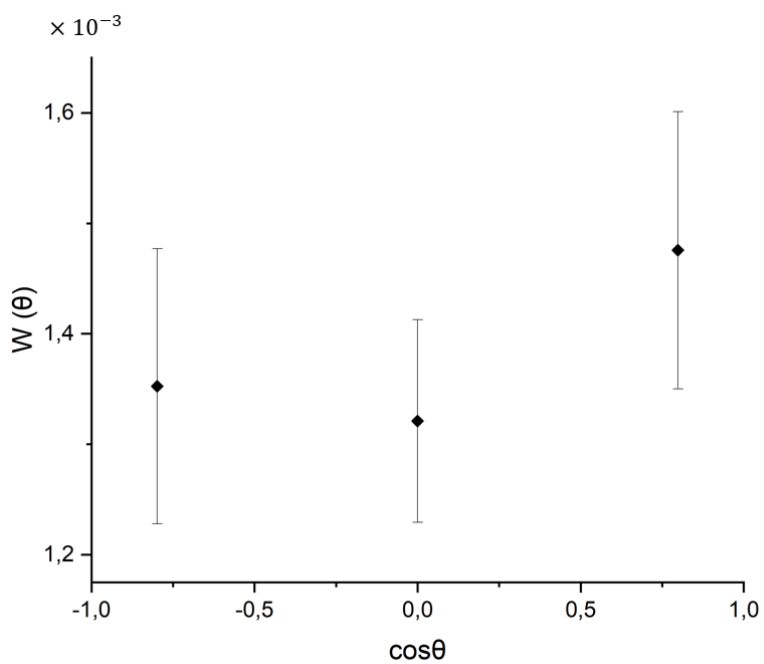
Στο παρόν υποκεφάλαιο παρουσιάζονται οι γωνιακές κατανομές για τις μεταβάσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{174}Yb για την ενέργεια δέσμης 72 MeV και για ενέργεια δέσμης 74 MeV. Ιδανικά θα ήταν επιθυμητό στα αποτελέσματα να γίνει προσαρμογή μορφής της Εξ. 2.54 το οποίο στην παρούσα περίπτωση δεν ήταν εφικτό. Αυτό συμβαίνει διότι η εξίσωση 2.54 έχει τρεις παραμέτρους προσαρμογής και τα πειραματικά σημεία είναι επίσης τρία. Γενικά μία προσαρμογή με n παραμέτρους χρειάζεται τουλάχιστον $n + 1$ σημεία προκειμένου να ευρεθούν οι n ελεύθερες παράμετροι με ορισμένο σφάλμα. Εάν διατίθενται n σημεία τότε υπάρχει μόνο μία επιλογή των n παραμέτρων κατά την οποία η προσαρμοσμένη καμπύλη θα περνά από όλα τα σημεία και δεν υπάρχει νόημα να γίνει στατιστική ανάλυση σε αυτή την περίπτωση (επειδή όλα τα σφάλματα θα μηδενίζονταν αφού κυριολεκτικά η καμπύλη θα περνά από όλα τα σημεία). Συνεπώς θα ήταν επιθυμητό να υπάρχουν τουλάχιστον τέσσερα πειραματικά σημεία για να γίνει η στατιστική ανάλυση. Ωστόσο στην περίπτωση του παρόντος πειράματος υπήρχε δυνατότητα μονάχα για μετρήσεις σε τρεις γωνίες (37° , 143° και 90°). Παρακάτω ακολουθούν τα διαγράμματα των πειραματικών δεδομένων για τις γωνιακές κατανομές $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ στις Εικ. 4.24-4.27 για τις δύο διαφορετικές τιμές της ενέργεια δέσμης.



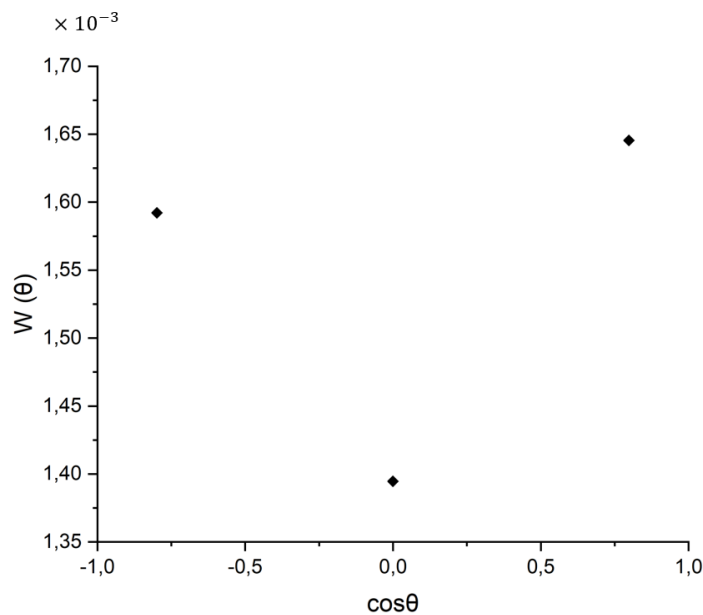
Εικόνα 4.24: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισότοπου ^{174}Yb για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



Εικόνα 4.25: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισότοπου ^{174}Yb για ενέργεια δέσμης 74 MeV.



Εικόνα 4.26: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{174}Yb για ενέργεια δέσμης 72 MeV.



Εικόνα 4.27: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισотоπού ^{174}Yb για ενέργεια δέσμης 74 MeV.

Τα πειραματικά σημεία των τεσσάρων διαγραμμάτων (Εικ. 4.24-4.26) προέκυψαν ως το πηλίκο των γεγονότων καταγραφής της επιθυμητής αποδιέγερσης προς το σύνολο των γεγονότων καταγραφής του δακτυλίου σύμφωνα με την Εξ. 4.3. Επίσης και στα τέσσερα διαγράμματα οι άξονες y είναι πολλαπλασιασμένοι με έναν παράγοντα 10^3 .

$$W(\theta) = \frac{\text{counts}}{\text{total ring counts}} \quad (4.3)$$

Και οι δύο αποδιεγέρσεις για τις οποίες έχουν κατασκευαστεί τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών είναι μεταβάσης μορφής ηλεκτρικού τετραπολου, E2. Για μεταβάσεις της μορφής από την θεωρία προβλέπεται μορφή που συμφωνεί με τα αποτελέσματα που απεικονίζονται στα σχήματα (Εικ. 4.24-4.27). Όμως σε αντίθεση με τα διαγράμματα που παρουσιάζονται στο Κεφ. 2 από την εργασία των Κ. Ζυρίλιου και συνεργατών [24] η έλλειψη τουλάχιστον επιπλέον δύο πειραματικών σημείων δεν έκανε εφικτή την εύρεση της αντίστοιχης γραφικής απεικόνισης μορφής στην Εξ. 2.54.

4.3.3 Σχετικές ενεργές διατομές

Στο παρόν υποκεφάλαιο παρουσιάζονται οι μετρήσεις για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης του ισотоπού ^{174}Yb . Στην ουσία για τα φάσματα των τεσσάρων ενεργειών δέσμης (69, 72, 73 και 74 MeV) μετρήθηκαν τα γεγονότα που κατέγραψε το ανιχνευτικό σύστημα για τις δύο αυτές αποδιεγέρσεις. Οι δύο αυτές μεταβάσεις απεικονίζονται και στο φάσμα της Εικ. 4.14. Μετά τη μέτρηση των γεγονότων για τις τέσσερις

ενέργειες δέσμης, τα γεγονότα αυτά κανονικοποιήθηκαν με το χρόνο μέτρησης για την καθενιά ενέργεια δέσμης (Πιν. 4.1) και με την απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος για την τιμή της ενέργειας που έχει η αποδιέγερση που μελετάται σε κάθε περίπτωση. Για την απόδοση αυτή έγινε χρήση της μέσης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος που φαίνεται στην Εικ. 4.3 και οι τιμές των παραμέτρων της αντίστοιχης καμπύλης Debertin βρίσκονται στον Πιν. 4.5. Συνεπώς για τα πειραματικά δεδομένα έγινε χρήση του τύπου:

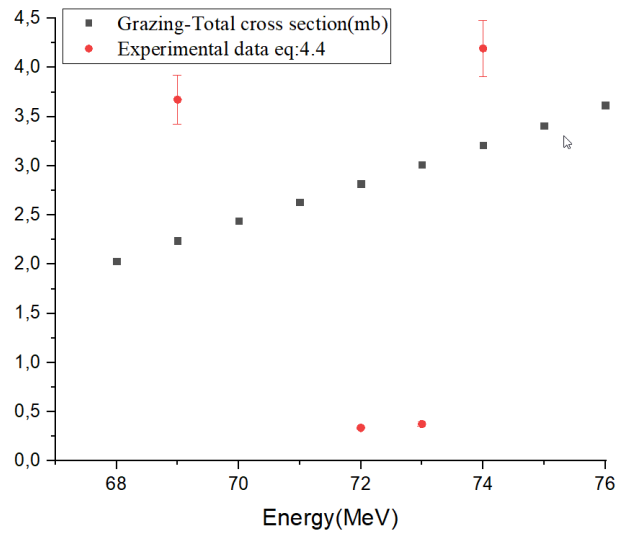
$$exp_data = \frac{counts}{\epsilon_{abs} \cdot Duration} \quad (4.4)$$

Στη συνέχεια έγιναν και θεωρητικοί υπολογισμοί με βάση το μοντέλο GRAZING 9 [35], το οποίο όπως έχει αναφερθεί και στο κεφάλαιο 2.5 παράγει αξιόπιστα αποτελέσματα για αντιδράσεις μεταφοράς ενός ή δύο νουκλεονίων [38]. Αφού λοιπόν κύριο ενδιαφέρον μελέτης της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη αντίδρασης μεταφοράς δύο νετρονίων αποτελεί ορθή επιλογή ο υπολογισμός των αντίστοιχων θεωρητικών δεδομένων με τη χρήση του GRAZING 9.

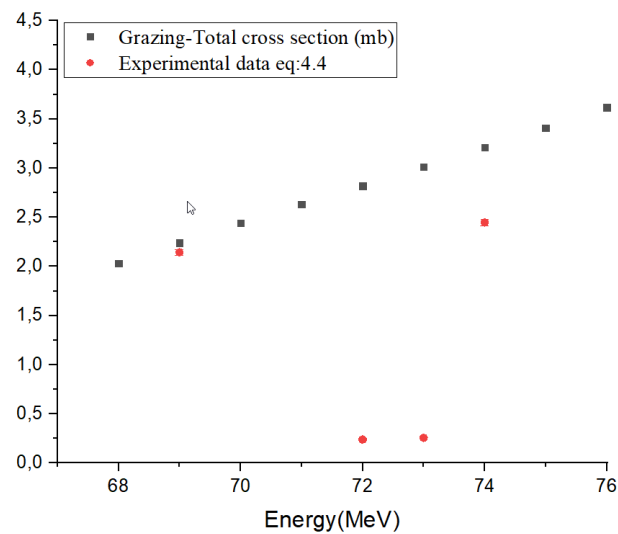
Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι δεν είναι εφικτό να σημειωθεί απευθείας σύγκριση των αποτελεσμάτων του GRAZING 9 με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τη σχέση 4.4. Αυτό συμβαίνει διότι από το GRAZING προκύπτει τιμή για την ολική ενεργή διατομή για όλη την αντίδραση (total cross section (mb)), ενώ στην ουσία η πειραματική τιμή που παρουσιάζεται στην παρούσα περίπτωση είναι μια αναγωγή των δεδομένων για την κάθε φωτοκορυφή με διόρθωση από την απόδοση για την κάθε αποδιέγερση και της διάρκειας μέτρησης. Επιπλέον, η μέτρηση που πραγματοποιήθηκε είναι σχετική. Συνεπώς το αποτέλεσμα που προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα δεν είναι άμεσα συγκρίσιμο.

Θα ήταν επιθυμητό να γίνει απευθείας σύγκριση των δύο τιμών όπως πραγματοποιήθηκε στην περίπτωση της εργασίας [37]. Ο λόγος που δεν ήταν εφικτό να γίνει αυτή η διαδικασία που ακολουθείται στην εργασία αυτή είναι ότι κατά τη διάρκεια του πειράματος πραγματοποιήθηκε gate με σκοπό να κρατά τις μετρήσεις που έρχονται σε σύμπτωση με το ισότοπο ^{16}O . Αυτό το gate επιλέχθηκε, ώστε στα φάσματα να προκύπτουν τα δεδομένα από τα διάφορα ισότοπα του Yb. Χώρις το gate αυτό θα ήταν πολύ δύσκολη η μελέτη των ισότοπων του Yb διότι θα υπήρχε και πολλά άλλα ισότοπα που θα έκαναν ακόμα πιο περίπλοκη τη φασματοσκοπία του πειράματος και την εξαγωγή αποτελεσμάτων σχετικών με τα Yb που ήταν και ο κύριος σκοπός του πειράματος αυτού. Δυστηχώς όμως αυτό είχε ως αποτέλεσμα να μην υπάρχει κανάλι για τις αντιδράσεις σύντηξης που θα ήταν χρήσιμες για την εξαγωγή της ενεργής διατομής.

Στη συνέχεια ακολουθούν τα διαγράμματα των εικόνων 4.28 και 4.29 για τα πειραματικά και τα θεωρητικά υπολογισμένα αποτελέσματα για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης του ισότοπου ^{174}Yb . Στις διαγράμματα των εικόνων 4.28 και 4.29 τα γκρι τετράγωνα αντιστοιχούν στις τιμές που προέκυψαν από το GRAZING 9, ενώ οι κόκκινες κουκίδες αντιστοιχούν στις πειραματικές τιμές όπως αυτές προέκυψαν από την εξίσωση 4.4.



