

Σχολή Θετικών Επιστήμων Τμήμα Φύσικης

Μεταπτγχιακό Διπλώμα Ειδικέγσης

Διπλωματική Εργάσια

Φασματοσκοπική Μελέτη Μεσοβαρών Πυρήνων με Έμφαση στις Γωνιακές Κατανομές

> Αικατερίνη Ζυρίλιου ΑΜ: 201617

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή: Θεόδωρος Μερτζιμέκης, Επίκουρος Καθηγητής, ΕΚΠΑ (επιβλέπων) Ευστάθιος Στυλιάρης, Αναπληρωτής Καθηγητής, ΕΚΠΑ Αναστάσιος Λαγογιάννης, Ερευνητής Β', ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"

Ιούνιος, 2018

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



http://nustrap.magneticmoments.info

Φασματοσκοπική Μελέτη Μεσοβαρών Πυρήνων με Έμφαση στις Γωνιακές Κατανομές

Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών Τμήμα Φυσικής

Αικατερίνη Ζυρίλιου

Περίληψη

Στη παρούσα εργασία έγινε προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης 112 Cd $(p, \gamma)^{113}$ In. Το πείραμα διεξήχθη στο Εργαστήριο του Επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". Η αντίδραση μελετήθηκε σε τέσσερις ενέργειες δέσμης E_p =2.8, 3.0, 3.2, και 3.4 MeV. Πρόκειται για χαμηλές ενέργειες, που καλύπτουν σημαντικό τμήμα του παραθύρου Gamow. Στο πείραμα χρησιμοποιήθηκε λεπτός στόχος 112 Cd πάχους 1.2 mg/cm² και συλλέχθηκαν φάσματα σε 8 διαφορετικές γωνίες με τη χρήση 4 ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου HPGe. Για τις ανάγκες του πειράματος, εφαρμόστηκαν δύο τεχνικές, η άμεση ενεργοποίηση (in-beam) και η μέθοδος ενεργοποίησης κατόπιν ακτινοβόλησης (Activation). Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μόνο για την πρώτη διαδικασία. Η ανάλυση των φασμάτων παρείχε όλα τα απαραίτητα δεδομένα για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Τα πειραματικά αποτελέσματα τέθηκαν σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς της θεωρίας Hauser-Feshbach με τη βοήθεια του κώδικα TALYS.

Spectroscopic Study of Mid-Weight Nuclei with Emphasis on Angular Distributions

National and Kapodistrian University of Athens Department of Physics

Aikaterini Zyriliou

Abstract

The reaction ${}^{112}\text{Cd}(p,\gamma){}^{113}\text{In}$ was studied at four proton beam energies partly inside the Gamow window $E_p=2.8, 3.0, 3.2, 3.4$ MeV. The purpose of the experiment was to study the total cross section and the angular distribution of the de–exciting nuclei. The measurements were carried out at the 5.5 MV T11 Van de Graaff Tandem accelerator of the Institute of Nuclear Physics of the National Center for Scientific Research (NCSR) "Demokritos". Four HPGe detectors were placed on a motor–driven table that could rotate. This way, gamma spectra were measured at eight angles with respect to the beam direction. At each angle, two different gamma spectra per detector were taken. We used a thin target of 112 Cd (1.2 mg/cm²) and total cross sections were obtained via the subsequent data analysis for the in–beam method. The resulting cross sections were compared to Hauser– Feshbach calculations using the code TALYS.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να πω ένα τεράστιο ευχαριστώ στον επιβλέποντα Επίκουρο Καθηγητή Δρ. Θεόδωρο Μερτζιμέκη που από την πρώτη μέρα που γνωριστήκαμε με αγκάλιασε και με υποδέχτηκε στην οικογένεια του NuSTRAP group. Παρ' όλες τις δυσκολίες που αντιμετωπίσαμε, ήταν δίπλα μου και με την ετοιμότητα και την ευελιξία που τον διακατέχουν καταφέραμε να έχουμε μια τέλεια συνεργασία. Θεωρώ ότι είμαι πολύ τυχερή που συνεργάστηκα μαζί του και έμαθα τόσα πολλά καθώς με ενέπνευσε να αγαπήσω ακόμα περισσότερο την πειραματική Πυρηνική Φυσική.

Ευχαριστώ το προσωπικό του Ινστιτούτο Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Ερευνών Φυσικών Επιστημών (Ε.Κ.Ε.Φ.Ε) "Δημόκριτος" για τη συμβολή τους κατά την εκτέλεση της παρούσας πειραματικής μελέτης.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα Άχμεντ Χαλήλ για την πολύτιμη βοήθεια του και την καθοδήγηση του σε σημαντικά κομμάτια της παρούσας εργασίας. Την μεταπτυχιακή φοιτήτρια Μαριλένα Λυκιαρδοπούλου, τον υποψήφιο διδάκτορα στο Πανεπιστήμιο της Βόννης και εξάδελφο μου Χρήστο Βεργή για την υπομονή του και βοήθεια του σε όποια υπολογιστικά κολλήματα αντιμετώπισα καθώς και όλη την ερευνητική ομάδα NuSTRAP.

Δεν θα μπορούσα να μην ευχαριστήσω τους γονείς μου Αντώνη και Ξένια για την υποστήριξη και αγάπη τους όλα αυτά τα χρόνια, καθώς είναι πάντα δίπλα μου σε ό,τι επιλέγω να κάνω.

Αφιερώνω αυτή την εργασία στο Βασίλη.

Περιεχόμενα

1	Θεωρητικό Υπόβαθρο						
	1.1	Πυρηνικές Αντιδράσεις	9				
		1.1.1 Άμεσες Αντιδράσεις	0				
		1.1.2 Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα	2				
	1.2	Πυρηνική Δομή	5				
		1.2.1 Διεγερμένες Καταστάσεις Πυρήνα	5				
		1.2.2 Αποδιέγερση γ 10	6				
		1.2.3 Ισομερείς Καταστάσεις 10	6				
		1.2.4 Χρόνος Ζωής - Lifetime	7				
		1.2.5 Στοιχεία Μετάβασης	8				
		1.2.6 Ισχύς ανάσχεσης 20	0				
	1.3	Γωνιακή κατανομή ακτίνων γ	1				
	1.4	Ενεργός Διατομή σ - Cross Section	3				
	1.5	5 Πυρηνοσύνθεση					
		$1.5.1$ $p-\Pi$ υρήνες	0				
		1.5.2 Μοντέλο Hauser-Feshbach	0				
		1.5.3 Н хаталоµή Gamow	2				
2	Πει	ραματική Διάταξη 34	4				
	2.1	Ο Επιταχυντής Tandem van de Graaff	4				
		2.1.1 Γενικά Στοιχεία	4				
		2.1.2 Γεννήτρια Van de Graaff	7				
		2.1.3 Πηγή Duoplasmatron Off-axis	8				
	2.2	Ανιχνευτική Διάταξη 3	9				
		2.2.1 Γενικά Χαρακτηριστικά Ανιγνευτών HPGe	9				
		2.2.2 Γωνιομετρική Τράπεζα και Ανιχνευτές	1				
		2.2.3 Θάλαμος Σχέδασης	3				
	2.3 Στόγος						
	2.4	Ηλεκτρονικά	5				
		2.4.1 Προενισχυτής 40	6				

		2.4.2	Ενισχυτής	46
		2.4.3	Διευχρινιστής	47
		2.4.4	Πολυχαναλικός αναλυτής (MCA)	48
		2.4.5	Μετατροπέας αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (The analog to	
			digital converter, ADC)	49
		2.4.6	Υπολογιστής Λήψης Δεδομένων, DAQ	50
	2.5	Τεχνιλ	κές Μέτρησης	50
		2.5.1	In-beam μέθοδος	50
		2.5.2	Μέθοδος ενεργοποίησης - Activation	51
3	και Αποτελέσματα	52		
	3.1	Ανάλυ	ση	52
		3.1.1	Βαθμονόμηση Ανιχνευτή	52
		3.1.2	Υπολογισμός Απόδοσης Ανιχνευτή	56
		3.1.3	Υπολογισμός Φορτίου Δέσμης	63
		3.1.4	Υπολογισμός Συγχομιδής (Yield)	63
		3.1.5	Υπολογισμός Γωνιαχών Κατανομών	64
		3.1.6	Υπολογισμός Ενεργών Διατομών	65
	3.2	Η αντί	δραση 112 Cd $(p, \gamma)^{113}$ In	66
	3.3	Γωνια	κές Κατανομές	70
		3.3.1	Φωτοχορυφή 1024.3 keV	71
		3.3.2	Φωτοχορυφή 1131.5 keV	73
		3.3.3	Φωτοχορυφή 1191.1 keV	75
		3.3.4	Φωτοχορυφή 1509.04 keV	77
	3.4	Ενεργε	ές Διατομές	79
	3.5	Ο Κώ	δικας ΤΑLYS	79
4	Σύι	νοψη-Σ	Συμπεράσματα	82
п	αραρ	τήματ	α	84
	ПAН	PAPTH	ΜΑ Α: Εξασθένιση Δέσμης	85
	ΠAF	PAPTH	ΜΑ Β: Κινηματική Πυρηνικών Αντιδράσεων	86
B	ιβλιο	γραφί	α	91
K	ατάλ	ογος	Σχημάτων	93
K	ατάλ	oroc	Πινάχων	95
		~ ~ ~ .		55

Κεφάλαιο 1 Θεωρητικό Υπόβαθρο

1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Μία πυρηνική αντίδραση προχαλείται με τον βομβαρδισμό ενός ακίνητου στόχου από υλικό, το οποίο περιέχει ένα συγκεκριμένο πυρήνα που θέλουμε να μελετήσουμε (πχ. ¹⁰⁷Ag), με μία δέσμη ουδετερονίων, φωτονίων ή φορτισμένων σωματιδίων (πρωτόνια, σωμάτια α ή βαριά ιόντα) συγκεκριμένης κινητικής ενέργειας. Η κινητική ενέργεια με την οποία εκπέμπονται οι πυρήνες και η διεύθυνση εκπομπής τους δίνουν πληροφορίες σχετικά με τη δομή του πυρηνικού συστήματος. Μία πυρηνική αντίδραση αποδίδεται συμβολικά ως εξής:

$$a + A \rightarrow b + B + Q$$

ή ισοδύναμα

όπου

a: το σωμάτιο βλήμα (της δέσμης)

A: ο πυρήνας στόχος

- b: το σωμάτιο που ανιχνεύεται
- B: ο πυρήνας που δεν παρατηρείται στο πείραμα
- Q: η ενέργεια που εκλύεται ή απορροφάται κατά την αντίδραση

Το κριτήριο με το οποίο χαρακτηρίζεται μία αντίδραση $\alpha + A \rightarrow b + B$ ως ενδόθερμη ή εξώθερμη είναι η ενέργεια των σωματιδίων που απελευθερώνεται κατά την αντίδραση, αναφερόμενη ως τιμή Q (Q-value). Η τιμή Q ισούται με την μεταβολή του αθροίσματος των κινητικών ενεργειών των σωματίων που συγκρούονται, $Q = E_f - E_i$. Μπορεί επίσης να σχετιστεί η τιμή Q με τις μάζες ηρεμίας των σωματίων μέσω της εξίσωσης $E = mc^2$.

$$Q = [m_a + m_A - (m_b + m_B)]c^2$$
(1.1.1)

Αν Q > 0, τότε η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως εξώθερμη, αν Q < 0, τότε η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως ενδόθερμη, ενώ όταν Q = 0, τότε αναφέρεται σε ελαστική σκέδαση.

1.1.1 Άμεσες Αντιδράσεις

Το χοινό χαραχτηριστικό όλων των άμεσων αντιδράσεων (direct reactions) είναι ότι η συνολική διεργασία πραγματοποιείται σε σχετικά μικρό χρόνο, της τάξης των 10⁻²² sec, δηλαδή το προσπίπτον σωμάτιο α διανύει σχετικά γρήγορα το πεδίο του πυρήνα A.



Σχήμα 1.1: Άμεσες Αντιδράσεις [1]

Φυσικά, αν και θα περιοριστούμε κυρίως σε αυτήν την περίπτωση, δεν είναι απαραίτητο να έχουμε μόνο δύο σωμάτια b και B στην τελική κατάσταση. Είναι δυνατόν να έχουμε εκπομπή τριών ή και περισσότερων σωματίων σε μία κρούση. Εάν προσφέρουμε ικανή ενέργεια, είναι δυνατόν τα δύο συγκρουόμενα συστήματα να αποσυντεθούν εντελώς στα συστατικά τους, αν και ένα τέτοιο ενδεχόμενο είναι μάλλον δύσκολο να παρατηρηθεί. Όταν υπάρχει ένας πολύ μεγάλος αριθμός προϊόντων σε μία τέτοιου είδους αντίδραση, η κρούση ονομάζεται συνήθως αντίδραση θρυμματισμού (spallation reaction) [1].

Μερικές από τις αντιδράσεις που μπορούμε να διακρίνουμε είναι:

 Ελαστική Σκέδαση νουκλεονίων ή πυρήνων από άλλα νουκλεόνια ή πυρήνες. Κατά τη διεργασία αυτή, a = b και A = B, ενώ οι εσωτερικές καταστάσεις μένουν αμετάβλητες, οπότε Q = 0 και η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας C.M. είναι η ίδια πριν και μετά τη σκέδαση. Το μόνο που αλλάζει κατά την ελαστική σκέδαση είναι η κινητική ενέργεια και η διεύθυνση του σωματίου a, έτσι η αντίδραση έχει τη γενική μορφή A(a,a)A. Παράδειγμα ελαστικής σκέδασης αποτελεί η αντίδραση ⁶⁰Ni(¹⁶O, ¹⁶O)⁶⁰Ni.

- 2. Μη Ελαστική Σκέδαση η οποία έχει επίσης τη μορφή A(a, a)A* με τη διαφορά ότι το βλήμα μεταφέρει ενέργεια στον πυρήνα-στόχο A, ώστε να εκπεμφθεί σε κάποια από τις διεγερμένες του καταστάσεις, A*. Η κινηματική της αντίδρασης είναι όμοια με την κινηματική της ελαστικής σκέδασης, με μόνη διαφορά ότι η τιμή Q είναι τώρα ίση με -E*, όπου E* είναι η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα A. Η μη ελαστική σκέδαση μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε μέσω πυρηνικής αλληλεπίδρασης ή με μεταφορά ενέργειας μέσω του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου των πυρηνικών συστημάτων a και A. Αν το a είναι πυρήνας, μπορεί αυτό να καταλήξει σε διεγερμένη κατάσταση αντί για το A. Μπορεί επίσης και τα δύο να διεγερθούν σε μία διαδικασία αμοιβαίας διέγερσης.
- 3. Αντιδράσεις ανασυγκρότησης (rearrangement reactions): Κατά τη διέλευση ενός σωματίου a από το πεδίο του πυρήνα A, ένα ή δύο νουκλεόνια του βλήματος είναι δυνατόν να αλληλεπιδράσουν με ένα ή δύο νουκλεόνια του στόχου, αφήνοντας τα υπόλοιπα νουκλεόνια του πυρηνικού συστήματος ανεπηρέαστα.
- 4. Αντιδράσεις υφαρπαγής (capture reactions): Αναφέρονται στην αντίστροφη διαδικασία, στην οποία το βλήμα συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα Α, σχηματίζοντας ένα σύνθετο σύστημα σε διεγερμένη στάθμη. Αυτή η ενέργεια διέγερσης αποβάλλεται με εκπομπή μίας ή περισσότερων ακτίνων γ, A + a → C + γ + Q.

Μη ελαστική αλληλεπίδραση (p, d, p', n, γ)

Οι μη ελαστικές αλληλεπιδράσεις με πρωτόνια υψηλής ενέργειας, παράγουν δευτερογενή σωματίδια, τα οποία συνήθως σταματούν στην περιοχή αλληλεπίδρασης. Το προσπίπτον πρωτόνιο αλληλεπιδρά με τον πυρήνα–στόχο, και έτσι παράγονται φορτισμένα σωματίδια όπως πρωτόνια (p,p), δευτέρια (p,d), σωμάτια άλφα (p,α) ή σκεδαζόμενα πρωτόνια (p,p'). Αυτά τα δευτερογενή προϊόντα, απορροφώνται σταδιακά. Από την αλληλεπίδραση, μπορεί να παραχθούν και μη φορτισμένα σωματίδια όπως γέμμα (p,γ) (για παράδειγμα $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$).

1.1.2 Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα

Θεωρώντας ένα σωματίδιο που προσπίπτει σε ένα πυρήνα-στόχο με παράμετρο χρούσης μιχρή συγχριτικά με την αχτίνα του πυρήνα, τότε υπάρχει μεγάλη πιθανότητα το σωματίδιο να αλληλεπιδράσει με τα νουχλεόνια του στόχου. Το αναχρουόμενο νουχλεόνιο χαι το προσπίπτον σωματίδιο -τώρα με μιχρότερη ενέργεια- μπορούν αντίστοιχα να αλληλεπιδράσουν με αλλά νουχλεόνια του στόχου χαι έτσι η αρχιχή ενέργεια του σωματιδίου που εισήλθε, να μοιραστεί στο σύστημα σωματιδίου-στόχου. Η ενέργεια που μεταφέρθηχε δεν είναι αρχετή ώστε να διαφύγουν τα νουχλεόνια από τον πυρήνα άμεσα. Αυτές οι αντιδράσεις εμφανίζουν ένα ενδιάμεσο στάδιο ανάμεσα στην απορρόφηση του εισερχόμενου σωματιδίου χαι την εχπομπή ενός άλλου (ή χαι περισσότερων), το οποίο ονομάζεται Σύνθετος Πυρήνας (Compound Nucleus). Οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ανήχουν στην χατηγορία των έμμεσων αντιδράσεων, πραγματοποιούνται σε δύο διαχριτά στάδια χαι συμβολίζονται ως εξής:



$$A + a \to [C^*] \to B + b \tag{1.1.2}$$

Σχήμα 1.2: Σύνθετος Πυρήνας

Το σωμάτιο a μετά από πολλαπλές σχεδάσεις, απορροφάται από τον πυρήνα A διαμορφώνοντας προσωρινά ένα σύνθετο πυρηνικό σύστημα C* με ατομικό και μαζικό αριθμό ίσο προς το άθροισμα των ατομικών και μαζικών αριθμών του βλήματος και του πυρήνα του στόχου. Ο πυρήνας σχηματίζεται σε κάποια διεγερμένη ενεργειακή του κατάσταση, αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα σωμάτιο b και έτσι δημιουργείται ο πυρήνας B.

Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ο χρόνος διαφυγής ενός σωματίου b από έναν πυρήνα B, είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από το χρόνο διάρχειας των άμεσων αντιδράσεων όπως φαίνεται στην Ειχ. 1.2. Στο σχετιχά μεγάλο χρόνο που διαρχεί η διεργασία της αλληλεπίδρασης, τα νουχλεόνια χάνουν χάθε μνήμη σχετιχά με την προέλευσή τους χαι τα δύο στάδια της αντίδρασης γίνονται ανεξάρτητα. Σύμφωνα με την υπόθεση Bohr, ο σύνθετος πυρήνας βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας και μπορεί να περιγραφεί μαθηματικά από ένα κατάλληλο θερμοδυναμικό σύστημα σε ισορροπία. Επομένως ένας πυρήνας που έχει φτάσει σε κατάσταση ισορροπίας, θα αποδιεγερθεί ανεξάρτητα από τον τρόπο διέγερσής του. Αν το B έχει ικανή ενέργεια διέγερσης, είναι δυνατόν να προκύψουν και άλλες εκπομπές σωματίων. Διαφορετικά, θα κυριαρχεί η αποδιέγερση β ή γ [2].