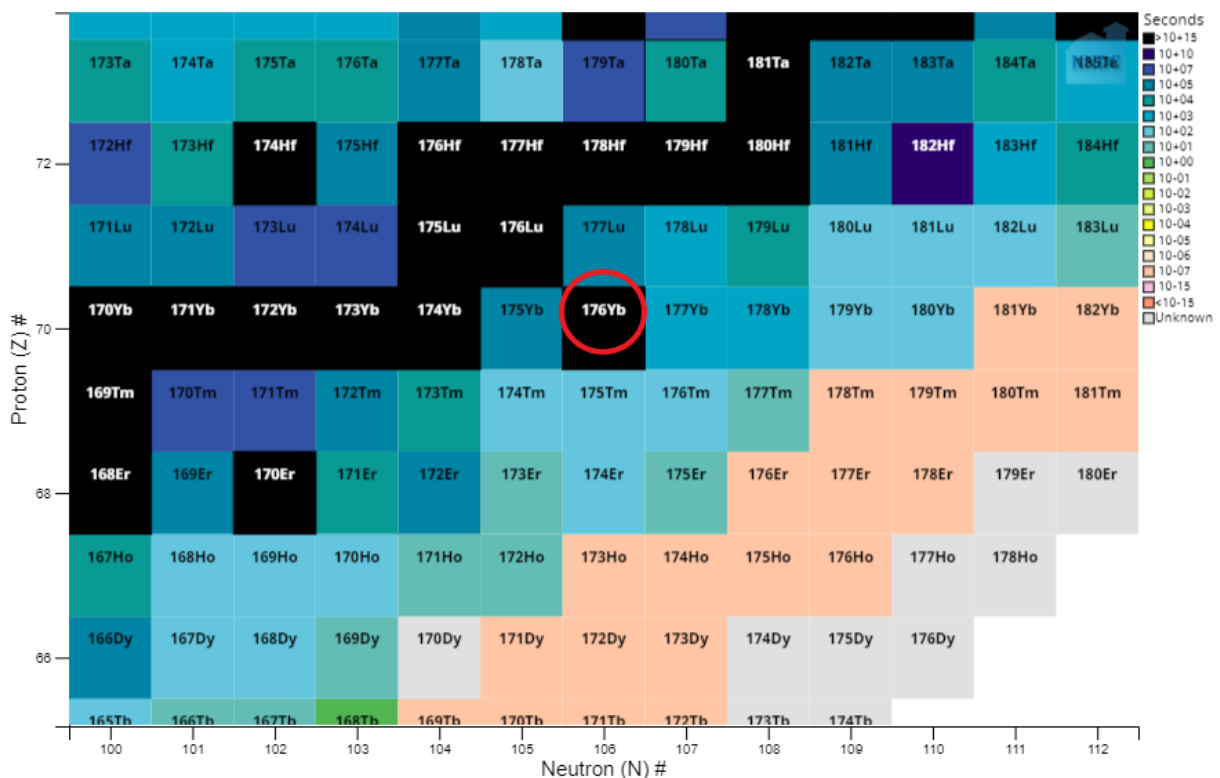
Εικόνα 4.28: Πειραματικά αποτελέσματα με χρήση της εξίσωσης 4.4 για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισότοπου ^{174}Yb , σε σχέση με θεωρητικά αποτελέσματα για την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης μεταφοράς $^{172}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{174}_{70}\text{Yb}$ όπως αυτά προέκυψαν από το μικροσκοπικό μοντέλο GRAZING.



Εικόνα 4.29: Πειραματικά αποτελέσματα με χρήση της εξίσωσης 4.4 για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{174}Yb , σε σχέση με θεωρητικά αποτελέσματα για την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης μεταφοράς $^{172}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{174}_{70}\text{Yb}$ όπως αυτά προέκυψαν από το μικροσκοπικό μοντέλο GRAZING.

4.4 Η περίπτωση του ^{176}Yb

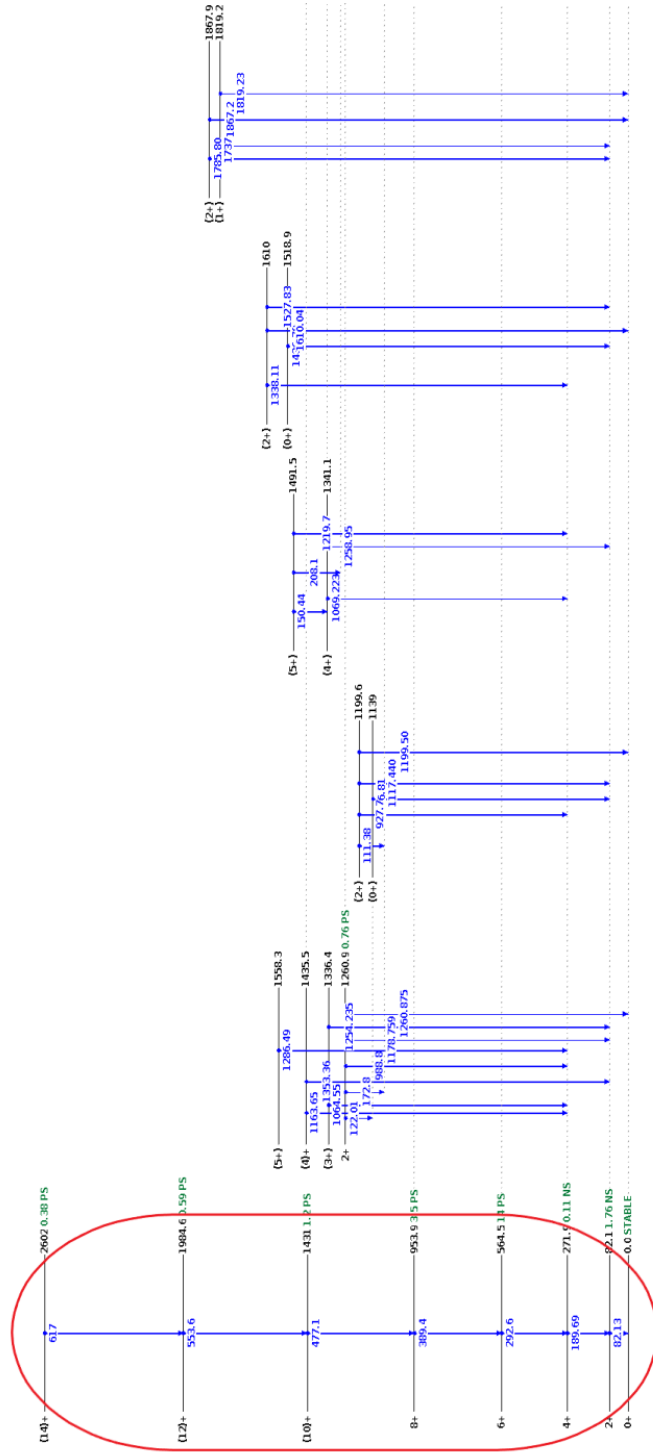
Το ^{176}Yb είναι επίσης ένα σταθερό ισότοπο με άρτιο-άρτιο αριθμό πρωτονίων νετρονίων πράγμα που σημαίνει ότι η θεμελιώδης του κατάσταση είναι η 0^+ και λόγω κατοπτρικής συμμετρίας οι περιστροφικές του καταστάσεις θα είναι επίσης άρτιες. Για την περίπτωση της αντίδρασης $^{174}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{176}_{70}\text{Yb}$ που μελέταται στο τρέχον υποκεφάλαιο το φράγμα Coulomb υπολογίστηκε σε ενέργεια 71.8 MeV. Στην Εικ. 4.30 εμφανίζεται η περιοχή του ιστοπικού πίνακα στην οποία ανήκει.



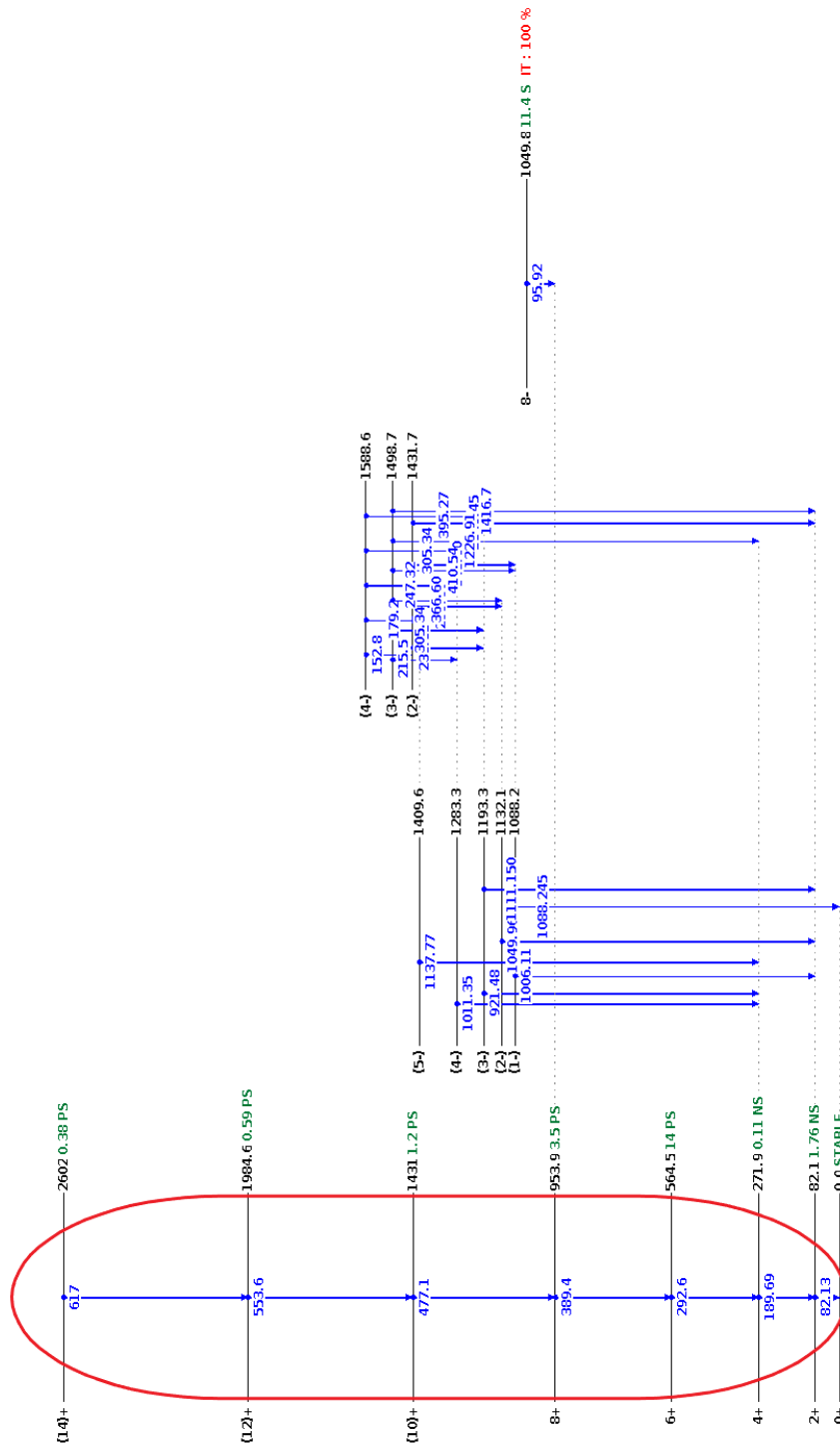
Εικόνα 4.30: Θέση του ^{176}Yb στον ιστοπικό χάρτη. Οι χρωματισμοί έχουν να κάνουν με βάση το χρόνο ημιζωής και η εικόνα αυτή αποτελεί προϊόν του Nudat [2].

4.4.1 Φασματοσκοπία

Και για την περίπτωση του ισότοπου ^{176}Yb θα ακολουθηθεί διαδικασία όμοια με αυτή του κεφαλαίου 4.3.1 και θα γίνει χρήση των φασμάτων δέσμης 72 MeV, 4.14-4.16, αλλά και των διαγραμμάτων αποδιέγερσης όπως αυτά προκύπτουν από την Nudat [2]. Στη συνέχεια ακολουθούν και εικόνες με τα διαγράμματα αποδιέγερσης του ισότοπου ^{176}Yb (Εικ. 4.31 και 4.32) με αντίστοιχες τροποποιήσεις όπως αυτές που έγιναν και στην περίπτωση του ισότοπου ^{176}Yb και αναφέρονται στο κεφάλαιο 4.3.1.

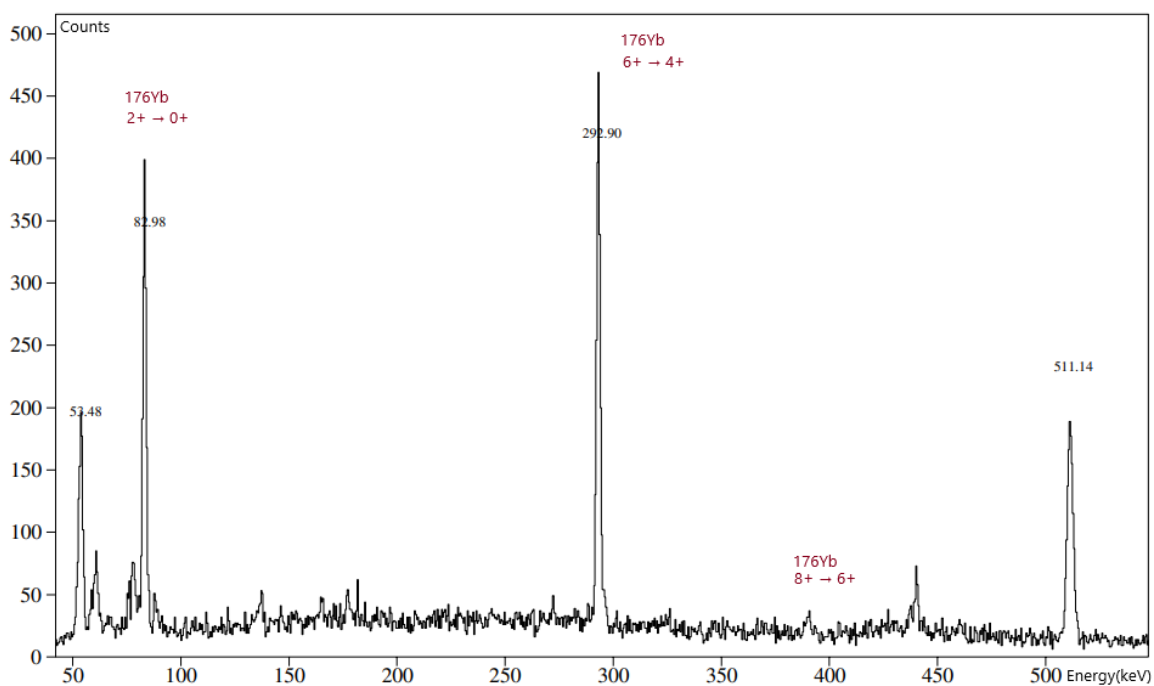


Εικόνα 4.31: Πρώτο μέρος του διαγράμματος αποδιέγερσης του ισότοπου ^{176}Yb όπως αυτό παρουσιάζεται στη βάση Nudat [2].