Κανάλι εισόδου	Σύνθετος πυρήν	ας	Κανάλι εξόδου	Q-Value
$p + \frac{112}{48}Cd$ —	$\rightarrow \begin{bmatrix} 113\\49 In^* \end{bmatrix}$	-	$^{113}_{49}In + \gamma$	6078.99
		→	$^{109}_{47}Ag + \alpha$	3008.13
		→	$^{112}_{48}Cd + p$	0

Σχήμα 1.3: Πιθανά Κανάλια Εξόδου

Το μοντέλο του σύνθετου πυρήνα δουλεύει καλύτερα για χαμηλές ενέργειες βομβαρδισμού (10-20) MeV και για μεσοβαρείς πυρήνες, όπου το προσπίπτον σωματίδιο έχει μικρή πιθανότητα να δραπετεύσει από τον πυρήνα–στόχο με ανέπαφη την αρχική του ενέργεια και ο πυρήνας είναι αρκετά μεγάλος για να το απορροφήσει.

Στα σχήματα 1.3 και 1.5 παρουσιάζονται τα πιθανά κανάλια εξόδου της αντίδρασης $p + {}^{112}Cd$ από το σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα ${}^{113}In$.



Σχήμα 1.4: Ενεργειαχό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα ¹¹³In για το πρώτο χανάλι



Σχήμα 1.5: Ενεργειακό διάγραμμα του $^{113}{\rm In}$ [3]

14

1.2 Πυρηνική Δομή

1.2.1 Διεγερμένες Καταστάσεις Πυρήνα

Όλοι σχεδόν οι πυρήνες έχουν διεγερμένες καταστάσεις υψηλότερης ενέργειας (άρα και μικρότερη ενέργεια σύνδεσης) από τη θεμελιώδη τους κατάσταση. Όσο βαρύτερος είναι ο πυρήνας, τόσο περισσότερες διεγερμένες καταστάσεις έχει. Υπάρχουν πολλοί τρόποι εμφάνισης αυτών των διεγερμένων καταστάσεων και καθορισμού των ενεργειών και κβαντικών αριθμών. Μια μέθοδος είναι η σκέδαση πρωτονίων γνωστής ορμής p_i από τον πυρήνα που μας ενδιαφέρει, όπου μετράμε τη γωνία σκέδασης θ και την τελική ορμή p_f . Η διαδικασία αυτή παρουσιάζεται στο Σχ. 1.6.



Σχήμα 1.6: Σκέδαση πρωτονίου από ένα αρχικά ακίνητο πυρήνα [1]

Για να διατηρείται η ορμή, ο αναχρουόμενος πυρήνας έχει ορμή $(p_i - p_f \cos \theta)$ στη διεύθυνση του εισερχόμενου πρωτονίου και $p_f \sin \theta$ στην κάθετη διεύθυνση. Σε μη σχετικιστική κινηματική, η διαφορά E μεταξύ της αρχικής και τελικής ενέργειας του συστήματος είναι

$$E = \frac{p_i^2}{2m_p} - \frac{p_f^2}{2m_p} - \frac{(p_i^2 + p_f^2 - 2p_i p_f \cos \theta)}{2m_A^*}$$
(1.2.1)

όπου m_A^* είναι η μάζα του ανακρουόμενου πυρήνα. Από τη διατήρηση της ενέργειας, E πρέπει να είναι η ενέργεια διέγερσης που δίνεται στον πυρήνα. Συσχετίζοντας την αρχική και τελική κινητική ενέργεια του πρωτονίου E_i και E_f , η εξίσωση 1.2.1 παίρνει τη μορφή

$$E = E_i \left(1 - \frac{m_p}{m_A^*} \right) - E_f \left(1 + \frac{m_p}{m_A^*} \right) + \frac{2m_p}{m_A^*} (E_i E_f)^{1/2} \cos \theta$$
(1.2.2)

Στις εξισώσεις 1.2.1 και 1.2.2, το $m_A^* = m_A + E/c^2$ μπορεί να αντικατασταθεί με μικρό σφάλμα από τη μάζα m_A του πυρήνα στη θεμελιώδη του κατάσταση.

Πληροφορίες για το σπιν και την ομοτιμία της κατάστασης μπορούμε να πάρουμε από μετρήσεις της γωνιακής κατανομής των ακτίνων γ που προκύπτουν κατά την αποδιέγερση των διεγερμένων καταστάσεων στη θεμελιώδη κατάσταση.

1.2.2 Αποδιέγερση γ

Οι ακτίνες γ είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που προέρχεται από μεταπτώσεις πρωτονίων και νετρονίων μεταξύ πυρηνικών ενεργειακών σταθμών. Συγκρινόμενη ενεργειακά με τις άλλες ακτινοβολίες, έχει μεγαλύτερη ενέργεια, άρα είναι και η πιο "σκληρή" ακτινοβολία. Το ορατό φάσμα προέρχεται από μεταβάσεις ηλεκτρονίων ανάμεσα σε εξωτερικές ατομικές καταστάσεις και έχει ενέργεια της τάξης των eV, οι ακτίνες X προέρχονται από μεταβάσεις ανάμεσα σε εξωτερικές και εσωτερικές ατομικές καταστάσεις και έχουν ενέργεια μερικά keV (10³ eV), ενώ οι ακτίνες γ ενέργεια μερικά MeV (10⁶ eV).

Η αποδιέγερση γ παρατηρείται σε όλους τους πυρήνες που έχουν διεγερμένες καταστάσεις (A > 5) και συνήθως ακολουθείται από α και β αποδιέγερση, καθώς μεταπίπτουν σε διεγερμένες καταστάσεις θυγατρικών πυρήνων. Ο χρόνος ζωής για την αποδιέγερση γ είναι συνήθως πολύ μικρός, γενικά μικρότερος από 10^{-9} sec, αν και μπορούμε να βρούμε χρόνους αρκετά μεγάλους, ίσους με μερικές ώρες ή και μέρες. Αυτές οι μεταβάσεις είναι γνωστές ως ισομερείς μεταβάσεις.

Διεγερμένες καταστάσεις με ενέργεια κάτω από το χαμηλότερο κατώφλι για διάσπαση σε ελαφρύτερους πυρήνες, αποδιεγείρονται σχεδόν αποκλειστικά ηλεκτρομαγνητικά. Κάθε διεγερμένη ενεργειακή στάθμη χαρακτηρίζεται από ένα σύνολο κβαντικών αριθμών όπως το ολικό spin J και η ομοτιμία (parity) π. Αν ο πυρήνας βρίσκεται σε μία διεγερμένη κατάσταση, όπως κάθε φυσικό σύστημα, έχει την τάση να βρεθεί σε μία χαμηλότερη ενεργειακά κατάσταση κάτι που πραγματοποιεί εκπέμποντας ακτινοβολία με την απλή διαδικασία που απεικονίζεται στο Σχ. 1.7. Ο πιο κοινός τρόπος είναι η αποδιέγερση γ, κατά την οποία ο πυρήνας μεταβαίνει από μια διεγερμένη κατάσταση με ενέργεια E_i και spin J_i σε μια άλλη κατάσταση μικρότερης ενέργειας E_f και spin J_f , ή και στη βασική, με ταυτόχρονη εκπομπή ενός φωτονίου ενέργειας ίσης με τη διαφορά ενέργειας των δύο καταστάσεων (αγνοώντας προσεγγιστικά την ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα).

$$E_{\gamma} = h\nu = \hbar\omega = E_f - E_i \tag{1.2.3}$$

1.2.3 Ισομερείς Καταστάσεις

Αφότου ένας ραδιενεργός πυρήνας υποστεί μια ισοβαρή μετάπτωση (εκπομπή β, εκπομπή ποζιτρονίου ή σύλληψη ηλεκτρονίου), συνήθως περιέχει πολύ περισσότερη ενέργεια για να είναι στην τελική σταθερή ή θυγατρική κατάσταση. Πυρήνες με αυτές τις ενδιάμεσες και τελικές καταστάσεις είναι ισομερείς, εφόσον έχουν τον ίδιο ατομικό και μαζικό αριθμό. Οι πυρήνες στην ενδιάμεση κατάσταση θα υποστούν μια ισομερή μετάπτωση εκπέμποντας ενέργεια και καταλήγοντας στη βασική στάθμη. Σε αντίθεση με μια συνήθη εκπομπή γ που συμβαίνει συνήθως με εκπομπή διπόλου ή τετραπόλου (M1 ή E2), οι ισομερείς μεταπτώσεις πρέπει να συμβαίνουν με υψηλότερης τάξης πολυπολικές μεταπτώσεις, οι οποίες συμβαίνουν σε μεγαλύτερη χρονική κλίμακα. Εάν ο χρόνος ημιζωής για την εκπομπή γ υπερβαίνει το ένα νανοδευτερόλεπτο (10⁻⁹ sec), ο διεγερμένος πυρήνας ορίζεται ότι βρίσκεται σε μια μετασταθή ή ισομερή κατάσταση. Η διαδικασία αποδιέγερσης για τη διεγερμένη κατάσταση είναι γνωστή ως ισομερής μετάπτωση. Ένα παράδειγμα είναι η ισομερή μετάπτωση του ¹¹³In^{*} με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 99.476(23) \min (βλ. Σχ. 1.5).$

1.2.4 Χρόνος Ζωής - Lifetime

Η διεγερμένη κατάσταση έχει ένα φυσικό πλάτος Γ όπως και κάθε κβαντική κατάσταση και ένα μέσο χρόνο ζωής τ , που σχετίζονται μέσω της αρχής της απροσδιοριστίας:

 $\tau\Gamma\simeq\hbar$

$$\Gamma = \hbar \lambda = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.58 \times 10^{-22} \text{ MeV sec}}{\tau}$$
(1.2.4)



Σχήμα 1.7: Πλάτος ενεργειαχής χατάστασης

Τελικά, ο πυρήνας μέσω πολλών αποδιεγέρσεων (μεταβάσεων) θα καταλήξει στη βασική του κατάσταση. Η πιθανότητα μετάπτωσης αποδίδεται από τον Χρυσό Κανόνα του Fermi:

$$\lambda_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V_{\gamma} | i \rangle|^2 \rho(E_f)$$
(1.2.5)

όπου $|i\rangle$ και $|f\rangle$ είναι οι κυματοσυναρτήσεις της αρχικής και τελικής κατάστασης και V_{γ} ο τελεστής της μετάπτωσης γ , αντίστοιχα. Στην περίπτωσή μας, ο τελεστής αυτός είναι ο ηλεκτρομαγνητικός τελεστής. Η ακτινοβολία μετάβασης χαρακτηρίζεται από ένα πολύπολο τάξης l με ηλεκτρικό ή/και μαγνητικό χαρακτήρα. Η τάξη του πολυπόλου συνδέεται με την πολυπολικότητα 2^{l} , την αρχή του Pauli και τη διατήρηση της ομοτιμίας και της στροφορμής.



Σχήμα 1.8: Μέθοδοι υπολογισμού χρόνου ζωής καταστάσεων

Το εύρος των χρόνων ζωής που μελετάται με διάφορες πειραματικές μεθόδους, φαίνεται στο Σχ. 1.8.

Το διάγραμμα χωρίζεται σε δύο διαχριτές περιοχές ανάλογα με το τρόπο που γίνεται ο προσδιορισμός του χρόνου, άμεσα (direct) όπου μετριέται χατευθείαν ο χρόνος τ και έμμεσα (indirect) όπου υπολογίζεται το εύρος Γ . Τα τελευταία χρόνια έχουν μετρηθεί χρόνοι ζωής με τεχνικές Doppler shift. Αυτές οι τεχνικές χρησιμοποιούν το γεγονός, ότι μετά από μία πυρηνική αντίδραση, η ταχύτητα του αναχρουόμενου πυρήνα που βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση, μπορεί να μετρηθεί υπολογίζοντας την ενέργεια κατά Doppler της ακτίνας γάμμα που εκπέμπεται.

1.2.5 Στοιχεία Μετάβασης

Υπάρχουν κανόνες επιλογής ώστε να υπολογιστεί η τάξη του πολυπόλου:

$$\begin{split} |J_i - J_f| &\leq l \leq J_i + J_f \quad , \quad l > 0 \\ \pi_i \cdot \pi_f &= (-1)^l \to \text{Ηλεχτριχό πολύπολο} \\ \pi_i \cdot \pi_f &= (-1)^{l+1} \to \text{Μαγνητιχό πολύπολo} \end{split}$$

Αυτό σημαίνει ότι Ηλεκτρικά και Μαγνητικά πολύπολα ίδιας τάξης δεν μπορούν να συνυπάρχουν, επειδή ένα από τα δύο είδη δεν διατηρεί την ομοτιμία. Καταστάσεις της ίδιας ομοτιμίας συνδέονται με Άρτιας τάξης Ηλεκτρικά πολύπολα ή Περιττής τάξης Μαγνητικά, ενώ καταστάσεις αντίθετης ομοτιμίας συνδέονται με Περιττής τάξης Ηλεκτρικά πολύπολα ή Άρτιας τάξης Μαγνητικά. Από κάθε σειρά πολυπόλων του ίδιου είδους, λαμβάνονται μόνο τα κατώτατης τάξης πολύπολα, επειδή τα ανώτερης τάσης έχουν πολύ μικρότερη ισχύ.

Θεωρώντας ότι η αποδιέγερση γίνεται αποκλειστικά ηλεκτρομαγνητικά, τότε η πιθανότητα μετάπτωσης $\lambda(\sigma l)$ σε χαμηλότερη ενεργειακά στάθμη δίνεται από την παρακάτω εξίσωση 1.2.6. Για $\sigma = E$ ή M, σημειώνεται ο ηλεκτρικός ή μαγνητικός χαρακτήρας του πολυπόλου τάξης l.

$$\lambda(\sigma l) = \frac{8\pi l(l+1)}{\hbar l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)^{2l+1} B(\sigma l; J_i \to J_f)$$
(1.2.6)

όπου

$$B(\sigma l; J_i \to J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m_i, m_f} \left| \langle \Psi_i | \hat{O}_{\sigma l} | \Psi_f \rangle \right|^2$$
(1.2.7)

υποδηλώνει το στοιχείο πίναχα ανάμεσα στην αρχική i και τελική f κατάσταση. Ο τελεστής $\hat{O}_{\sigma l}$ υποδηλώνει το τελεστή μετάβασης για τη (σl) ακτινοβολία. Θεωρώντας την $J_i \rightarrow J_f$ μετάβαση με χαρακτήρα (σl) , η πιθανότητα μετάβασης συνδέεται άμεσα με το μέσο χρόνο ζωής των διεγερμένων καταστάσεων.

$$\tau = \frac{1}{\lambda(\sigma l)} \tag{1.2.8}$$

Η σχέση 1.2.8 ορίζει το χαρακτηριστικό χρόνο, μετά τον οποίο ο διεγερμένος πυρήνας αποδιεγείρεται σε χαμηλότερη στάθμη σύμφωνα με τον νόμο αποδιέγερσης

$$A(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau}$$
(1.2.9)

μέσω της εκπομπής ακτινοβολίας.

Εάν ο πυρήνας θεωρηθεί σφαίρα ακτίνας R, τα στοιχεία πίνακα για την ηλεκτρική και μαγνητική πολυπολική μετάπτωση γίνονται:

$$\langle \Psi_f | \hat{O}_{E_l} | \Psi_i \rangle = Z e R^l \tag{1.2.10}$$

και

$$\langle \Psi_f | \hat{O}_{M_l} | \Psi_i \rangle = A \mu_N R^{l-1} \tag{1.2.11}$$

Ο λόγος της ισχύος μετάπτωσης μαγνητικού και ηλεκτρικού πολυπόλου ίδιας τάξης είναι:

$$\left|\frac{\langle \Psi_f | \hat{O}_{M_l} | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_f | \hat{O}_{E_l} | \Psi_i \rangle}\right|^2 \simeq \left(\frac{0.14}{R}\right)^2 = 10^{-2} - 10^{-4}$$
(1.2.12)

Αυτό σημαίνει ότι η ισχύς του μαγνητικού πολυπόλου της ακτινοβολίας είναι από 100 έως 10000 φορές ασθενέστερη από την ισχύ του ίδιας τάξης ηλεκτρικού. Άρα ανάμεσα σε ίδιας τάξης ηλεκτρικό και μαγνητικό πολύπολο, μπορούμε να θεωρήσουμε μόνο το ηλεκτρικό και να αγνοήσουμε το μαγνητικό πολύπολο.

Εάν τώρα θεωρήσουμε διαδοχικής τάξης πολύπολα του ίδιου τύπου (ηλεκτρικά ή μαγνητικά), ο λόγος της πιθανότητας μετάπτωσης είναι:

$$\frac{\lambda(\sigma(l+1))}{\lambda(\sigma(l))} = \frac{l(l+1)}{(l+1)(l+3)} \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)^2 R^2 \simeq 10^{-2}$$
(1.2.13)

Αυτό σημαίνει ότι κάθε πολύπολο είναι περίπου 100 φορές ασθενέστερο από το προηγούμενό του με αποτέλεσμα να μπορεί να αγνοηθεί και από κάθε σειρά πολυπόλων να επιλέξουμε μόνο το πρώτο στην τάξη.

1.2.6 Ισχύς ανάσχεσης

Καθώς τα φορτισμένα σωματίδια διέρχονται μέσα από την ύλη, μεταφέρουν ένα μέρος της ενέργειάς τους στο υλικό μέσω του ιονισμού ή της διέγερσης των ατόμων του υλικού αυτού. Ο μέσος λόγος της απώλειας ενέργειας λόγω ιονισμού ενός φορτισμένου σωματιδίου, με μάζα αρκετά μεγαλύτερη από του ηλεκτρονίου, δίνεται από την εξίσωση Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^2}{m_e u^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e u^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$
(1.2.14)

όπου m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου, z και u το φορτίο και η ταχύτητα του εισερχόμενου σωματιδίου, $\beta = u/c$, N_A ο αριθμός Avogadro, Z και A ο ατομικός και μαζικός αριθμός των ατόμων του υλικού-στόχου και x είναι το πάχος του στόχου μετρημένο σε g cm⁻². Η ποσότητα I είναι το ενεργό δυναμικό ιονισμού των ηλεκτρονίων και είναι περίπου ίσο με I = 10Z eV. Για μη σχετικιστικές ταχύτητες εισερχόμενων σωματιδίων ($\beta \ll$), η εξίσωση 1.2.14 γίνεται:

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{4\pi N_A z^2 e^2}{m_e u^2} \frac{Z}{A} \ln\left(\frac{2m_e u^2}{I}\right) \tag{1.2.15}$$

Στην παρούσα εργασία όπου η δέσμη είναι πρωτόνια ενέργειας E_p (MeV) και βομβαρδίζει στόχο ¹¹²Cd, ισχύει ότι $z = 1, Z = 48, Z/A \approx 0.4$ και $I = 4.8 \times 10^{-4}$ MeV. Στην ενότητα 2.3, υπολογίζονται οι απώλειες ενέργειας για το συγκεκριμένο πείραμα.