Εικόνα 4.32: Δεύτερο μέρος του διαγράμματος αποδιέγερσης του ισότοπου ^{176}Yb όπως αυτό παρουσιάζεται στη βάση Nudat [2]

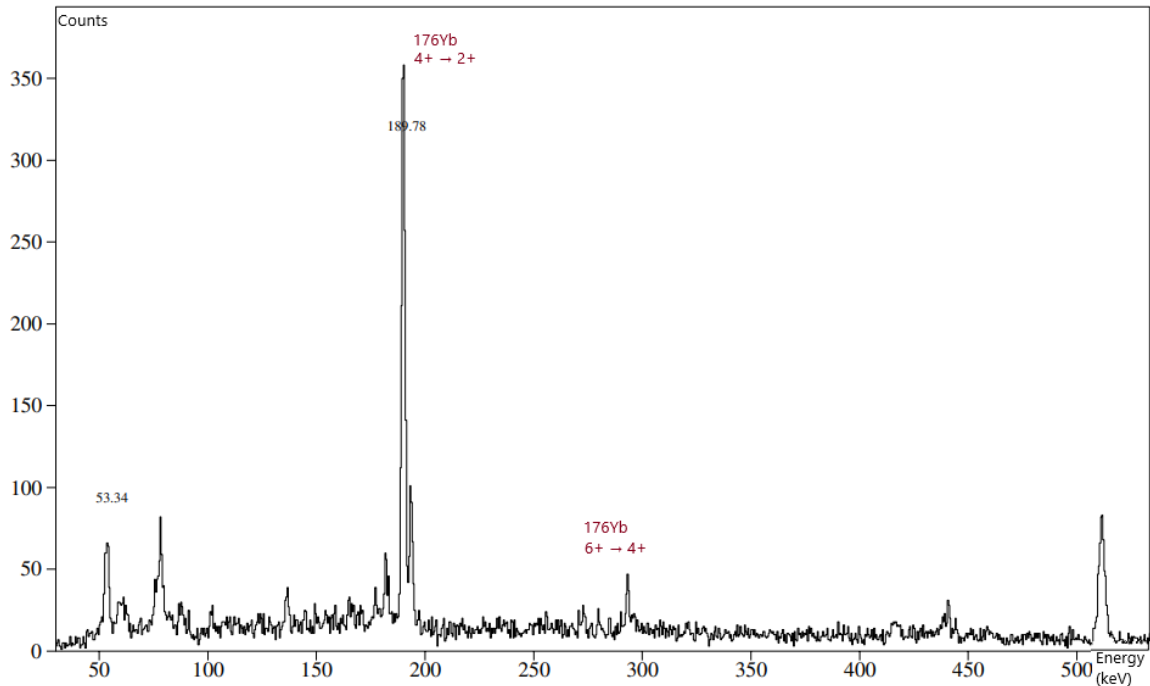
Και στην περίπτωση αυτή, όπως και στην περίπτωση του ισότοπου ^{174}Yb που αναλύθηκε παραπάνω, κύριο ενδιαφέρον δίδεται στη βασική ζώνη όπως φαίνεται κυκλωμένη με κόκκινο χρώμα στις Εικ. 4.31 και 4.32. Όμοια με την περίπτωση του ισότοπου ^{174}Yb , η μετάβαση που τροφοδοτεί άμεσα την βασική κατάσταση είναι η $2^+ \rightarrow 0^+$ και έχει ενέργεια 82.13 keV. Σύμφωνα με τη βάση Nudat [2] και εδώ υπάρχουν άλλα δύο ισότοπα του Yb που έχουν αποδιεγέρσεις γ με παραπλήσιες ενέργειες με την $2^+ \rightarrow 0^+$ του ^{176}Yb . Πρόκειται για τα ισότοπα ^{170}Yb και ^{178}Yb με ενέργειες 84.25 keV και 84.0 keV, αντίστοιχα. Αυτό σημαίνει πως η κορυφή με ενέργεια περίπου στα 83 keV της Εικ. 4.14 αποτελεί πιθανόν προϊόν συνύπαρξης τριών αποδιεγέρσεων των τριών διαφορετικών ισότοπων. Και σε αυτή την περίπτωση για να μπορέσει να ξεκαθαρίσει η συνεισφορά για το κάθε ισότοπο χρησιμοποιείται η τεχνική του gate. Αρχικά γίνεται gate ενέργεια γ που τροφοδοτεί την στάθμη 2^+ , δηλαδή στην $4^+ \rightarrow 2^+$ με ενέργεια ίση με 189.69 keV σύμφωνα με τη Nudat [2]. Ακολουθεί το φάσμα που προκύπτει από το gate αυτό στην Εικ. 4.33.



Εικόνα 4.33: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 189.69 keV της μετάβασης $4^+ \rightarrow 2^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

Έπειτα πραγματοποιείται το gate στην $2^+ \rightarrow 0^+$ του ισότοπου ^{176}Yb με ενέργεια 82.13 keV με σκοπό να βρεθούν όλες εκείνες οι αποδιεγέρσεις γ που μετρούνται σε σύμπτωση με αυτή. Προφανώς αναμένονται να εμφανιστούν οι αποδιεγέρσεις της βασικής ζώνης του ισότοπου ^{176}Yb , αλλά και ορισμένες που προέρχονται από τα ισότοπα ^{170}Yb και ^{178}Yb , οι οποίες είναι πέραν του πλαισίου ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας. Το φάσμα που προέκυψε από το εν λόγω gate βρίσκεται στην Εικ. 4.34.

Τέλος ακολουθούν τα φάσματα που προέκυψαν από gate στις $6^+ \rightarrow 4^+$ και $8^+ \rightarrow 6^+$ στις Εικ. 4.35 και 4.36, αντίστοιχα. Όλα αυτά τα φάσματα των Εικ. 4.33-4.36 ολοκληρώνουν την τελική εικόνα σχετικά το τμήμα που αφορά τη μελέτη της φασματοσκοπίας της βασικής

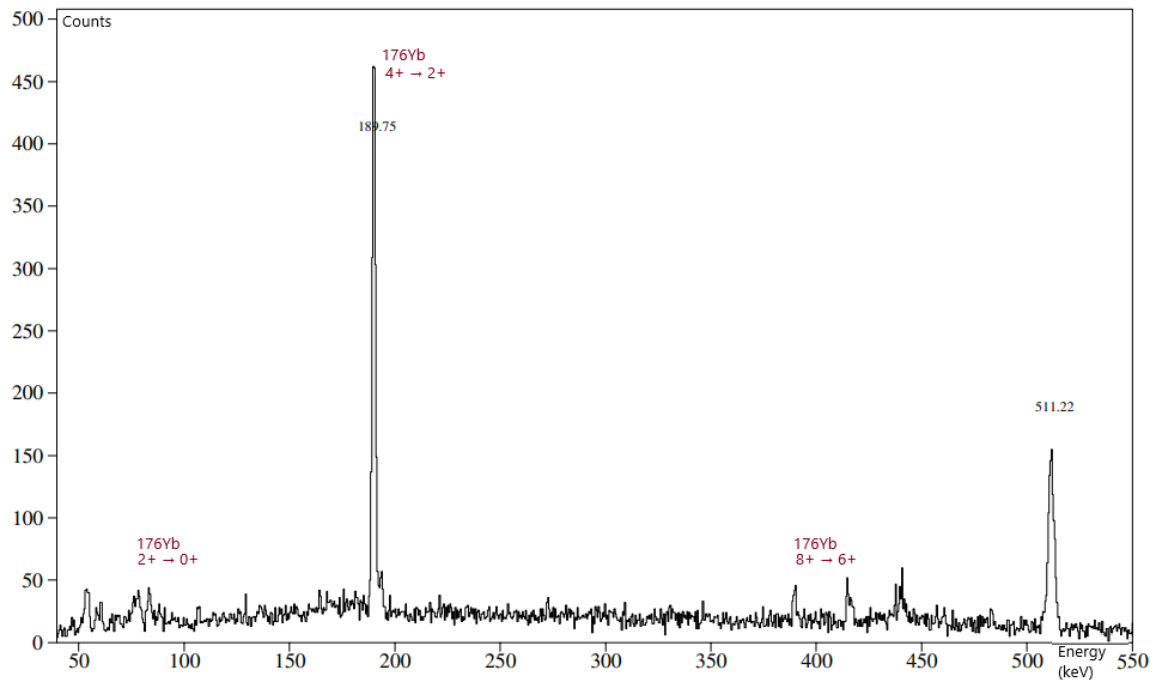


Εικόνα 4.34: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 82.13 keV της μετάβασης $2^+ \rightarrow 0^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

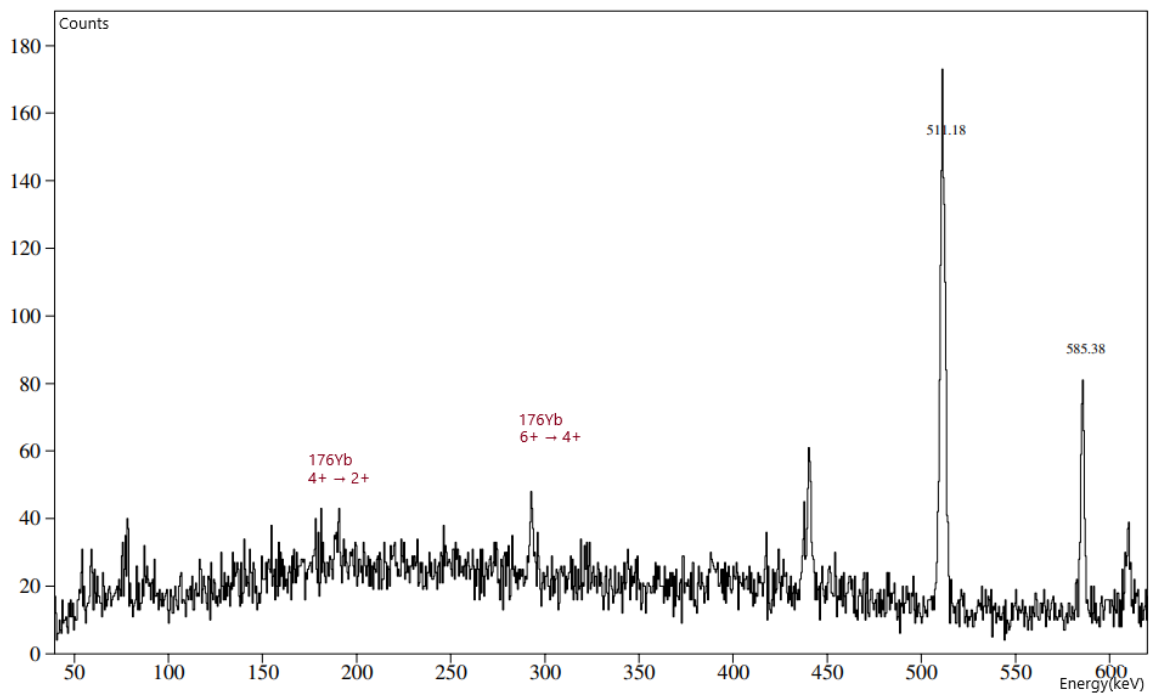
ζώνης του ισότοπου ^{176}Yb .

Οι κορυφές που σχετίζονται με τις αποδιεγέρσεις που αναφέρονται παραπάνω για τη θεμελιώδη ζώνη είναι σημειωμένες με κόκκινο χρώμα στα φάσματα που παρουσιάζονται στις Εικ. 4.14-4.16. Επιπλέον υπάρχει σημειωμένη με μπλέ χρώμα στο φάσμα της Εικ. 4.16 η ενέργεια 1227.57 keV. Στη βάση Nudat υπάρχει η μετάβαση $(3^+) \rightarrow 4^+$ (από τη ζώνη 8 στη θεμελιώδη) με ενέργεια 1226.91 keV. Οι δύο αυτές τιμές ενέργειας, δηλαδή αυτή που δίνει το Nudat με αυτή που δίνει το φάσμα έχουν διαφορά κάτω των 2 keV πράγμα που σημαίνει ότι είναι πολύ πιθανό να πρόκειται για την ίδια κορυφή. Όμως και στην περίπτωση του ^{174}Yb στην ενότητα 4.3.1 η χαμηλή στατιστική του πειράματος κάνει αδύνατο τον περαιτέρω έλεγχο της υπόθεσης αυτής, πρόκειται όμως να μελετηθεί εκτενέστερα σε μεταγενέστερα πειράματα υψηλότερης στατιστικής.

Τέλος στο φάσμα της Εικ. 4.14 υπάρχει ακόμα μία κορυφή που είναι σημειωμένη με μπλέ χρώμα σε ενέργεια 95.92 keV. Πρόκειται για μια μετάβαση της μορφής $8^- \rightarrow 8^+$ (από τη ζώνη 9 στη θεμελιώδη). Η αποδιέγερση αυτή είναι μια ισομερή κατάσταση, του οποίου η στάθμη από την οποία αποδιεγείρεται είναι ενέργειας 1049.8 keV και έχει χρόνο ζωής 11.4 s σύμφωνα με τη βάση δεδομένων Nudat. Το μικρό χρονικό διάστημα μέτρησης του πειράματος είχε ως αποτέλεσμα να μην μπορέσει η παρούσα αποδιέγερση να δώσει σημαντική συνεισφορά στο φάσμα και κατά επέκταση να γίνει εκτενέστερη ανάλυσή της με αξιοπιστία. Η μέτρηση της ισομερούς αυτής αποτελεί στόχο μεταγενέστερου πειράματος. Ωστόσο περαιτέρω ανάλυση της παρούσας αποδιέγερσης πραγματοποιείται και στην εργασία των N.J. Ncarayi και συνεργατών [47] όπου έγινε μελέτη της στάθμης $K^\pi = 8^-$ του ^{176}Yb χρησιμοποιώντας την τεχνική της σύμπτωσης. Επίσης μελετήθηκε και η απο-



Εικόνα 4.35: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 292.6 keV της μετάβασης $6^+ \rightarrow 4^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

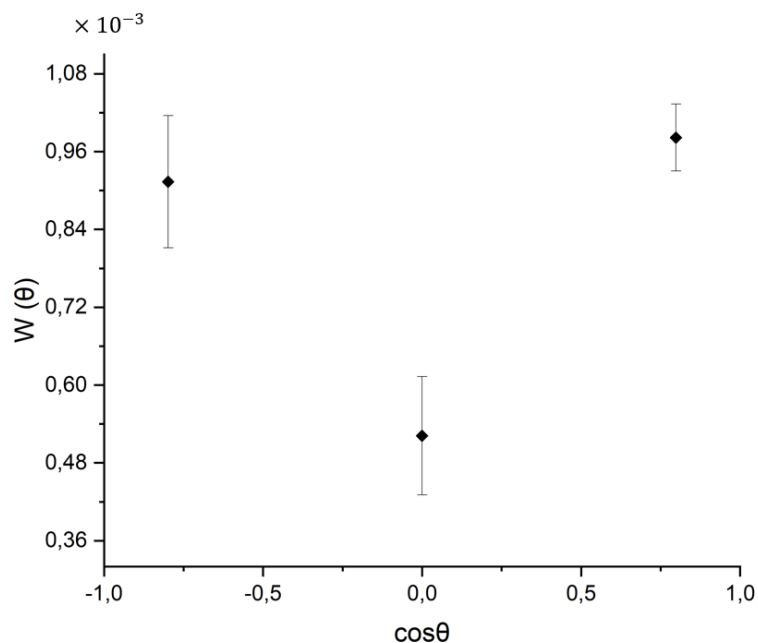


Εικόνα 4.36: Το φάσμα που προκύπτει ύστερα από gate στην ενέργεια 389.4 keV της μετάβασης $8^+ \rightarrow 6^+$ για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

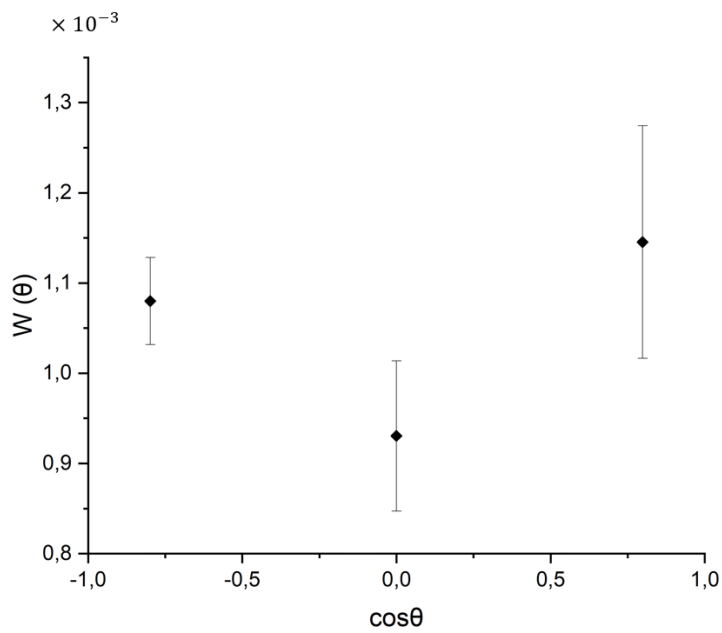
διέγερση της στάθμης ενέργειας 1341 keV που τροφοδοτεί τη στάθμη 4^+ της θεμελιώδους περιστροφικής ζώνης, μετάβαση που στο παρόν πείραμα δεν ήταν εφικτό να παρατηρηθεί.

4.4.2 Γωνιακές κατανομές

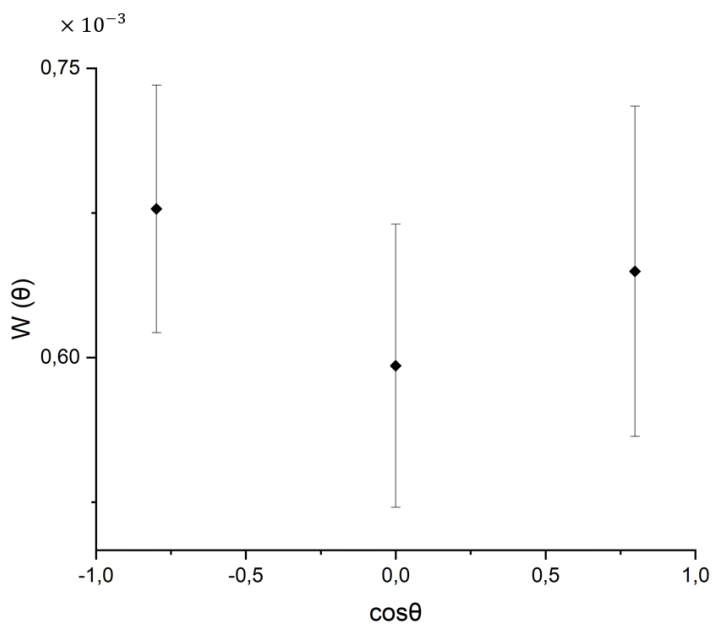
Σε πλήρη αντιστοιχία με το υποκεφάλαιο 4.3.2 και σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται οι γωνιακές κατανομές για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισотоπού ^{176}Yb για την ενέργεια δέσμης 72 MeV και για ενέργεια δέσμης 74 MeV. Όπως και στην περίπτωση του ισотоπού ^{174}Yb έτσι και εδώ η έλλειψη τουλάχιστον επιπλέον δύο πειραματικών σημείων δεν κάνει εφικτή την προσαρμογή την κατάλληλης καμπύλης 2.54. Συνεπώς παρουσιάζονται τα πειραματικά σημεία όπως αυτά προκύπτουν από τις μετρήσεις, αλλά και την επεξεργασία αυτών από την Εξ. 4.3 για τις τρεις γωνίες μέτρησης (37° , 143° και 90°). Παρακάτω ακολουθούν τα διαγράμματα των πειραματικών δεδομένων για τις γωνιακές κατανομές $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ στις Εικ. 4.37-4.40 για τις δύο διαφορετικές τιμές της ενέργειας δέσμης.



Εικόνα 4.37: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισотоπού ^{176}Yb για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

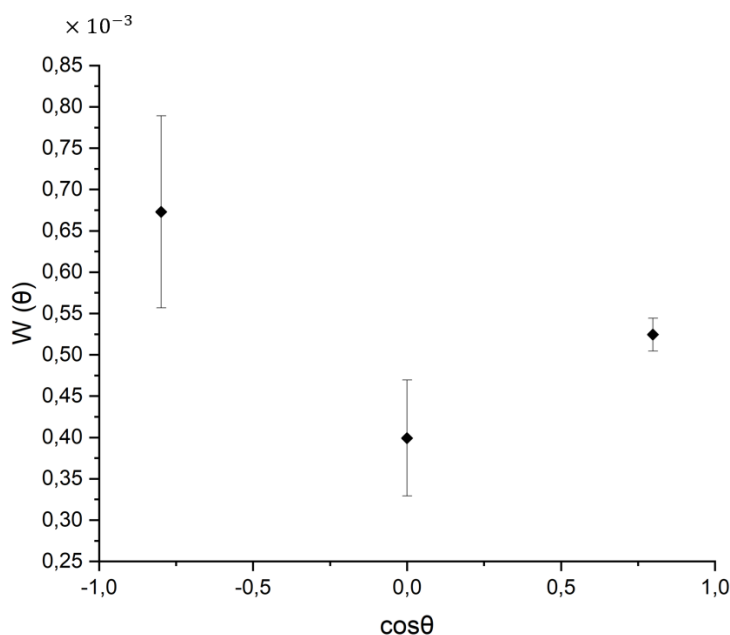


Εικόνα 4.38: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισότοπου ^{176}Yb για ενέργεια δέσμης 74 MeV.



Εικόνα 4.39: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{176}Yb για ενέργεια δέσμης 72 MeV.

Τα πειρατικά σημεία των τεσσάρων διαγραμμάτων (Εικ. 4.24-4.26) προέκυψαν ως το πηλίκο των γεγονότων καταγραφής της επιθυμητής αποδιέγερσης προς το σύνολο των



Εικόνα 4.40: Γωνιακή κατανομή για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{176}Yb για ενέργεια δέσμης 74 MeV.

γεγονότων καταγραφής του ring σύμφωνα με την εξίσωση 4.3. Επίσης και στα δύο διαγράμματα οι άξονες y είναι πολλαπλασιασμένοι με έναν παράγοντα 10^3 .

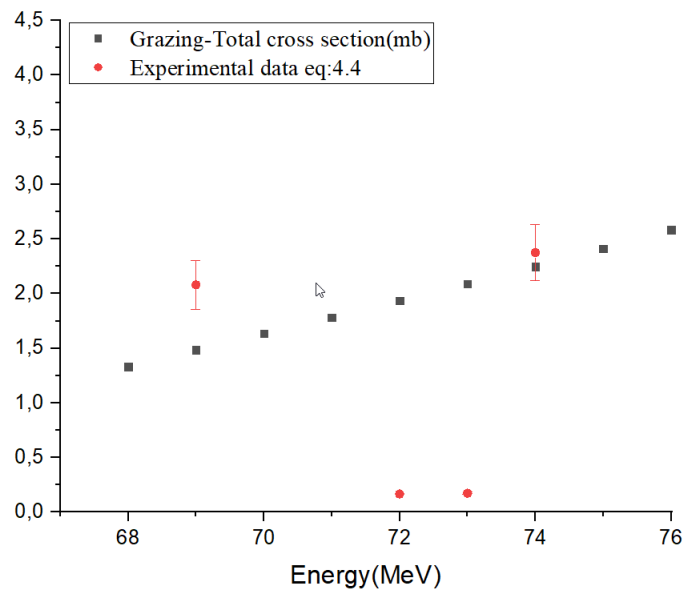
Και στην περίπτωση αυτή και οι δύο αποδιεγέρσεις για τις οποίες έχουν κατασκευαστεί τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών είναι μεταβάσεις της μερφής E2. Για μεταβάσεις της μορφής από την θεωρία προβλέπεται μορφή που συμφωνεί με τα αποτελέσματα που απεικονίζονται στα σχήματα (Εικ. 4.37-4.40). Τα διαγράμματα αυτά είναι όμοιας μορφής με τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών του κεφαλαίου 4.3.2 του ισότοπου ^{174}Yb αφού πρόκειται για μεταβάσεις ίδιας μορφής.

Παρόμοιες μετρήσεις με σκοπό τη μέτρηση των γωνιακών κατανομών μεταβάσεων παρουσιάζεται και στην εργασία των A.C. Larsen και συνεργατών [48] πραγματοποιείται μέτρηση και κατασκευή των γωνιακών κατανομών αποδιεγέρσεων μορφής E2 για τα ισότοπα ^{12}C και ^{56}Fe όπως αυτά προκύπτουν από μετρήσεις με την χρήση σπινθηριστών NaI. Επίσης τα αποτελέσματα αυτά βρίσκονται σε σύγκριση με τις θεωρητικά αναμενόμενες καμπύλες των γωνιακών κατανομών. Τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας παρά το μικρό αριθμό των πειραματικών σημείων βρίσκονται σε συμφωνία. Μια ακόμα εργασία που μελετά το φαινόμενο αυτό είναι η [49] στην οποία μελετάται το ισότοπο ^{208}Pb και παρουσιάζονται αποτελέσματα σχετικά με μετάβαση μορφής E2 και στην περίπτωση αυτή τα αποτελέσματα της δουλειάς αυτής βρίσκονται σε συμφωνία με τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας.

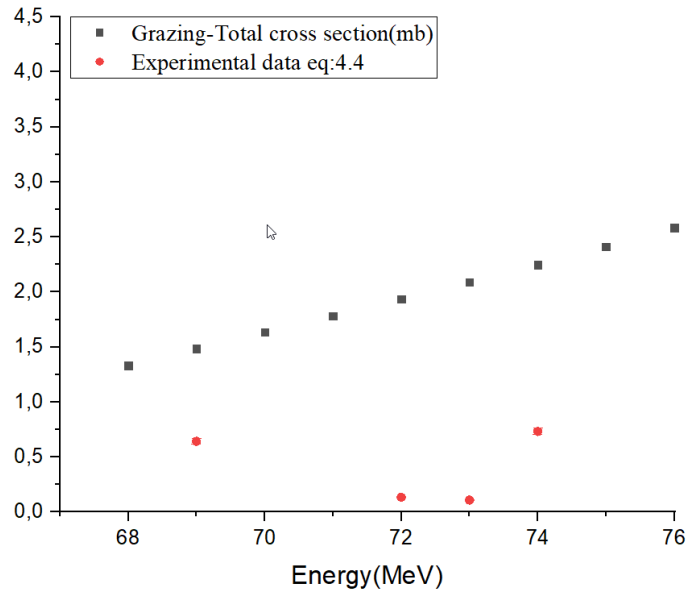
4.4.3 Σχετικές ενεργές διατομές

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται οι μετρήσεις για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης του ισότοπου ^{176}Yb . Στην ουσία για τα φάσματα των τεσσάρων ενεργειών δέσμης (69, 72, 73 και 74 MeV) μετρήθηκαν τα γεγονότα που κατέγραψε το ανιχνευτικό σύστημα για τις δύο αυτές αποδιεγέρσεις. Οι δύο αυτές μεταβάσεις απεικονίζονται και στο φάσμα της Εικ. 4.14. Μετά τη μέτρηση των γεγονότων για τις τέσσερις ενέργειες δέσμης, τα γεγονότα αυτά κανονικοποιήθηκαν με την χρήση της διάρκειας της μέτρησης για την ενέργεια δέσμης (Πιν. 4.1) και με την απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος για την τιμή της ενέργειας που έχει η αποδιέγερση που μελετάται σε κάθε περίπτωση. Για την απόδοση αυτή έγινε χρήση της μέσης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος που φαίνεται στην Εικ. 4.3 και οι τιμές των παραμέτρων της αντίστοιχης καμπύλης Debertin βρίσκονται στον Πιν. 4.5. Η διαδικασία λοιπόν που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση του ^{176}Yb είναι όμοια με αυτή που χρησιμοποιήθηκε για το ^{174}Yb στο κεφάλαιο 4.3.3

Όμοια με παραπάνω ακολούθησαν θεωρητικοί υπολογισμοί με βάση το μικροσκοπικό μοντέλο GRAZING 9 [35] το οποίο όπως έχει αναφερθεί και στο κεφάλαιο 2.5 βγάζει αξιόπιστα αποτελέσματα για αντιδράσεις μεταφοράς ενός ή δύο νουκλεονίων [38]. Αφού λοιπόν κύριο ενδιαφέρον μελέτης της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη αντίδρασης μεταφοράς δύο νετρονίων αποτελεί ορθή επιλογή ο υπολογισμός των αντίστοιχων θεωρητικών δεδομένων με τη χρήση του GRAZING 9.



Εικόνα 4.41: Πειραματικά αποτελέσματα με χρήση της εξίσωσης 4.4 για την αποδιέγερση $4^+ \rightarrow 2^+$ του ισότοπου ^{176}Yb , σε σχέση με θεωρητικά αποτελέσματα για την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης μεταφοράς $^{174}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{176}\text{Yb}$ όπως αυτά προέκυψαν από το μικροσκοπικό μοντέλο GRAZING.



Εικόνα 4.42: Πειραματικά αποτελέσματα με χρήση της εξίσωσης 4.4 για την αποδιέγερση $6^+ \rightarrow 4^+$ του ισότοπου ^{176}Yb , σε σχέση με θεωρητικά αποτελέσματα για την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης μεταφοράς $^{174}_{70}\text{Yb}(^{18}_8\text{O}, ^{16}_8\text{O})^{176}_{70}\text{Yb}$ όπως αυτά προέκυψαν από το μικροσκοπικό μοντέλο GRAZING.

Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι και στην περίπτωση του ^{176}Yb δεν είναι εφικτό να σημειωθεί απευθείας σύγκριση των αποτελεσμάτων του GRAZING 9 με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την σχέση 4.4 για την ίδια αιτία με αυτή στην περίπτωση του ^{174}Yb , η οποία αναλύεται εκτενώς στο κεφάλαιο 4.3.3.

Στα διαγράμματα 4.41 και 4.42 εμφανίζονται τα πειραματικά αποτελέσματα και οι αντίστοιχοι θεωρητικοί υπολογισμοί για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης του ισότοπου ^{176}Yb . Στις διαγράμματα αυτά, τα γκρι τετράγωνα αντιστοιχούν στις τιμές που προέκυψαν από το GRAZING 9, ενώ οι κόκκινες κουκίδες αντιστοιχούν στις πειραματικές τιμές, όπως αυτές προέκυψαν από την Εξ. 4.4.

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα

Αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας αποτέλεσαν οι δύο αντιδράσεις μεταφοράς δύο νετρονίων: $^{172}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{174}\text{Yb}$, $^{174}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{176}\text{Yb}$, των οποίων τα δεδομένα αναλύθηκαν με τη χρήση του λογισμικού GASPware (Παράρτημα A). Το πείραμα από όπου προέκυψαν και τα δεδομένα που αναλύθηκαν πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) που βρίσκεται στην πόλη Βουκουρέστι της Ρουμανίας και με το ανιχνευτικό σύστημα που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή των φασμάτων ακτινοβολίας γ , ROSPHERE. Η διεξαγωγή του πειράματος αυτού πραγματοποιήθηκε από την ερευνητική ομάδα NuSTRAP σε συνεργασία με το προσωπικό του εργαστηρίου IFIN-HH και συνεργάτες από αναγνωρισμένα ιδρύματα του εξωτερικού.

Πρώτο αντικείμενο μελέτης της εργασίας ήταν η φασματοσκοπία των δύο ισοτόπων ^{174}Yb και ^{176}Yb . Παρατηρήθηκαν και για τα δύο ισότοπα οι αποδιεγέρσεις $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, και $8^+ \rightarrow 6^+$ της θεμελιώδους ζώνης, με στατιστική ικανοποιητική μέχρι και την στάθμη 6^+ . Η αποδιέγερση $8^+ \rightarrow 6^+$ εντοπίστηκε και στις δύο περιπτώσεις ισοτόπων όμως με αρκετά μικρότερη στατιστική από τις υπόλοιπες.