Στη μέθοδο DSAM, ο πυρηνικός χρόνος ζωής μετριέται συσχετίζοντας την επιβράδυνση των εισερχόμενων ιόντων μέσα στα υλικά-στόχους. Όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.8, η DSAM μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπολογιστούν χρόνοι ζωής $10^{-14} < \tau < 10^{-12}$ ps. Η ταχύτητα στην οποία οι πυρήνες αποδιεγείρονται μπορεί να υπολογιστεί μετρώντας τη μετατόπιση κατά Doppler της ακτίνας γ, όπως ανιχνεύεται από ανιχνευτές τοποθετημένους σε συγκεκριμένες γωνίες. Αν η απώλεια ενέργειας είναι γνωστή, τότε η ταχύτητα των ιόντων ανά χρόνο, δίνεται από την εξίσωση dE/dx = -Mdu/dt, όπου M η μάζα των κινούμενων ιόντων. Έτσι ο χρόνος μέσα στον οποίον αποδιεγείρεται ο διεγερμένος πυρήνας μπορεί να υπολογιστεί μετρώντας τη ταχύτητα του. Υπάρχουν τρεις περιοχές συζήτησης για την απώλεια ενέργειας:

- Χαμηλές ταχύτητες: β < 0.5% όπου η επιβράδυνση από τους πυρήνες είναι ο χυρίαρχος μηχανισμός απώλειας ενέργειας
- Ενδιάμεσες ταχύτητες: $\beta \sim 0.5 2\%$ όπου η επιβράδυνση από τους πυρήνες και από τα ηλεκτρόνια είναι συγκρίσιμη
- Υψηλές ταχύτητες: β > 2% όπου κυριαρχεί στην απώλεια ενέργειας η επιβράδυνση λόγω των ηλεκτρονίων.

Η αντιμετώπιση για τις δύο πρώτες περιπτώσεις (χαμηλές και ενδιάμεσες ταχύτητες) δίνεται στην θεωρία του Lindhard [4], όπου η απώλεια ενέργειας ορίζεται με όρους της αδιάστατης ενέργειας και της παραμέτρου εμβέλειας ε και ρ.

$$\frac{d\varepsilon}{d\varrho} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)_e + \left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)_n \tag{1.2.16}$$

με

$$\varepsilon = E \frac{aM_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} \tag{1.2.17}$$

και

$$\varrho = RNM_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} \tag{1.2.18}$$

όπου E, Z_1 και M_1 είναι η κινητική ενέργεια, ο ατομικός αριθμός και η μάζα του ιόντος, αντίστοιχα, ενώ Z_2 και M_2 είναι ο ατομικός αριθμός και η μάζα του υλικού που επιβραδύνει τα ιόντα, N ο αριθμός των ατόμων του υλικού (atoms/cm³), R η εμβέλεια των ιόντων και a η παράμετρος "ελέγχου" $a = 0.8853a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ $(a_0 = 0.52915 \text{ Å})$ η ακτίνα Bohr).

1.3 Γωνιακή κατανομή ακτίνων γ

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει ως κύριο θέμα της την πειραματική μελέτη των γωνιακών κατανομών των ακτίνων γ που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση του συστήματος ¹¹³In* με παραγωγή πυρήνα ¹¹³In και εκπομπή φωτονίων. Οι Alder και Winther από το 1955 [5], χρησιμοποιώντας μια ημικλασική προσέγγιση, κατέληξαν

σε σαφείς εκφράσεις για τη γωνιαχή κατανομή της ακτινοβολίας γ που προέρχεται από αρχική διέγερση Coulomb. Βρήκαν ότι η γωνιακή κατανομή της ακτινοβολίας γ σε σχέση με τα προσπίπτοντα σωμάτια είναι παρόμοια με τη γωνιακή σχέση μεταξύ δυο ακτίνων γ σε σειρά. Η συνάρτηση κατανομής είναι η W(θ):

$$W(\theta) = A_0 \left(\sum_{n=0} a_n P_n(\cos\theta)\right)$$
(1.3.1)

όπου οι συντελεστές a_n είναι οι συντελεστές γωνιαχής σχέσης κατεύθυνσης γ-γ και $P(\theta)$ τα πολυώνυμα Legendre:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} [(x^2 - 1)^n]$$
(1.3.2)

Όπου οι όροι $\sum_{n=0} a_n P_n(\theta)$ στη συνάρτηση $W(\theta)$ αφορά στην ένταση των ακτίνων γ σε δεδομένη γωνία [6]. Ανάλογα με το είδος της αποδιέγερσης που προχαλεί την εχπομπή των αχτίνων γ χάποιας ενέργειας i χρησιμοποιούνται πολυώνυμα Legendre ανάλογης τάξης. Στην παρούσα μελέτη η προσομοίωση αφορά σε συγχεχριμένες φωτοχορυφές του Ινδίου. Οι γνωστές φωτοχορυφές που οφείλονται στο Τνδιο αναγράφονται στον Πίναχα 1.1. Από αυτές μελετώνται εχτενέστερα οι φωτοχορυφές: 1024.3 keV, 1131.5 keV, 1191.1 keV χαι 1509.04 keV. Οι συγχεχριμένες φωτοχορυφές αφορούν αποδιεγέρσεις E2 χαι λόγω αυτού η συνάρτηση προσαρμογής έχει τη μορφή:

$$W(\theta) = A_0(1 + a_2 \cdot P_2(\theta) + a_4 \cdot P_4(\theta))$$
(1.3.3)

όπου $P_2(\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2(\theta) - 1)$ το πολυώνυμο Legendre δεύτερης τάξης και $P_4(\theta) = \frac{1}{8}(35\cos^4(\theta) - 30\cos(\theta) + 3)$ το πολυώνυμο Legendre τέταρτης τάξης.

Μέσω της μελέτης της γωνιαχής κατανομής των ακτίνων γ μπορούμε να λάβουμε σημαντικές πληροφορίες για το σχήμα και το μέγεθος ενός πυρήνα, δηλαδή για τη δομή του. Η ερμηνεία είναι ευκολότερη στην περίπτωση που το βλήμα δεν έχει εσωτερική δομή, είναι δηλαδή στοιχειώδες σωμάτιο. Σε αυτή την περίπτωση η υπεύθυνη δύναμη είναι η ηλεκτρομαγνητική και μαθαίνουμε την κατανομή φορτίου του πυρήνα [7].

E level (keV)	E_{γ} (keV)	γ (multi)
391.699	391.698	M4
646.83	646.830	[E3]
1024.28	1024.300	E2
1131.48	1131.500	E2
1173.06	1173.100	M1 + E2
1191.12	1191.100	M1, E2
1344.89	1344.890	E2
1351.01	1351.000	
1453.00	1453.000	
1496.39	1496.000	
1504.00	1504.000	
1509.01	1509.040	
1552.00	1552.000	
1567.05	1567.000	[M1, E2]
1618.95	1619.000	
1630.57	1630.500	
1675.49	1675.500	
1802.32	1802.200	
2051.44	2051.400	
2095.41	2095.200	
2475.33	2476.300	

Πίνακας 1.1: Φωτοκορυφές ενδιαφέροντος για τη μελέτη του ¹¹³In. Ακτίνες γάμμα που καταλήγουν στη βασική στάθμη g.s [3]

1.4 Ενεργός Διατομή σ - Cross Section

Για να μπορούμε να προχωρήσουμε στην ανάλυση του πειράματός μας, είναι αναγκαίο να ορίσουμε ένα μέτρο πιθανότητας να συμβεί μια ορισμένη πυρηνική αντίδραση, το οποίο καλείται ενεργός διατομή. Ας υποθέσουμε μια τυπική αντίδραση A(a,b)B, όπου η ροή I_0 των σωματίων a ανά μονάδα επιφάνειας προσπίπτει σε στόχο που περιέχει N_A πυρήνες τύπου A. Τότε, ο αριθμός των σωματίων b που εκπέμπονται ανά μονάδα χρόνου είναι ανάλογος του I_0 και του N_A . Η σταθερά αναλογίας ονομάζεται ενεργός διατομή σ και έχει διαστάσεις επιφάνειας.

$$\sigma = \frac{\alpha \rho i \vartheta \mu \acute{0} \varsigma \, \varepsilon \varkappa \pi \epsilon \mu \pi \acute{0} \mu \varepsilon \nu \omega \nu \, \sigma \omega \mu \alpha \tau i \omega \nu, b}{\frac{\alpha \rho i \vartheta \mu \acute{0} \varsigma \, \pi \rho \sigma \sigma \pi i \pi \tau \acute{\omega} \nu \tau \omega \nu \, \sigma \omega \mu \alpha \tau i \omega \nu, a}{\mu \rho \nu \acute{\alpha} \delta \alpha \, \varepsilon \pi i \rho \acute{\alpha} \nu \varepsilon \alpha \varsigma}} \quad \alpha \rho i \vartheta \mu \acute{0} \varsigma \, \pi \nu \rho \acute{\eta} \nu \omega \nu \, \sigma \tau \acute{0} \chi \rho \upsilon, A}$$

Η ροή της προσπίπτουσας δέσμης ορίζεται ως:

$$I_0 = \frac{N_a}{\Delta S \ \Delta t}$$

και η ένταση I_b των σκεδαζόμενων σωματίων τύπου bως:

$$I_b = \frac{N_b}{\Delta t}$$

Έτσι η ενεργός διατομή σ μπορεί να ξαναγραφεί ως:

$$\sigma = \frac{I_b}{I_0 \ N_A} = \frac{\left(\frac{N_b}{\Delta t}\right)}{\left(\frac{N_a}{\Delta S \ \Delta t}\right) \ N_A}$$

Μία συνηθισμένη μονάδα εμβαδού σε υποατομική κλίμακα είναι το barn (1 barn=1 b= 10^{-28} m²= 10^{-24} cm²), οπότε η ενεργός διατομή δίδεται συνήθως σε barn, ή τα υποπολλαπλάσια του milibarn= 10^{-3} barn και μbarn= 10^{-6} barn κτλ.