Όπως γίνεται αναφορά και στο κεφάλαιο 4.3.1 για τη φασματοσκοπία του ισοτόπου ^{174}Yb δεν ήταν εφικτός ο εντοπισμός αποδιεγέρσεων που ξεκινούν από υψηλότερες στάθμες από την 8^+ όπως γίνεται στην αναφορά [46], στην εργασία των οποίων χρησιμοποιήθηκε διαφορετικού τύπου αντίδραση. Παρατηρήθηκε μετάβαση ενέργειας 1597.54 keV, που είναι πολύ πιθανό να αντιστοιχεί στην αποδιέγερση $2^+ \rightarrow 2^+$ (από την ζώνη 5 στη θεμελιώδη), καθώς στη βάση Nudat [2] εμφανίζεται αντίστοιχη με τιμή ενέργειας 1598.36 keV. Ωστόσο η χαμηλή στατιστική του πειράματος, που είναι αποτέλεσμα του πολύ μικρού αριθμού ημερών μέτρησης, δεν επέτρεψε τον περαιτέρω έλεγχο και μέτρηση της μετάβασης αυτής με ικανοποιητική στατιστική.

Στην περίπτωση του ^{176}Yb , δεν ήταν ομοίως εφικτή η μέτρηση αποδιεγέρσεων που ξεκινούν από υψηλότερες στάθμες από την 8^+ . Επίσης παρατηρήθηκε μετάβαση ενέργειας 1227.57 keV που πιθανόν αντιστοιχεί στην αποδιέγερση $(3^+) \rightarrow 4^+$ (από την ζώνη 8 στη θεμελιώδη). Αντίστοιχα, η βάση Nudat εμφανίζει στάθμη ενέργειας 1226.91 keV. Ωστόσο και σε αυτή την περίπτωση η χαμηλή στατιστική δεν επέτρεψε περαιτέρω έλεγχο.

Τέλος σημαντική για την φασματοσκοπία του ^{176}Yb είναι η μετάβαση $8^- \rightarrow 8^+$ (από την ένατη στη θεμελιώδη ζώνη). Πρόκειται για την αποδιέγερση μιας ισομερούς κατάστασης χρόνου ζωής 11.4 s. Ο μικρός χρόνος μέτρησης του πειράματος δεν επέτρεψε στην αποδιέγερση αυτή να σχηματιστεί ικανοποιητικά ώστε να μετρηθεί ο χρόνος ημιζωής με κάποια τεχνική, ωστόσο από το φάσμα είναι εφικτός ο εντοπισμός της. Μελέτη της μετάβασης αυτής με τη χρήση της τεχνικής της σύμπτωσης έχει γίνει μελέτη στην εργασία [47].

Τα όποια περιορισμένα αποτελέσματα προέκυψαν από το κομμάτι της ανάλυσης οφείλονται καταρχάς στη μικρή διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας που δεν επέτρεψε σε πολλά φαινόμενα να εξελιχθούν επαρκώς, αλλά και στο ότι ο πυρηνικός στόχος που ακτινοβολήθηκε κατά το πείραμα ήταν φυσικός. Το γεγονός αυτό δυσκόλεψε την όλη διαδικασία της ανάλυσης διότι ήταν πάρα πολλά τα ισότοπα τα οποία εμφανίστηκαν τελικώς στο φάσμα και επειδή αρκετά από αυτά έχουν όμοιες ενέργειες αποδιεγέρσεων ήταν αρκετά δύσκολο να υπάρξει ξεκάθαρη φασματοσκοπία. Ο επόμενος στόχος για τη μελέτη των ισωτόπων αυτών είναι η διεξαγωγή ενός μεγαλύτερου χρονικά πειράματος και με χρήση ισοτοπικού στόχου. Με ένα τέτοιο σύστημα εκτός από το ότι το τμήμα μελέτης της φασματοσκοπίας θα δώσει καλύτερα αποτελέσματα, αναμένεται να είναι εφικτή και η μέτρηση των χρόνων ζωής ενεργειακών σταθμών όπως γίνεται και στην περίπτωση [50]. Η διαδικασία που θα μπορούσε να ακολουθηθεί για μια τέτοια μέτρηση για το ανιχνευτικό σύστημα του ROSPHERE αναλύεται στην αναφορά [51].

Στη συνέχεια έγινε μελέτη και ανακατασκευή των γωνιακών κατανομών των αποδιεγέρσεων $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης των ισωτόπων ^{174}Yb και ^{176}Yb . Τα πειραματικά σημεία που προέκυψαν από τη διαδικασία αυτή ήταν τρία, για τις τρεις διαφορετικές γωνίες στις οποίες υπήρχαν ανιχνευτές (τρεις δακτυλίους σε γωνίες 37° , 143° και 90°). Η διαδικασία αυτή πραγματοποιήθηκε για τις δύο διαφορετικές ενέργειες δέσμης 72 MeV και 74 MeV. Όλες οι προς μελέτη αποδιεγέρσεις (δύο του ισωτόπου ^{174}Yb και δύο του ισωτόπου ^{176}Yb) για τις οποίες κατασκευάστηκαν τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών (Εικ. 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.37, 4.38, 4.39 και 4.40) αντιστοιχούν σε αποδιεγέρσεις μορφής $E2$.

Τα διαγράμματα των γωνιακών κατανομών που προέκυψαν έχουν μορφή που αναμενόταν λόγω της μορφής $E2$ της αποδιέγερσης, ωστόσο δεν ήταν εφικτή η προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης 2.54 για λόγους που εξηγούνται στο κεφάλαιο 4.3.2. Τα αποτελέσματα λοιπόν βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τα θεωρητικά αναμενόμενα αποτελέσματα αλλά και με παρόμοιες μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί [24, 48, 49]. Σκοπός επόμενων πειραμάτων είναι να πραγματοποιηθούν μετρήσεις ακολουθώντας της ίδια ακριβώς διαδικασία, αλλά αυτή τη φορά και με τους πεντε δακτυλίους (και άρα πέντε πειραματικά σημεία) του ανιχνευτικού συστήματος του ROSPHERE, ώστε να γίνει και η προσαρμογή καμπύλης μορφή 2.54 στα πειραματικά σημεία.

Στο τελευταίο μέρος της εργασίας αυτής πραγματοποιήθηκαν θεωρητικοί αλλά και πειραματικοί υπολογισμοί για τις ενεργές διατομές των δύο αντιδράσεων που μελετήθηκαν, $^{172}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{174}\text{Yb}$ και $^{174}\text{Yb}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{176}\text{Yb}$. Πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί για τις αποδιεγέρσεις $4^+ \rightarrow 2^+$ και $6^+ \rightarrow 4^+$ της βασικής ζώνης των ισωτόπων $^{174,176}\text{Yb}$ για τιμές ενέργειας δέσμης 69, 72, 73 και 74 MeV. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση του μικροσκοπικού μοντέλου Grazing 9 [35, 36], το οποίο αναπτύσσεται στο

κεφάλαιο 2.5, αναλυτικότερα. Το μοντέλο αυτό δίνει ως αποτέλεσμα την ολική ενεργό διατομή (total reaction cross section) για τις διάφορες τιμές της ενέργειας για την αντίδραση που μελετάται σε κάθε περίπτωση. Για τις πειραματικές τιμές μετρήθηκαν τα γεγονότα που αντιστοιχούν στην αποδιέγερση γ που μελετάται σε κάθε περίπτωση και στη συνέχεια τα γεγονότα αυτά κανονικοποιήθηκαν με την απόδοση και τη διάρκεια της μέτρησης με την χρήση της εξίσωσης 4.4.

Όπως απεικονίζεται και στα διαγράμματα 4.28, 4.29, 4.41 και 4.42 τα δεδομένα του Grazing 9 με τα δεδομένα έτσι όπως αυτά προέκυψαν με την χρήση της εξίσωσης 4.4 έχουν σημαντικά κοντινές τιμές, όμως είναι πολύ σημαντικό να σημειωθεί ότι δεν είναι εφικτή η απευθείας σύγκριση τους. Αυτό συμβαίνει διότι το μοντέλο υπολογίζει την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης που μελετάται σε μονάδες mb, ενώ πειραματικά αυτό που υπολογίζεται είναι μια αναγωγή των δεδομένων για την κάθε κορυφή ύστερα από διόρθωση από την απόδοση και την διάρκεια της μέτρησης. Συνεπώς τα δύο αυτά αποτελέσματα δεν είναι άμεσα συγκρίσιμα υπό μορφή μονάδων, όμως παρατίθενται ώστε να εκτιμηθεί η χονδρική τάση της εξέλιξης σε σχέση με την ενέργεια δέσμης.

Για μεταγενέστερα πειράματα είναι επιθυμητή η πραγματοποίηση παρόμοιων πειραμάτων με την τροποποίηση όμως να υπάρχει και το κανάλι που αντιστοιχεί στις αντιδράσεις σύντηξης, ώστε να μπορέσει να πραγματοποιηθεί διαδικασία παρόμοια με αυτήν που αναλύεται στο άρθρο [37]. Επίσης μεταγενέστερος σκοπός είναι η μελέτη και ο υπολογισμός χρόνων ζωής ενεργειακών σταθμών με χρήση μεθόδου που αναλύεται στην εργασία [51] που έχει πραγματοποιηθεί και στη δημοσίευση [50]. Τέλος, επιθυμητός στόχος μελέτης αποτελούν και τα ακόμα βαρύτερα ισότοπα, όπως το ισότοπο ^{178}Yb που είναι γνωστή μόνο η θεμελιώδης ζώνη του [37], και για τα οποία η σχετική βιβλιογραφία είναι εξαιρετικά φτωχή.

Βιβλιογραφία

- [1] T.J. Mertzimekis et al. "Experimental Investigations of Nuclear Structure around $A=180$ ". In: Bulg. J. Phys. 48 (2021). doi: [10.55318/bgjp.2021.48.5-6.625](https://doi.org/10.55318/bgjp.2021.48.5-6.625).
- [2] NNDC. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [3] Heiyam Najy Hady and Mohsin Kadhim Muttal. "Investigation of Mixed Symmetry States in $^{170-178}\text{Yb}$ isotopes". In: J. Phys. Conf. Ser.s 1591.1 (July 2020), p. 012016. doi: [10.1088/1742-6596/1591/1/012016](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1591/1/012016).
- [4] A. Zyriliou et al. "Reviewing Nuclear Structure Properties of Even-Even Yb Isotopes". In: Bulg. J. Phys. 48 (2021), pp. 608–617.
- [5] Q.R. Shollenberger and G.A. Brennecka. "Dy, Er, and Yb isotope compositions of meteorites and their components: Constraints on presolar carriers of the rare earth elements". In: Earth Planet. Sci. Lett. 529 (2020), p. 115866.
- [6] C. Iliadis. Nuclear physics of stars. John Wiley & Sons, 2015.
- [7] P. Vasileiou et al. "An investigation of radiative proton–capture reactions in the Cd–In mass region". In: Nucl. Phys. A. 1015 (2021), p. 122298.
- [8] A. Khaliel et al. "First cross-section measurements of the reactions $^{107,109}\text{Ag}(p, \gamma)^{108,110}\text{Cd}$ at energies relevant to the p process". In: Phys. Rev. C 96.3 (2017), p. 035806.
- [9] Κ.Ν. Παπανικόλας. Κβαντική θεωρία πολλών σωμάτων. NKUA, 2004.
- [10] A. Ridha. "Chapter Two (Binding Energy & Nuclear Models)". In: Jan. 2016, pp. 12–40.
- [11] S.M. Wong. Introductory nuclear physics. John Wiley and Sons, 2008.
- [12] Maria-Andriana Martinou. "Nucleon-nucleon interaction in stable and unstable nuclei". PhD thesis. National Technical University of Athens, 2018.
- [13] C.A. Bertulani. Nuclear physics in a nutshell. Princeton University Press, 2007.
- [14] S.A. Ebrahiem and H.A. Zghaier. "Estimation of geometrical shapes of mass-formed nuclei ($A=102-178$) from the calculation of deformation parameters for two elements (Sn & Yb)". In: J. Phys. Conf. Ser. Vol. 1003. IOP Publishing. 2018, p. 012095.
- [15] A. Zyriliou et al. "A study of some aspects of the nuclear structure in the even–even Yb isotopes". In: Eur. Phys. J. Plus 137.3 (2022), p. 352.
- [16] A. Martinou et al. "The islands of shape coexistence within the Elliott and the proxy-SU(3) Models". In: Eur. Phys. J. A 57.3 (2021), pp. 1–32.
- [17] K.S. Krane. Introductory nuclear physics. John Wiley and Sons, 1991.

- [18] Z.Y. Li et al. "High-spin states in ^{156}Yb and structure evolutions at large angular momenta in even-A Yb isotopes". In: *Phys. Rev. C* 77.6 (2008), p. 064323.
- [19] H.S. El-Gendy. "Nuclear structure of even-even Ytterbium isotopes $^{166-176}\text{Yb}$ ". In: *Nucl. Phys. A.* 1001 (2020), p. 121883.
- [20] G. R. Satchler. *Introduction to nuclear reactions*. Macmillan International Higher Education, 1990.
- [21] Ahmed Chalil. "Nuclear structure of the neutron-rich nuclei ^{140}Ba and ^{180}Hf ". PhD thesis. National and Kapodistrian University of Athens, 2020. DOI: [10.12681/eadd/47608](https://doi.org/10.12681/eadd/47608).
- [22] M. Klute. *Gamma Decay*. Online; accessed 2022-01-25. Mar. 2021.
- [23] K. Alder and A. Winther. "Theory of coulomb excitation". In: *Phys. Rev.* 96 (1954), p. 237.
- [24] A. Zyriliou, A. Khaliel, and T.J. Mertzimekis. "On the Experimental Investigation of the Angular Distributions in the Reaction $^{112}\text{Cd}(p, \gamma)^{113}\text{In}$ ". In: *HNPS Adv. Nucl. Phys.* 26 (2019), pp. 189–192.
- [25] G. Gilmore. *Practical gamma-ray spectroscopy*. John Wiley & Sons, 2008.
- [26] T. Daniel. *Nuclear structure studies of low-lying states in ^{194}Os using fast-timing coincidence gamma-ray spectroscopy*. University of Surrey (United Kingdom), 2017.
- [27] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [28] Γιώργος Σπ. Τόμπρας. *ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ. ΔΙΑΛΟΓΟΣ*, 2006.
- [29] Department of physics. University of Warwick.
url: <https://is.gd/nNAIAX>.
- [30] Aikaterini Zyriliou. *Spectroscopic Study of Mid-Weight Nuclei with Emphasis on Angular Distributions*. NKUA, 2018.
- [31] Rajaneesh D. *High Resolution Gamma Ray Spectroscopy*.
url: <https://is.gd/9WhZMM>.
- [32] Department of Physics The University of Liverpool. *Absolute efficiency*.
url: <https://is.gd/mKNAup>.
- [33] R.G. Debertin K.; Helmer. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. ISBN 0444871071. North Holland, 1988.
- [34] K. Debertin. "The effect of correlations in the efficiency calibration of germanium detectors". In: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 226.2-3 (1984), pp. 566–568.
- [35] Aage Winther. "Grazing reactions in collisions between heavy nuclei". In: *Nucl. Phys. A.* 572.1 (1994), pp. 191–235.
- [36] A. Winther. A Fortran program for estimating reactions in collision between Heavy Nuclei. <http://personalpages.to.infn.it/nanni/grazing/>.
- [37] A. Khaliel et al. "Experimental study of the 2n-transfer reaction $^{138}\text{Ba}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{140}\text{Ba}$ in the projectile energy range 61–67 MeV". In: *EPL* 128.6 (2020), p. 62001.