Έστω ότι ζητείται ο αριθμός των σωματίων b που εκπέμπονται ανά μονάδα χρόνου στο εσωτερικό στερεάς γωνίας $d\Omega$ κατά την διεύθυνση των γωνιών (θ, ϕ) ως προς την προσπίπτουσα δέσμη. Ο αριθμός αυτός είναι ανάλογος προς την $d\Omega$ και προς το I_0 και N_A (βλέπε Σχ. 1.9). Στην περίπτωση αυτή, η σταθερά αναλογίας ονομάζεται διαφορική ενεργός διατομή, και συμβολίζεται $d\sigma/d\Omega$. Αφού η στερεά γωνία είναι αδιάστατο μέγεθος, η διαφορική ενεργός διατομή έχει επίσης διαστάσεις επιφάνειας.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\left(\frac{N_b}{\Delta\Omega\Delta t}\right)}{\left(\frac{N_a}{\Delta S\ \Delta t}\right)\ N_A} \tag{1.4.1}$$

Γενικά, η πιθανότητα εκπομπής του σωματίου b, και επομένως η διαφορική ενεργός διατομή, εξαρτάται από τις γωνίες θ και φ. Η γωνιακή κατανομή είναι ισοτροπική μόνο σε ορισμένες ειδικές περιπτώσεις. Για να δώσουμε έμφαση στο γεγονός αυτό συμβολίζουμε τη διαφορική ενεργό διατομή με $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$. Στις περισσότερες περιπτώσεις (εκτός και αν το spin του ενός ή περισσότερων σωματίων είναι πολωμένο) η σκέδαση παρουσιάζει συμμετρία περιστροφής περί της διεύθυνσης της προσπίπτουσας δέσμης, γεγονός που σημαίνει ότι η $d\sigma/d\Omega$ είναι ανεξάρτητη της αζιμουθιακής γωνίας φ. Στην περίπτωση αυτή συμβολίζουμε $d\sigma/d\Omega = d\sigma(\theta)/d\Omega$.



Σχήμα 1.9: Διάγραμμα διαφορικής ενεργού διατομής

Προφανώς, τα δύο είδη ενεργών διατομών σχετίζονται μεταξύ τους μέσω της σχέσης:

$$\sigma_{tot} = \int_0^{4\pi} (\frac{d\sigma}{d\Omega}) d\Omega \tag{1.4.2}$$

ή, λόγω του ότι η στερεά γωνία είναι $d\Omega = \sin \theta \ d\theta \ d\phi$:

$$\sigma_{tot} = \int_0^\pi \sin\theta \ d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$$

Αν δεν έχουμε πόλωση του spin, οπότε η $d\sigma/d\Omega$ είναι ανεξάρτητη της ϕ έχουμε:

$$\sigma_{tot} = 2\pi \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right) \sin\theta \ d\theta$$

Οι ενεργές διατομές είναι μέτρα πιθανοτήτων. Σε μία δεδομένη ενέργεια, μπορούμε να ορίσουμε μία ενεργό διατομή για χάθε διαθέσιμο σύνολο χαταστάσεων χάθε δυνατού συνόλου προϊόντων πυρήνων, δηλαδή για χάθε ανοιχτό χανάλι. Αφού διάφορα χανάλια αντιστοιχούν σε πυρήνες που βρίσχονται σε διαφορετιχές ενεργειαχές χαταστάσεις, μπορούμε να προσθέσουμε τις ενεργές διατομές των διάφορων χαναλιών της αντίδρασης. Το άθροισμα των ενεργών διατομών όλων των μη-ελαστιχών διαδιχασιών ονομάζεται ενεργός διατομή αντίδρασης ή απορρόφησης του αρχιχού συστήματος σε αυτή την ενέργεια. Αν προσθέσουμε σε αυτή, την ελαστιχή ενεργό διατομή, παίρνουμε την λεγόμενη ολική ενεργό διατομή, η οποία είναι μέτρο της πιθανότητας να συμβεί κάτι μετά την κρούση.

Έστω η αντίδραση:

$$a + X \Rightarrow Y + b$$

Σε στόχο τύπου X προσπίπτουν σωμάτια a ενέργειας E_a και παράγεται πυρήνας τύπου Y και σωμάτια τύπου b. Έστω πως για το στόχο υλικού X της αντίδρασης ισχύουν τα ακόλουθα:

- Αποτελείται από ένα υλικό στοιχειώδους πάχους dx
- Είναι ομογενής (επομένως η ποσότητα πυρήνων ανά στοιχειώδη έκταση είναι σταθερή και ανεξάρτητη του πάχους του στόχου)
- Είναι αρκετά λεπτός ώστε η απώλεια ενέργειας των σωματιδίων a να είναι μικρή κατά την αλληλεπίδρασή τους

Με βάση αυτά μπορούμε να υπολογίσουμε πως ο αριθμός ατόμων του στόχου (X) ανά μονάδα όγχου είναι:

$$N_x = \frac{\rho N_A}{A} \tag{1.4.3}$$

όπου

- ρ: η πυχνότητα του στόχου (g/cm³)
- N_A : ο αριθμός Avogadro (άτομα/mol)
- Α: το ατομικό βάρος του στόχου (g/mol)

Θεωρείται δέσμη σωματιδίων a όπως στο Σχ. 1.9 (για την πειραματική μελέτη που ακολουθεί η δέσμη φορτισμένων σωματιδίων a είναι δέσμη πρωτονίων), έντασης I_0 , η οποία προσπίπτει στον στόχο X. Τα σωματίδια a αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες του στόχου με αποτέλεσμα τη μείωση της αρχικής έντασης ροής της δέσμης. Θεωρείται πως η δέσμη υφίσταται εξασθένιση dI λόγω αλληλεπίδρασης με πάχος στόχου dx. Η εξασθένιση dI της δέσμης είναι ανάλογη του αριθμού των ατόμων του στόχου με τα οποία αλληλεπίδρασε στη στοιχειώδη επιφάνεια πρόσπτωσης dx ($N_x dx$) και της αρχικής έντασης της δέσμης (I_0).

$$dI \approx I_0 N_x dx \tag{1.4.4}$$

Η εξαγωγή ισότητας για την εξασθένιση της έντασης της δέσμης (dI) απαιτεί μια σταθερά αναλογίας η οποία είναι η ενεργός διατομή σ (βλ. Παράρτημα Α).

$$dI = -\sigma I_0 N_x dx \tag{1.4.5}$$

Λαμβάνοντας υπ'όψιν τις παραδοχές που αναφέρθηκαν παραπάνω όσον αφορά το στόχο είναι δυνατή η ολοκλήρωση της 1.4.5 σε ολόκληρο το πάχος του στόχου L:

$$I = I_0 e^{\sigma(E)N_x x}, \qquad 0 \le x \le L \tag{1.4.6}$$

Η σχέση 1.4.6 είναι πιο χρήσιμη για τον ορισμό του σ καθώς αποτελείται από μεγέθη τα οποία προσδιορίζονται πειραματικά. Αξιοποιώντας τη σειρά Maclaurin 1.4.7 και κρατώντας μόνο τους πρώτους όρους προκύπτει πως

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots$$
 (1.4.7)

$$\sigma = \frac{\frac{\Delta I}{I_0}}{N_x L} \tag{1.4.8}$$

όπου ο αριθμητής στην παραπάνω σχέση εκφράζει την ανηγμένη ελάττωση της έντασης των προσπιπτόντων σωματιδίων λόγω αλληλεπίδρασης με το στόχο, ενώ ο παρονομαστής εκφράζει τον αντίστοιχο αριθμό ατόμων του στόχου με τα οποία αλληλεπίδρασαν τα σωματίδια της δέσμης.

Ο αριθμητής μπορεί να εκφραστεί διαφορετικά ως:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{A_0}{N_a}$$

όπου A₀ ο αριθμός των σωματιδίων (ή φωτονίων) που προχύπτουν ως προϊόντα από την αντίδραση χαι N_a ο αριθμός των σωματιδίων που αποτελούν τη δέσμη ανά μονάδα φορτίου της. Τελιχά προχύπτει η σχέση ορισμού της ενεργού διατομής [8]:

$$\sigma = \frac{AA_0}{N_a N_A \rho L} = \frac{AA_0}{N_a N_A \xi} \tag{1.4.9}$$

όπου ξ το ισοδύναμο πάχος του στόχου (σε g/cm^2), ή αλλιώς η επιφανειαχή πυκνότητα του στόχου καθώς $\xi = \rho L$.

Με βάση τον παραπάνω τύπο ορισμού της ενεργού διατομής προχύπτει ότι στη συγχεχριμένη πειραματιχή μελέτη το μέγεθος σ αφορά στον αριθμό των φωτονίων που εχπέμπονται χατά την αποδιέγερση του συστήματος ανά αριθμό σωματιδίων που φέρει η δέσμη ανά μονάδα φορτίου χαι ανά τον αριθμό των ατόμων του στόχου με τα οποία αλληλεπιδρούν τα σωματίδια της δέσμης.