- [38] W. Reisdorf. "Heavy-ion reactions close to the Coulomb barrier". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 20.9 (1994), p. 1297.
- [39] IFIN-HH. 9 MV FN Pelletron Tandem Accelerator.
url: https://tandem.nipne.ro/9MV_Pelletron.php.
- [40] IFIN-HH. The ROSPHERE γ -ray spectroscopy array.
url: <https://tandem.nipne.ro/rosphere.php>.
- [41] D. Bucurescu et al. "The ROSPHERE γ -ray spectroscopy array". In: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 837 (2016), pp. 1–10.
- [42] P.K. Sahu et al. "Evidence for correlated pair transfer of valence nucleons in multiparticle stripping channels in the $^{18}\text{O}+^{174}\text{Yb}$ reaction". In: *Phys. Rev. C* 64.1 (2001), p. 014609.
- [43] Dulieu, C., Kellett, M.A., and Mougeot, X. "Dissemination and visualisation of reference decay data from Decay Data Evaluation Project (DDEP)". In: *EPJ Web Conf.* 146 (2017), p. 07004. DOI: [10.1051/epjconf/201714607004](https://doi.org/10.1051/epjconf/201714607004).
- [44] T.J. Mertzimekis. Calculate the Coulomb barrier.
url: <http://mertzimekis.gr/Files/Javas/cbar/cbar.html>.
- [45] R. Bass. "Fusion of heavy nuclei in a classical model". In: *Nucl. Phys. A.* 231.1 (1974), pp. 45–63.
- [46] G.D. Dracoulis et al. "Structure of two-, four-, and six-quasiparticle isomers in ^{174}Yb and K-forbidden decays". In: *Phys. Rev. C* 71.4 (2005), p. 044326.
- [47] N.J. Ncapayi et al. "Characterization of quasiparticle states at and beyond stability in ytterbium isotopes: Spectroscopy of ^{175}Yb , ^{176}Yb and ^{177}Yb ". In: *Eur. Phys. J. A* 26.2 (2005), pp. 265–269.
- [48] Ann-Cecilie Larsen et al. "Evidence for the Dipole Nature of the Low-Energy γ Enhancement in ^{56}Fe ". In: *Phys. Rev. Lett.* 111.24 (2013), p. 242504.
- [49] I. Poltoratska et al. "Pygmy dipole resonance in ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. C* 85.4 (2012), p. 041304.
- [50] T. Daniel et al. "Prompt Response Function (PRF) of Lifetime Measurement in the 2+ State of ^{192}Os Nuclei Energy Levels from Triple-Gamma Coincidence Techniques". In: *J. Nig. Soc. Phys. Sci.* (2020), pp. 257–261.
- [51] N. Mărginean et al. "In-beam measurements of sub-nanosecond nuclear lifetimes with a mixed array of HPGe and $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ detectors". In: *Eur. Phys. J. A* 46.3 (2010), pp. 329–336.

Παράρτημα Α

Το λογισμικό

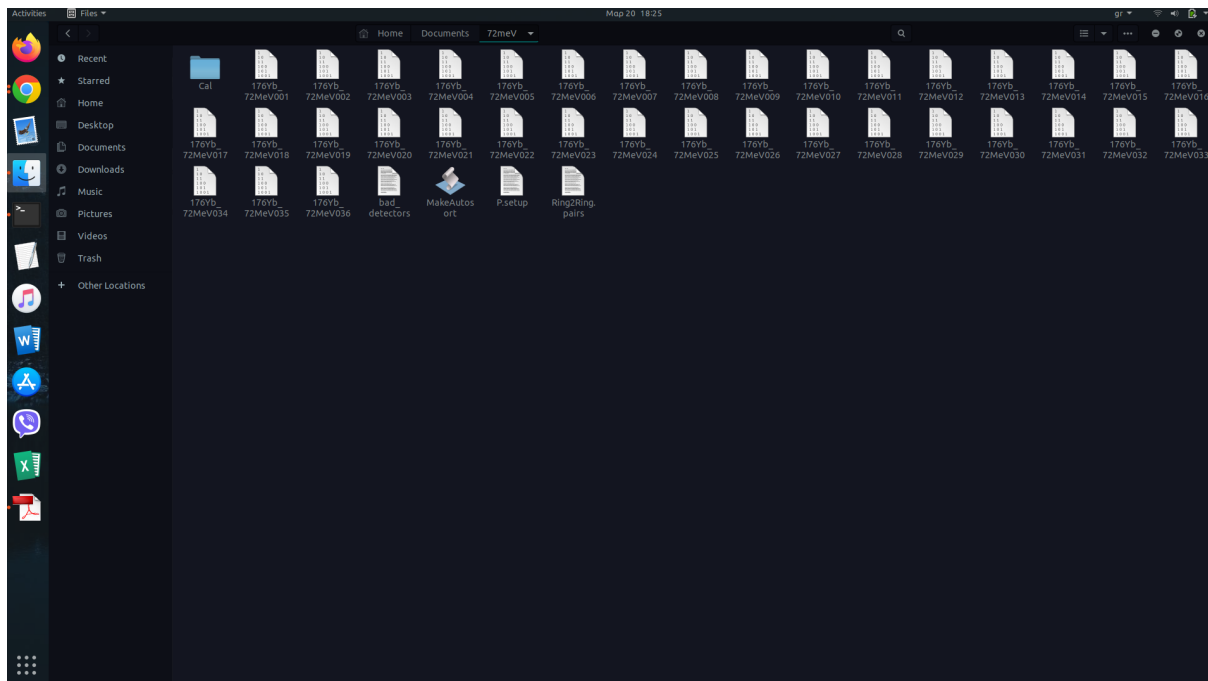
Για την ανάλυση όλων των πειραματικών δεδομένων έγινε με την χρήση του λογισμικού GASPware. Το πρόγραμμα αυτό είναι διαθέσιμο από το εργαστήριο IFIN-HH με βασικό σκοπό την ανάλυση των φασμάτων που προκύπτουν από την πειραματική διαδικασία. Για να μπορέσει να λειτουργήσει χρειάζεται λειτουργικό περιβάλλον Linux ή MacOS, στην παρούσα περίπτωση το λειτουργικό σύστημα που χρησιμοποιήθηκε ήταν το Linux και πιο συγκεκριμένα η έκδοση Linux Ubuntu 20.04.4 LTS.

Αρχικά για την ανάλυση του κάθε φάσματος φτιάχνεται ένας φάκελος, ο οποίος περιέχει όλα τα αρχεία των διαφορετικών RUN του εκάστοτε φάσματος. Επίσης πρέπει να υπάρχουν οπωσδήποτε τα εξής τρία αρχεία στο φάκελο:

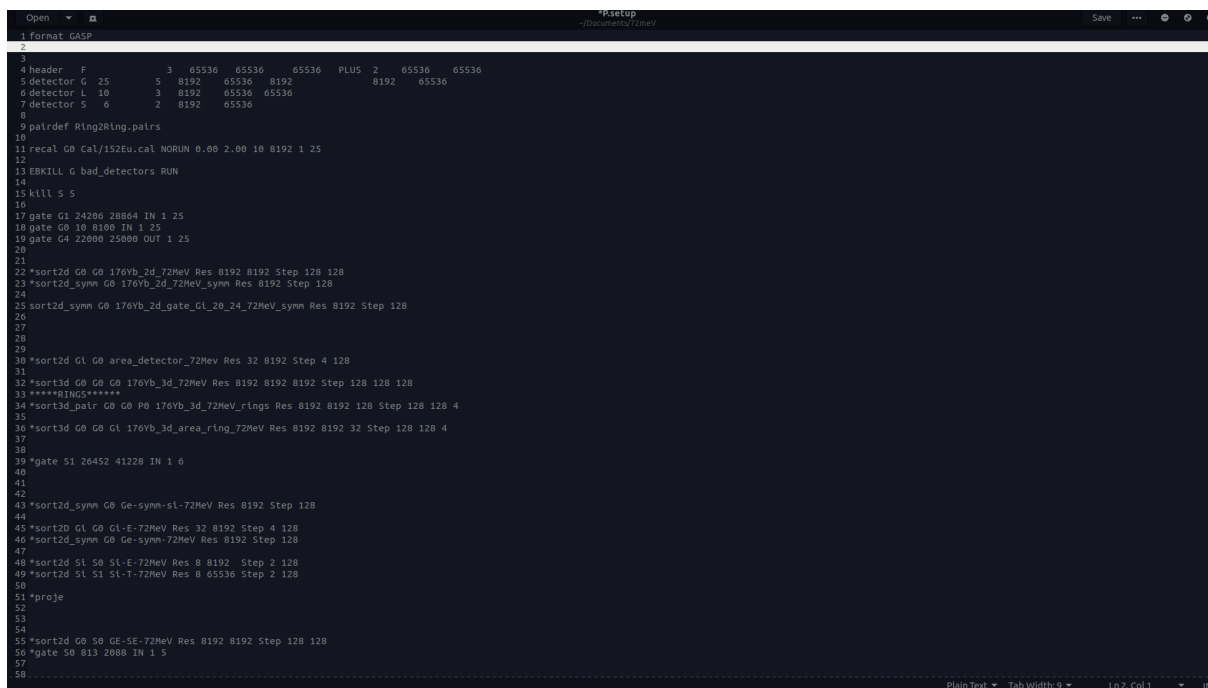
- ▶ Φάκελος Cal: Στο φάκελο αυτό περιέχονται οι βαθμονομήσεις των ανιχνευτών. Ο φάκελος αυτός δίνεται από το προσωπικό του εργαστηρίου και κατά την διάρκεια των αναλύσεων ο φάκελος αυτός δεν τροποποιείται
- ▶ MakeAutosort: Το αρχείο αυτό χρησιμοποιείται για να δημιουργήσει ένα executable Autosort.
- ▶ "name".setup: Αποτελεί το τρέξιμο αρχείο, από εδώ διαβάζει τις πληροφορίες το Autosort όταν τρέξει.

Εκτός από τα παραπάνω αρχεία στην παρούσα περίπτωση χρησιμοποιήθηκαν και δύο επιπλέον:

- ▶ bad_detectors: Τα αρχεία αυτά έχει μορφή που φαίνεται στην Εικ. [A.1](#). Το αρχείο αυτό αφαιρεί από τα τρέξιμα αρχεία τα RUN τα οποία είτε είναι άδεια αρχεία είτε έχουν κακή στατιστική και είναι απαραίτητο να αφαιρεθούν από το ολικό φάσμα διότι θα χαλάσουν τη μορφή και την στατιστική του.
- ▶ Ring2Ring.pair: Το αρχείο αυτό είναι απαραίτητο να υπάρχει αν κατά την ανάλυση χρειάζονται φάσματα για το κάθε δακτύλιο (Ring).



Εικόνα Α .1: Τυπικό παράδειγμα μορφής φακέλου για την ανάλυση φασμάτων με το λογισμικό του GASPware.



Εικόνα Α .2: Τυπικό παράδειγμα αρχείου setup.

Στην ανάλυση των δεδομένων για την παρούσα εργασία έγινε χρήση τριών διαφορετικών sorting:

```
Open | bad_detectors
~/Documents/ptyxaki/RUNG/176_Vb_69MeV
1 176Vb_69MeV001
2 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
3 176Vb_69MeV002
4 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
5 176Vb_69MeV003
6 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
7 176Vb_69MeV004
8 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
9 176Vb_69MeV005
10 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
11 176Vb_69MeV006
12 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
13 176Vb_69MeV007
14 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
15 176Vb_69MeV008
16 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
17 176Vb_69MeV009
18 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
19 176Vb_69MeV010
20 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
21 176Vb_69MeV011
22 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
23 176Vb_69MeV012
24 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
25 176Vb_69MeV013
26 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
27 176Vb_69MeV014
28 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
29 176Vb_69MeV015
30 5 6 7 8 9 15 16 17 18 19
31
```

Εικόνα Α .3: Τυπικό αρχείο bad_detectors.

```
Open | Autosort
~/Documents/ptyxaki/RUNG/176_Vb_69MeV
1 /home/margarita/Documents/ptyxaki/GASware/bin/gsort << echo
2 1 setup
3 5 12
4 0
5 176Vb_69MeV001
6 16
7 N
8 Y
9 176Vb_69MeV002
10 16
11 N
12 Y
13 176Vb_69MeV003
14 16
15 N
16 Y
17 176Vb_69MeV004
18 16
19 N
20 Y
21 176Vb_69MeV005
22 16
23 N
24 Y
25 176Vb_69MeV006
26 16
27 N
28 Y
29 176Vb_69MeV007
30 16
31 N
32 Y
33 176Vb_69MeV008
34 16
35 N
36 Y
37 176Vb_69MeV009
38 16
39 N
40 Y
41 176Vb_69MeV010
42 16
43 N
44 Y
45 176Vb_69MeV011
46 16
47 N
48 Y
49 176Vb_69MeV012
50 16
51 N
52 Y
53 176Vb_69MeV013
54 16
55 N
56 Y
```

Εικόνα Α .4: Τυπικό παράδειγμα αρχείου Autosort.

- sort2d Gi G0 name_of_the_file Res 32 8192 Step 4 128: Αυτό το 2D sort χρησιμοποιήθηκε για τα δεδομένα των αποδοσεων των ανιχνευτών. Η μορφή αυτή παράγει ένα

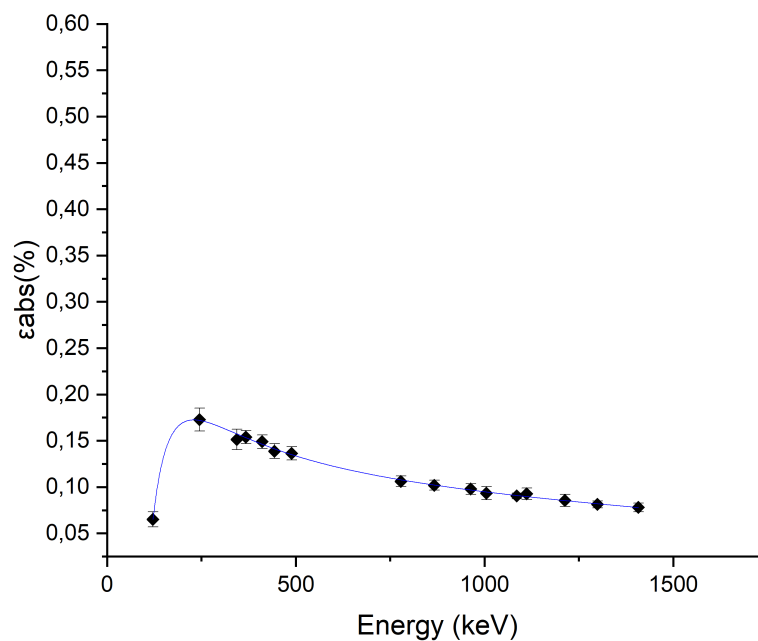
ιστόγραμμα με τα συνολικά καταγεγραμμένα γεγονότα του κάθε ανιχνευτή. Με κατάλληλο gate πάνω στο κάθε διαφορετικό ιστόγραμμα ανοίγει το φάσμα που κατέγραψε ο κάθε διαφορετικός ανιχνευτής.

- ▶ `sort2d_symm G0 name_of_the_file Res 8192 Step 128`: Αυτό το 2D sort χρησιμοποιήθηκε στα φάσματα που προέκυψαν από το κύριως μέρος του πειράματος. Με τα φάσματα αυτά πραγματοποιήθηκε όλη η διαδικασία φασματοσκοπίας του πειράματος, αλλά και οι μετρήσεις των επιθυμητών αποδιεγέρσεων γ.
- ▶ `sort3d_pair G0 G0 P0 name_of_the_file Res 8192 8192 128 Step 128 128 4`: Αυτό το 3D sort χρησιμοποιήθηκε στις μετρήσεις που σχετίζονταν με τους δακτυλίους. Πιο συγκεκριμένα, δημιουργεί ένα 3D πίνακα, με δύο συνιστώσες που αφορούν μετρήσεις ενέργειας (σε σύμπτωση) και μία που αφορά το δακτύλιο, δηλαδή τη γωνία. Στη συνέχεια ανοίγοντας το αρχείο αυτό σε περιβάλλον `cmat` του GASPware κατασκευάζονται τα φάσματα γ-γ σύμπτωσης για τον κάθε δακτύλιο.

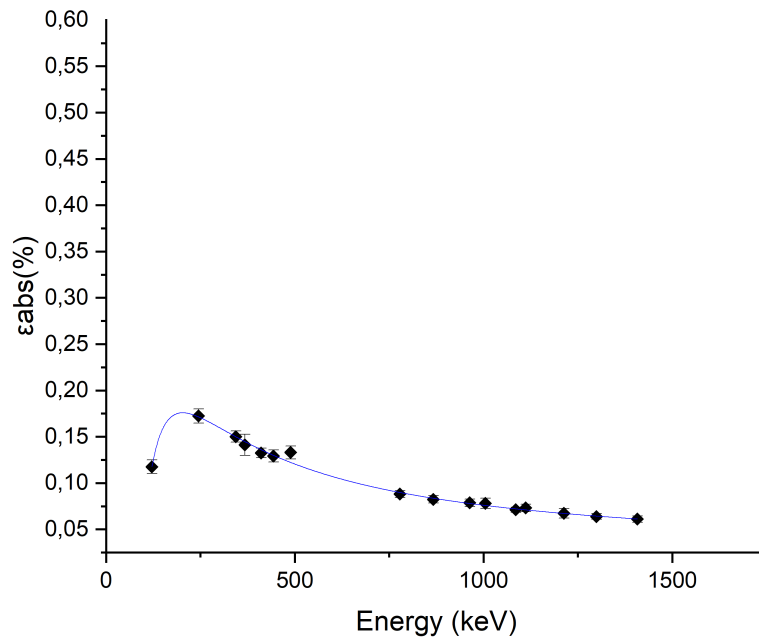
Παράρτημα Β

Αποδόσεις ανιχνευτών

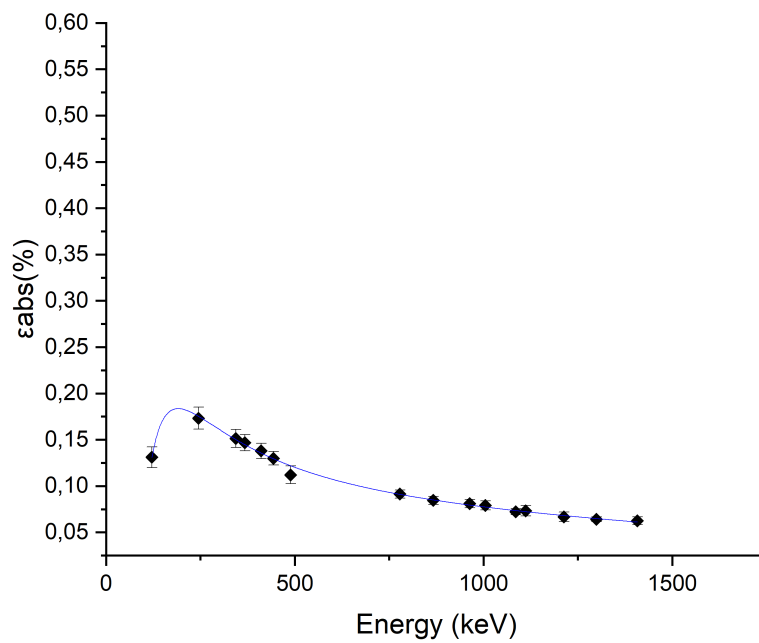
Σε αυτό το παράρτημα θα τοποθετηθούν τα διαγράμματα αποδόσεων με προσαρμοσμένη την κατάλληλη καμπύλη Debertin 2.63 για την κάθε διαφορετική περίπτωση για τους 15 ανιχνευτές του ανιχνευτικού συστήματος του ROSHERE.



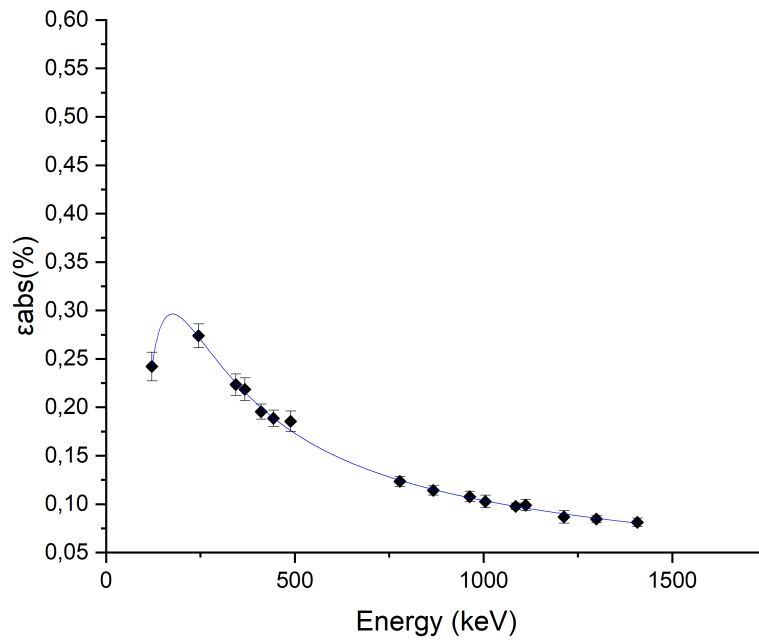
Εικόνα Β .1: Διάγραμμα απόδοσης του 1ου ανιχνευτή.



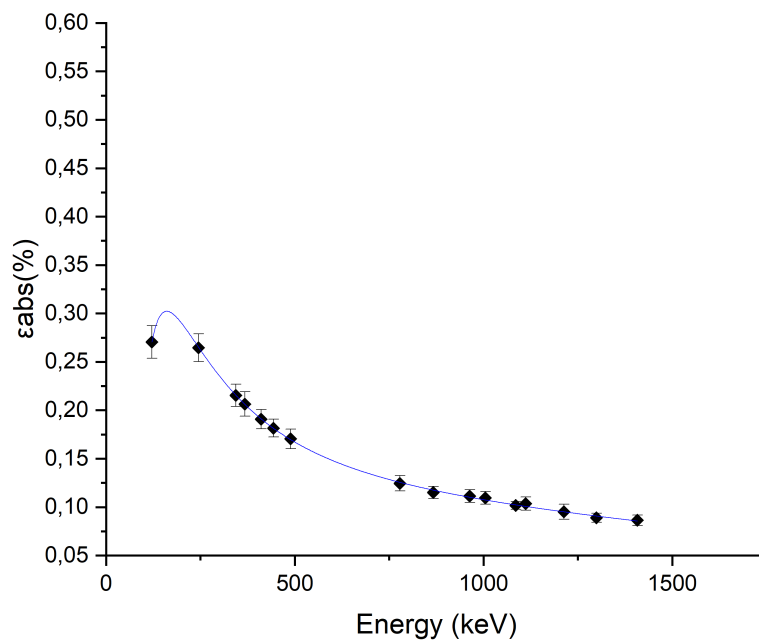
Εικόνα Β .2: Διάγραμμα απόδοσης του 2ου ανιχνευτή.



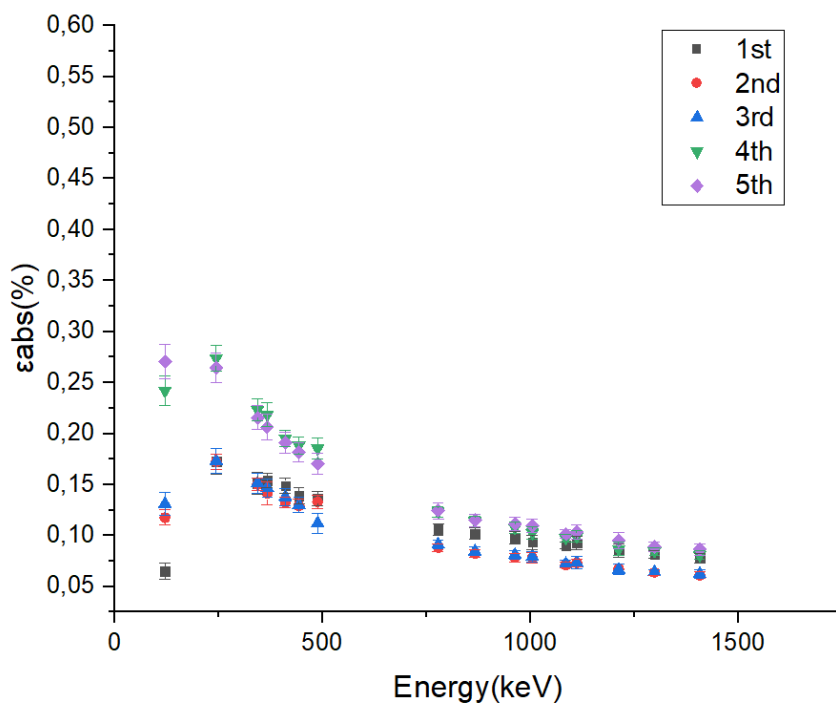
Εικόνα Β .3: Διάγραμμα απόδοσης του 3ου ανιχνευτή.



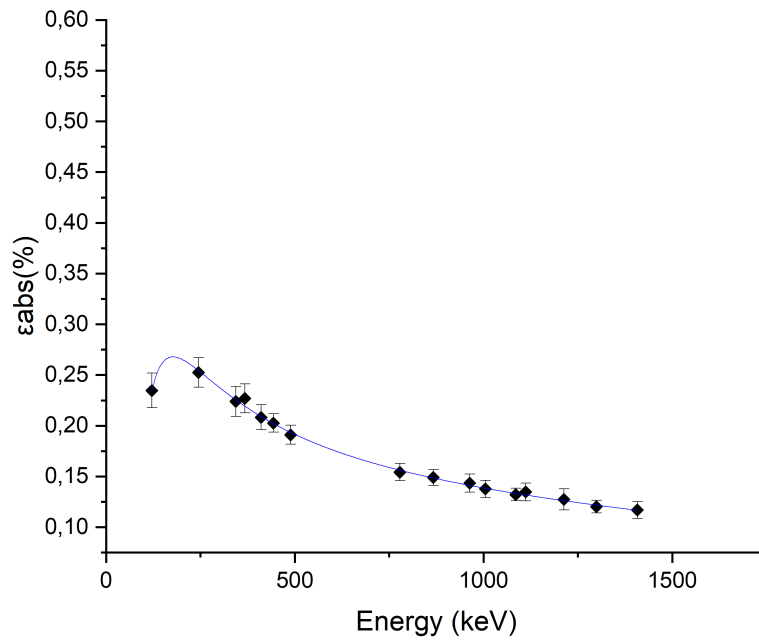
Εικόνα Β .4: Διάγραμμα απόδοσης του 4ου ανιχνευτή.



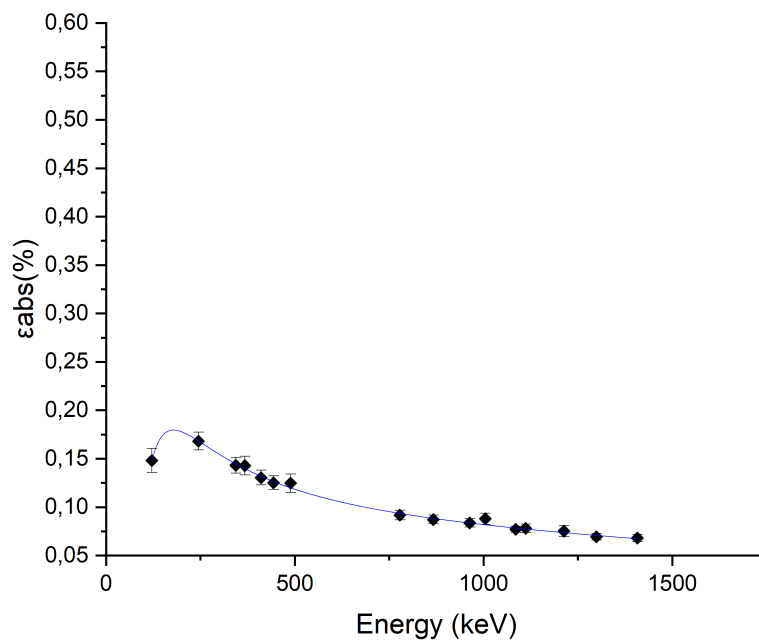
Εικόνα Β .5: Διάγραμμα απόδοσης του 5ου ανιχνευτή.



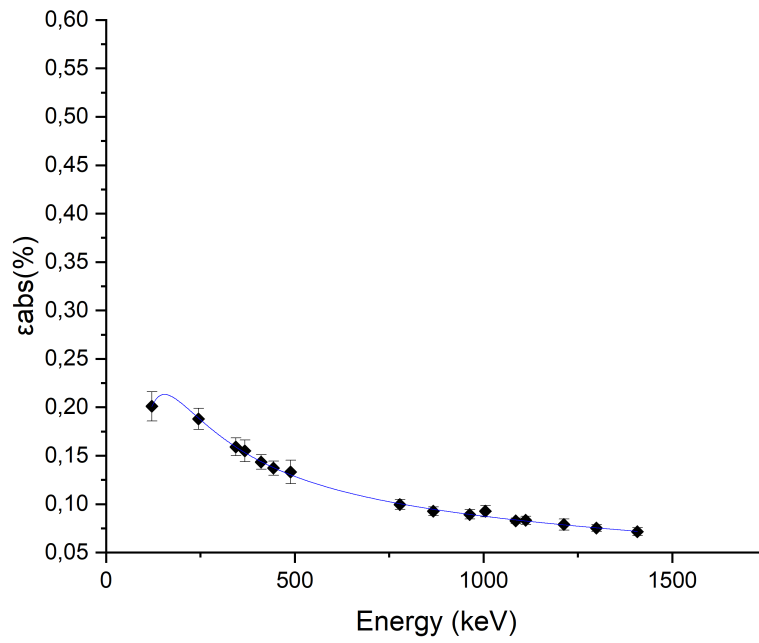
Εικόνα Β.6: Διάγραμμα που περιέχει τα δεδομένα των αποδόσεων των ανιχνευτών του πρώτου δακτυλίου (Ring).