1.5 Πυρηνοσύνθεση

Ο σχηματισμός πυρήνων με μαζικό αριθμό $A \ge 60$ δε γίνεται να πραγματοποιηθεί με σύντηξη λόγω της δύναμης Coulomb (ανάλογη του A), αλλά και λόγω της μέγιστης ενέργειας σύνδεσης για A = 60. Ο σχηματισμός των βαρύτερων στοιχείων από το σίδηρο (A = 60) ως και το ουράνιο (A = 92) γίνεται με άλλες διαδικασίες.

Διεργασίες r, s (rapid process and slow process)

Η r (rapid) διεργασία είναι μια νουκλεοσυνθετική διεργασία που λαμβάνει χώρα στους υπερκαινοφανείς αστέρες τύπου ΙΙ (core-collapse supernovae). Σε αυτή τη διεργασία οφείλεται η παρουσία του 50% πυρήνων με N > Z βαρύτερων του σιδήρου. Απαιτεί για τη διεξαγωγή της διαδοχικές ταχείς συλλήψεις νετρονίων από βαρύ πυρήνα.

Η s (slow) διεργασία απαιτεί αντίστοιχα αργή σύλληψη νετρονίων και παρατηρείται σε AGB άστρα. Σε αντίθεση με την p διεργασία, απαιτεί την παρουσία βαρέων ισοτόπων ως εναρκτήριο πυρήνα για την πραγματοποίηση της διεργασίας. Μαζί οι δύο αυτές διεργασίες αποτελούν τους μηχανισμούς υπεύθυνους για τη χημική εξέλιξη μεγάλου πλήθους στοιχείων βαρύτερων του σιδήρου.



Σχήμα 1.10: r-Process

Διεργασία rp (rapid proton capture process)

Η rp διεργασία πραγματοποιείται με διαδοχικές συλλήψεις πρωτονίων από εναρκτήριο πυρήνα για την παραγωγή βαρύτερου στοιχείου. Μαζί με τις r και s διεργασίες είναι υπεύθυνες για την παραγωγή πολλών βαρέων στοιχείων παρόντων στο σύμπαν. Η βασική διαφορά παρ'όλ' αυτά είναι ότι πραγματοποιείται στην περιοχή της καμπύλης σταθερότητας όπου Z > N. Το βαρύτερο στοιχείο που μπορεί να προχύψει από την rp διεργασία δεν έχει προσδιοριστεί αχόμα. Ωστόσο θεωρείται πως το τελιχό στοιχείο των διεργασιών δεν μπορεί να είναι βαρύτερο του ${}_{52}$ Te λόγω παρουσίας των α-διασπάσεων οι οποίες θέτουν ανώτατο όριο στο 105 Te.



Σχήμα 1.11: rp-Process

Διεργασία p (proton-capture process)

Οι αντιδράσεις της μορφής (p, γ) λέγονται αλλιώς αντιδράσεις σύλληψης πρωτονίων. Ένας από τους τρόπους παραγωγής πυρήνων με μεγάλο ατομικό αριθμό είναι μέσω διαδοχικών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων. Αν υπάρχει πυρήνας σύστασης (Z, A)με πρόσληψη πρωτονίου μεταστοιχειώνεται σε πυρήνα (Z + 1, A + 1), ο οποίος έχει πλέον διαφορετικές χημικές ιδιότητες, καθώς αυτές καθορίζονται από τον ατομικό αριθμό Z. Παράλληλα αλλάζει και η αναλογία αριθμού πρωτονίων Z - αριθμού νετρονίων N του στοιχείου.



Σχήμα 1.12: Η διαδρομή για τη δημιουργία ενός *p*-πυρήνα.

Με βάση αυτές τις διεργασίες επιχειρείται η δικαιολόγηση εμφάνισης των χημικών στοιχείων στο σύμπαν ως προϊόντα αντιδράσεων με στοιχεία που πηγάζουν από την Μεγάλη Έκρηξη [9].

1.5.1 p-Πυρήνες

Η p διεργασία συγκεκριμένα εμφανίζει μεγάλο ενδιαφέρον ως μέσο δικαιολόγησης της εμφάνισης σταθερών πυρήνων με μεγάλο λόγο $\frac{Z}{N}$, οι οποίοι είναι βαρύτεροι του σιδήρου, οι λεγόμενοι p-πυρήνες (p-nuclei). Οι p-πυρήνες είναι ισότοπα τα οποία προχύπτουν από στοιχεία μεταξύ του σεληνίου 34Se και του υδραργύρου 80Hg με μεγάλο ατομικό αριθμό (περιοχή μεγάλων Z στην κοιλάδα σταθερότητας) και η δημιουργία τους δεν επεξηγείται από τα τις r και s διεργασίες. Οι ποσότητές τους είναι 10–1000 φορές μικρότερες σε σχέση με τα αντίστοιχα ισότοπα με μεγάλο αριθμό νετρονίων. Μια θεωρία παραγωγής των p-πυρήνων είναι πως παράγονται από διαδοχικές συλλήψεις πρωτονίων από σταθερούς πυρήνες (p-process), οι οποίοι είναι ήδη παρόντες στο αστρικό πλάσμα και έχουν δημιουργηθεί από r και s διεργασίες. Το ελάττωμα των p-διεργασιών ως προς την παραγωγή των p-πυρήνων είναι πως ειδικά στα βαριά ισότοπα η σύλληψη πρωτονίου δυσχεραίνεται λόγω των δυνάμεων Coulomb του αρχιχού πυρήνα (μεγάλος ατομιχός αριθμός έχει ως αποτέλεσμα μεγάλη άπωση σε εισερχόμενο σωμάτιο ίδιου φορτίου). Για να προσπεραστεί αυτή η δυσκολία απαιτούνται μεγάλες θερμοχρασίες (οι οποίες ταυτόχρονα όμως επιταχύνουν διαδιχασίες φωτοδιάσπασης (γ, p) και αντιτίθενται στις συλλήψεις πρωτονίων) και μεγάλες πυκνότητες πρωτονίων διαθέσιμων, ώστε να υπάρχει μεγάλος αριθμός συλλήψεων ανά μονάδα χρόνου ακόμα και σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες [10].

1.5.2 Μοντέλο Hauser-Feshbach

Ο προσδιορισμός της προέλευσης των p-πυρήνων απαιτεί μελέτες των πιθανών διεργασιών που μπορεί να οδήγησαν στη δημιουργία τους. Για να επεξηγηθούν οι παρατηρούμενες ποσότητες p-πυρήνων, τα μοντέλα p-διεργασιών κάνουν χρήση ενός εκτενούς δικτύου πυρηνικών αντιδράσεων, το οποίο εμπεριέχει πάνω από 20'000 αντιδράσεις. Το πλήθος των αντιδράσεων καθιστά αδύνατη την πειραματική μελέτη όλων τους και οδηγεί στην ανάγκη χρήσης θεωρητικών μοντέλων για εξαγωγή συμπερασμάτων. Το μοντέλο που χρησιμοποιείται ως αναφορά είναι το στατιστικό μοντέλο Hauser—Feshbach (H-F), το οποίο προσφέρει προβλέψεις ενεργών διατομών για τις αντιδράσεις ενδιαφέροντος. Παρ'όλ'αυτά υπάρχει έλλειψη δεδομένων για την πειραματικών μελετών. Υπόψιν αυτού η εξαγωγή πειραματικής μελέτης η οποία θα λειτουργήσει ως επαλήθευση των υπολογισμών του μοντέλου Η-F είναι ιδιαίτερα χρήσιμη και συμβάλλει στην επεξήγηση της προέλευσης των p-πυρήνων.

Για αυτό το σχοπό πραγματοποιήθηχε η παρούσα πειραματική μελέτη, η οποία αφορά στη μελέτη της p διεργασίας σε πυρήνα μαζιχού αριθμού A = 112 και σε χαμηλές ενέργειες. Στόχος της είναι η απόχτηση δεδομένων για τις γωνιαχές χατανομές και ενεργές διατομές σε αυτές τις ενέργειες. Με μερικές εξαιρέσεις, σχεδόν όλες οι αντιδράσεις στην περιοχή της p-διεργασίας, συμπεριλαμβανομένων των σημαντιχών φωτοδιασπάσεων (γ, n) , (γ, p) και (γ, α) , πρέπει να υπολογιστούν θεωρητιχά χρησιμοποιώντας το μοντέλο H–F για τις πυρηνιχές αντιδράσεις, όπως φαίνεται στο Σχ. 1.13. Έχει δειχθεί ότι διαφορετιχοί τύποι του μοντέλου H–F (α-πυρήνας χαι οπτιχά δυναμιχά πυρήνα-πυρήνα, χαι πυχνότητα χαταστάσεων) επηρεάζουν αισθητά τις τελιχές προβλέψεις για τις αφθονίες των p-πυρήνων. Πειραματιχοί ρυθμοί για αντιδράσεις $(n, \gamma), (p, \gamma)$ χαι (α, γ) από σταθερούς πυρήνες-στόχους σε περιοχή μαζών A > 60 διαδραματίζουν σημαντιχό ρόλο από αυτή την άποψη. Οι πειραματιχές ενεργές διατομές αξιοποιούνται ως ρυθμιστιχές παράμετροι του μοντέλου H–F, και συνεπώς βελτιώνουν τους θεωρητιχούς ρυθμούς για ένα πλήθος μη μετρήσιμων αντιδράσεων [11].



Σχήμα 1.13: Τμήμα του χάρτη των ισοτόπων από το 68 Ge έως το 213 Bi. Τα 1956 ισότοπα που φαίνονται στο χάρτη αυτό συμμετέχουν στο δίκτυο των 22888 αντιδράσεων που πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την πραγματοποίηση αστροφυσικών υπολογισμών περιεκτικοτήτων των *p*-πυρήνων στο σύμπαν [8].