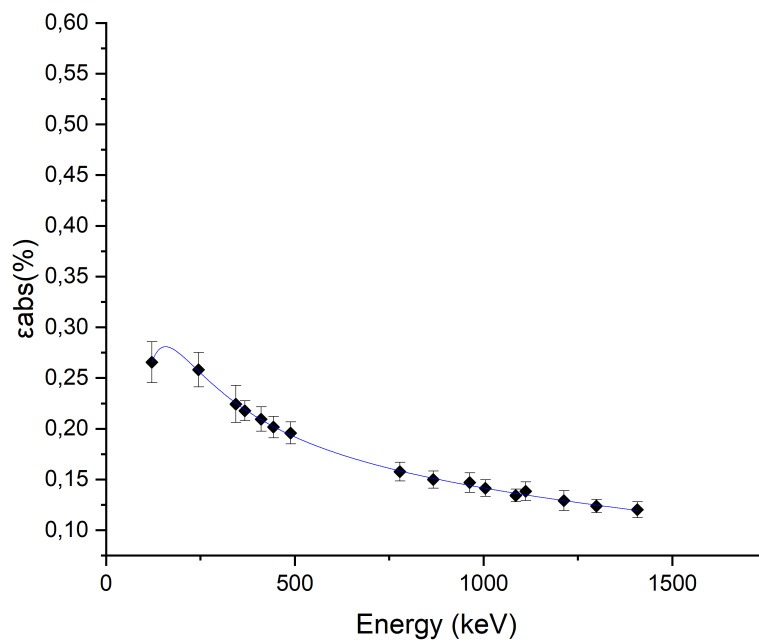
Εικόνα Β .7: Διάγραμμα απόδοσης του 11ου ανιχνευτή.



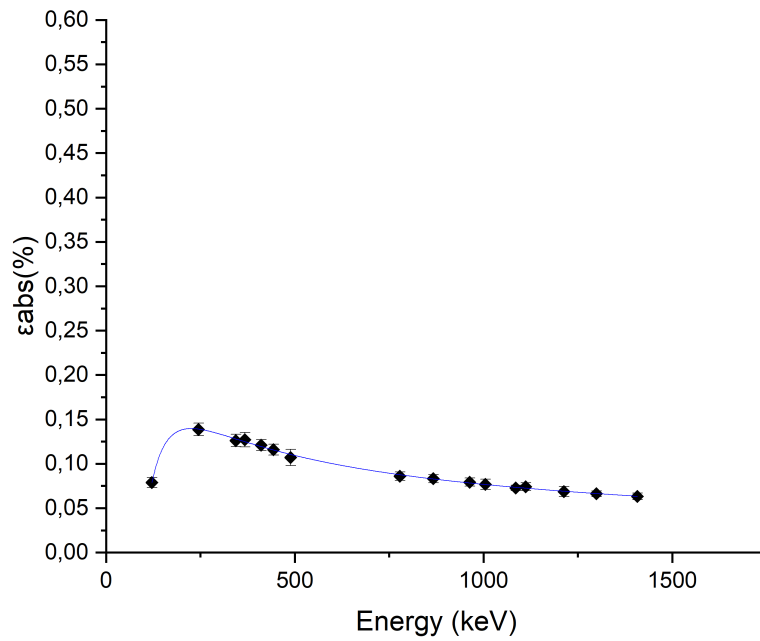
Εικόνα Β .8: Διάγραμμα απόδοσης του 12ου ανιχνευτή.



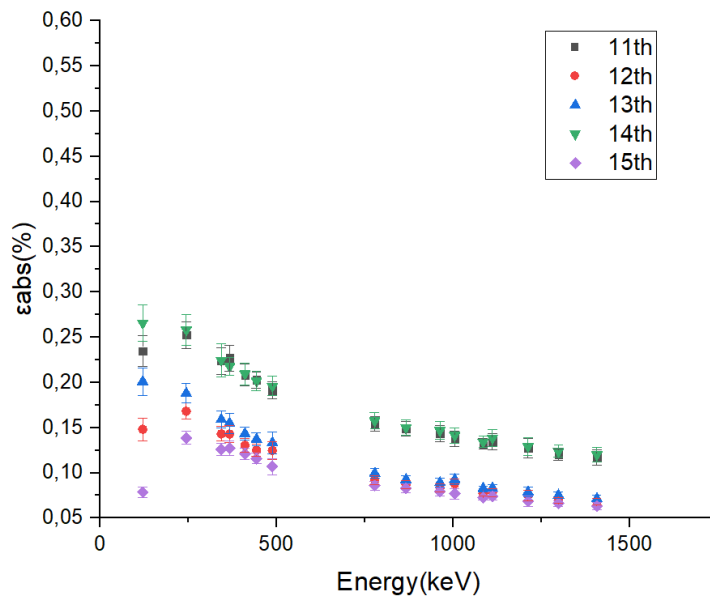
Εικόνα Β .9: Διάγραμμα απόδοσης του 13ου ανιχνευτή.



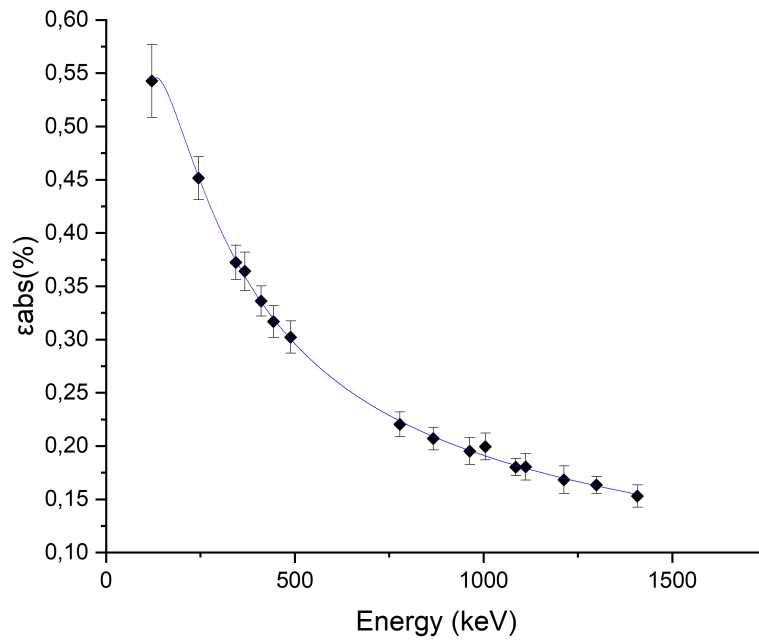
Εικόνα Β .10: Διάγραμμα απόδοσης του 14ου ανιχνευτή.



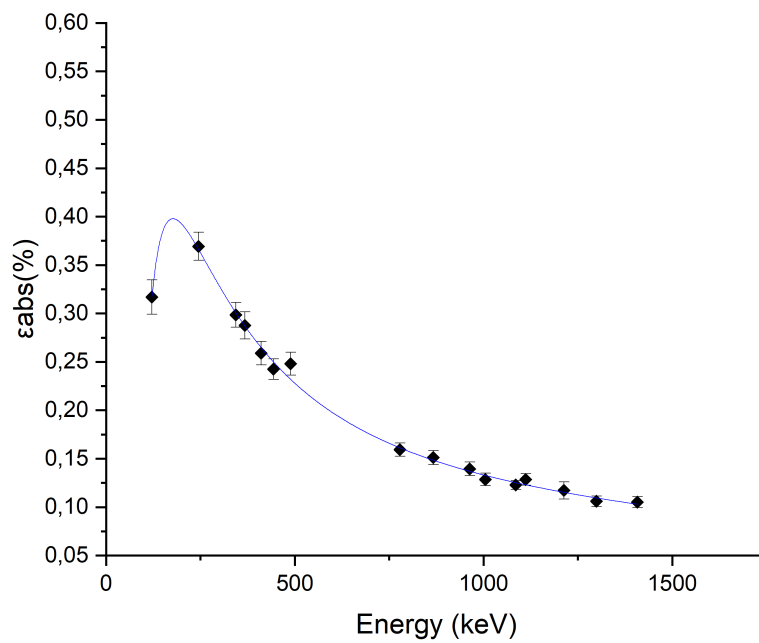
Εικόνα Β .11: Διάγραμμα απόδοσης του 15ου ανιχνευτή.



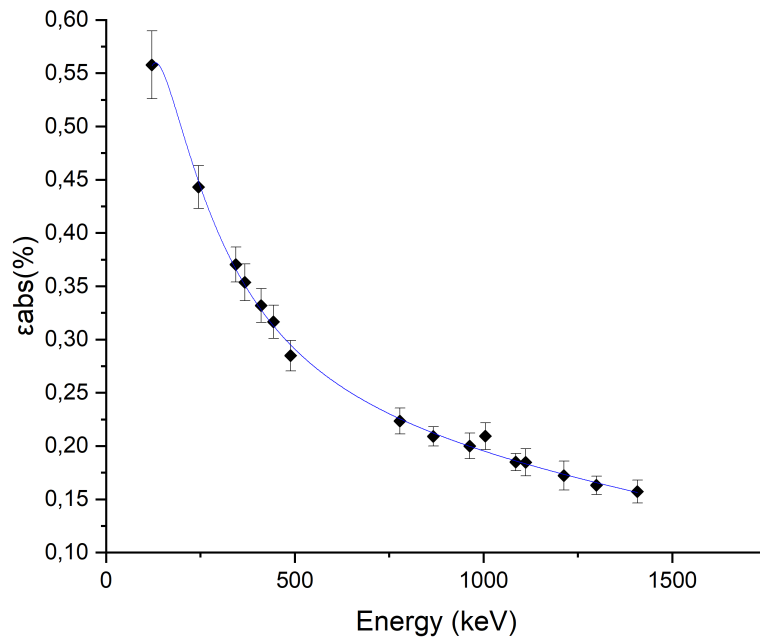
Εικόνα Β .12: Διάγραμμα που εμπεριέχει τα δεδομένα των αποδόσεων των ανιχνευτών του τρίτου δακτυλίου (Ring).



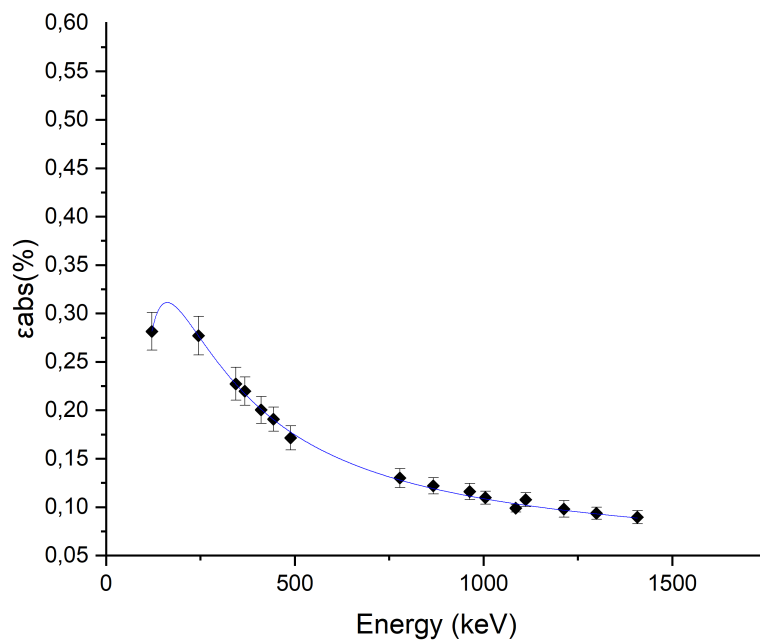
Εικόνα Β .13: Διάγραμμα απόδοσης του 21ου ανιχνευτή.



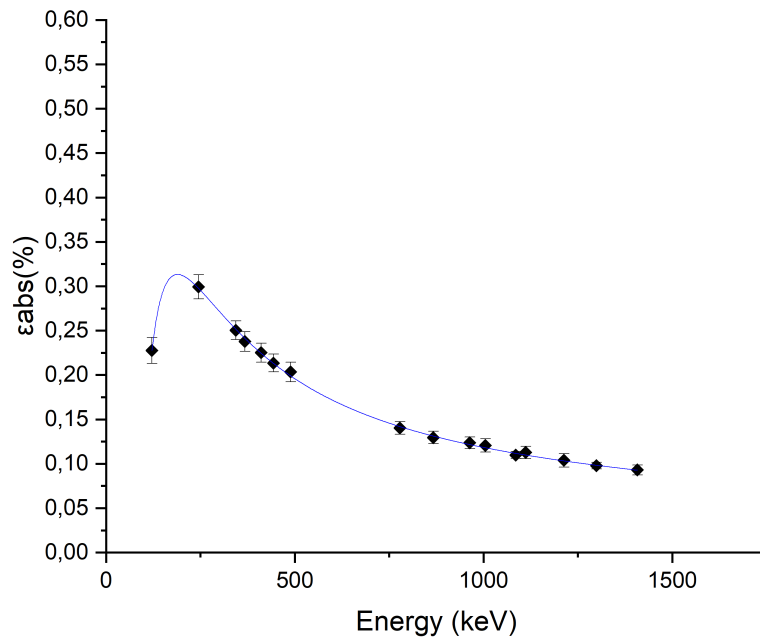
Εικόνα Β .14: Διάγραμμα απόδοσης του 22ου ανιχνευτή.



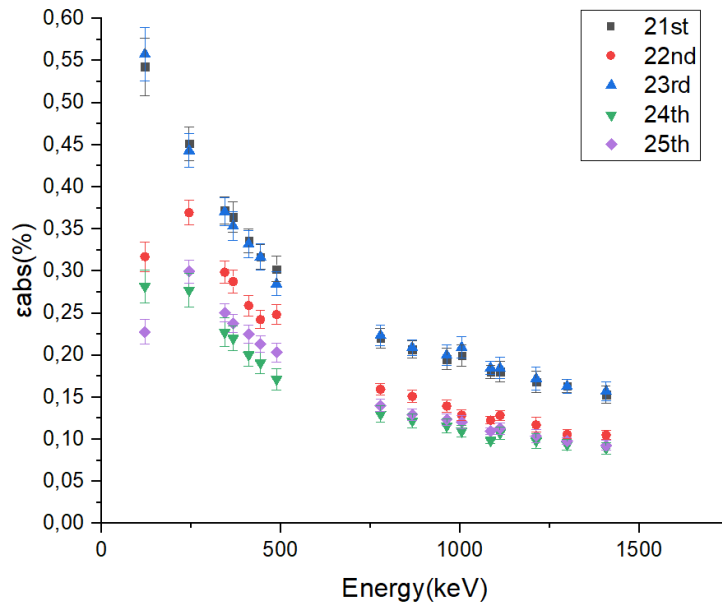
Εικόνα Β .15: Διάγραμμα απόδοσης του 23ου ανιχνευτή.



Εικόνα Β .16: Διάγραμμα απόδοσης του 24ου ανιχνευτή.



Εικόνα Β .17: Διάγραμμα απόδοσης του 25ου ανιχνευτή.



Εικόνα Β .18: Διάγραμμα που περιέχει τα δεδομένα των αποδόσεων των ανιχνευτών του πέμπτου δακτυλίου (Ring).