1.5.3 Η κατανομή Gamow

Στο συγκεκριμένο πείραμα γίνεται μελέτη της αντίδρασης ¹¹²Cd(p, γ)¹¹³In έχοντας ως στόχο κατ' αρχάς τη μέτρηση της ενεργού διατομής και κατ' επέκταση την κατανόηση της διαδικασίας της πρωτονικής σύλληψης σε χαμηλές ενέργειες, καθώς και έναν έλεγχο της εγκυρότητας της θεωρίας Hauser–Feshbach. Η μελέτη αυτής της αντίδρασης, η οποία χαρακτηρίζεται από Q-value= 6078.07 keV, πραγματοποιείται λαμβάνοντας μετρήσεις σε τέσσερις διαφορετικές ενέργειες: 2.8 MeV, 3.0 MeV, 3.2 MeV και 3.4 MeV. Οι ενέργειες αυτές καλύπτουν ένα σημαντικό τμήμα της περιοχής ενεργειών του λεγόμενου "παραθύρου" Gamow, άρα παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον στην πυρηνοσύνθεση.

Όπως γνωρίζουμε, σε ένα μη εκφυλισμένο αστρικό αέριο που βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, οι ενέργειες των πυρήνων του ακολουθούν την κατανομή Maxwell–Boltzmann, η οποία παρουσιάζει μέγιστο στο σημείο E = kT (όπου k είναι η σταθερά Boltzmann και T η θερμοκρασία του αστέρα), ενώ φθίνει εκθετικά για μεγαλύτερες ενέργειες. Δεδομένης της κατανομής και των θερμοκρασιών που επικρατούν στο εσωτερικό του αστέρα (10⁶ K με 10⁹ K), η κινητική ενέργεια των πυρήνων αυτών είναι της τάξης των μερικών MeV και κατά συνέπεια πολύ μικρότερη του φράγματος Coulomb. Έτσι, οι αντιδράσεις σύλληψης πραγματοποιούνται μέσω του φαινομένου σήραγγος με αποτέλεσμα κι οι αντίστοιχες ενεργές διατομές να είναι ανάλογες της πιθανότητας να λάβει χώρα το φαινόμενο σήραγγος.



Σχήμα 1.14: Κατανομή Gamow

Για συγχεχριμένη θερμοχρασία, η πυρηνοσύνθεση πραγματοποιείται μέσα στο ενεργειαχό εύρος $\delta \varepsilon = E_0 \pm \Delta E_0/2$. Στο εύρος του παραθύρου Gamow ΔE , η ενεργός διατομή σ μιας αντίδρασης σύλληψης φορτισμένου σωματιδίου ενέργειας E είναι ανάλογη της πιθανότητας διέλευσης T(E) του βλήματος από το δυναμιχό Coulomb του πυρήνα-στόχου μέσω του φαινομένου σήραγγος. Γίνεται, λοιπόν, αντιληπτή η σημασία της κατανομής Gamow για την πυρηνιχή αστροφυσιχή, καθώς και η ανάγχη μελέτης των αντιδράσεων σε χαμηλές ενέργειες.

Η συνάρτηση

$$G(E) = exp\left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right)$$
(1.5.1)

είναι το γινόμενο 2 συναρτήσεων:

- α. της συνάρτησης $f_1 = exp(-\frac{E}{kT})$ που εμφανίζεται στην κατανομή Maxwell-Boltzmann και κυριαρχεί σε ενέργειες E > kT και
- β. της συνάρτησης $f_2 = exp(-\sqrt{\frac{E_G}{E}})$ που εκφράζει την πιθανότητα διέλευσης ενός φορτισμένου σωματιδίου από το δυναμικό Coulomb του στόχου.

Η συνάρτηση G(E) αποτελεί τη συνέλιξη των συναρτήσεων f_1 και f_2 και ονομάζεται κατανομή Gamow όπως φαίνεται στο σχήμα 1.14. Η κατανομή Gamow εμφανίζεται ασυμμετρία γύρω από την ενέργεια E_0 , κορυφή Gamow. Το μέγιστο της κατανομής είναι μικρότερο από το μέγιστο της κατανομής Maxwell–Boltzmann κατά 14 με 16 τάξεις μεγέθους, ανάλογα με τις μάζες και τα φορτία του ζεύγους των αντιδρώντων πυρήνων. Όπως φαίνεται στο Σχ. 1.14, οι συναρτήσεις $exp(-\frac{E}{kT})$ και T(E) αλληλεπικαλύπτονται όταν E > kT, με αποτέλεσμα, τα σωματίδια που έχουν τέτοιες ενέργειες να έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα να διέλθουν το απωστικό δυναμικό Coulomb. Με βάση τα παραπάνω, το φυσικό νόημα της ενέργειας E_0 είναι ότι από όλα τα σωματίδια της κατανομής Gamow, εκείνα που έχουν ενέργεια κοντά στην E_0 , έχουν τη μεγαλύτερη πιθανότητα να πραγματοποιήσουν πυρηνικές αντιδράσεις. Σε μία δεδομένη αστρική θερμοκρασία T οι πυρηνικές αντιδράσεις συμβαίνουν μέσα σε ένα σχετικά μικρό εύρος γύρω από την ενέργεια E_0

$$E_0 = E_G^{1/3} \left(\frac{kT}{2}\right)^{2/3} \tag{1.5.2}$$

όπου η ποσότητα E_G είναι η ενέργεια Gamow

$$E_G = 2\mu \frac{Z_1^2 Z_p^2 \pi^2 e^4}{\hbar^2} \tag{1.5.3}$$

Έτσι η εξίσωση 1.5.2 γράφεται ως

$$E_0 = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{Z_1 Z_p \pi e^2}{\hbar} kT\right)^{2/3}$$
(1.5.4)

Κεφάλαιο 2

Πειραματική Διάταξη

2.1 Ο Επιταχυντής Tandem van de Graaff

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελεί αποτέλεσμα πειραματικής μελέτης της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ στο Εργαστήριο Επιταχυντού Tandem στο Ινστιτούτο Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Ερευνών Φυσικών Επιστημών (Ε.Κ.Ε.Φ.Ε) "Δημόκριτος".

Η διεξαγωγή του πειράματος επικεντρώθηκε στην απόκτηση ικανού πλήθους δεδομένων για τη μελέτη των ενεργών διατομών και των γωνιακών κατανομών των αποδιεγέρσεων του διεγερμένου συστήματος που προκύπτει από το βομβαρδισμό. Στις ακόλουθες ενότητες θα παρουσιαστεί η πειραματική διάταξη με την οποία υλοποιήθηκε το πείραμα και θα γίνει ανάλυση των βημάτων της διαδικασίας, ενώ τέλος θα γίνει αναφορά στις τεχνικές που ακολουθήθηκαν κατά το πείραμα.

2.1.1 Γενικά Στοιχεία



Ο ηλεκτροστατικός επιταχυντής Tandem Van de Graaff T11 είναι μέγιστης τάσης 5.5 MV και αποτελείται από 3 κύρια μέρη, την πηγή ιόντων (στην παρούσα μελέτη

παράγει πρωτόνια), τη γεννήτρια Van de Graaff και τις πειραματικές γραμμές όπου η δέσμη συναντά τους στόχους.

Η δέσμη που απαιτείται για τη μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων δημιουργείται από μία εργαστηριαχή διάταξη που επιταχύνει σωμάτια μέχρι αυτά να αποχτήσουν μία χαθορισμένη χινητική ενέργεια και στη συνέχεια τα χατευθύνει στο στόχο. Αυτή η διαδιχασία υλοποιείται από έναν επιταχυντή. Σε χάθε μορφή επιταχυντή, η δημιουργία ενεργητικών σωματίων πραγματοποιείται με εχμετάλλευση του ηλεχτριχού φορτίου του πυρήνα. Σε μία πηγή ιόντων, με την προσθήχη ή με την αφαίρεση ηλεχτρονίων στο αντίστοιχο ουδέτερο άτομο, δημιουργούνται τα ιόντα του πυρήνα που πρόχειται να επιταχυνθούν. Στη συνέχεια, διοχετεύονται σε ένα χώρο, όπου υπάρχει ηλεχτριχό πεδίο \vec{E} και ενδεχομένως μαγνητιχό πεδίο \vec{B} , και έτσι ασχείται στα ιόντα δύναμη Lorentz:

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.1.1}$$

Στον πρώτο όρο οφείλεται η επιτάχυνση του σωματίου και στο δεύτερο όρο η αλλαγή της διεύθυνσής του. Ανάλογα με το τρόπο εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου, οι επιταχυντές χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες: ηλεκτροστατικοί, γραμμικοί και κυκλοτρόνια.

- Ηλεκτροστατικοί επιταχυντές: Ένα σταθερό ηλεκτρικό πεδίο ή ισοδύναμα μια σταθερή διαφορά δυναμικού V προσδίδει στα ιόντα φορτίου q κινητική ενέργεια ίση με qV
- Γραμμικοί Επιταχυντές: Ένα εναλλασσόμενο δυναμικό δημιουργεί ενεργητικά ιόντα μετά από ένα μεγάλο αριθμό μικρών επιταχύνσεων.
- Κυκλοτρόνια: Πέρα από το εναλλασσόμενο δυναμικό, ένα εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο υποχρεώνει τα σωμάτια σε κίνηση κατά σπειροειδή τροχιά.

Στους περισσότερους επιταχυντές η δέσμη αρνητικά φορτισμένων ιόντων παράγεται από μία πηγή ιόντων. Στη συγκεκριμένη διάταξη υπάρχουν δυο είδη πηγών, μία off-axis duoplasmatron source και μία sputter source. Η πρώτη χρησιμοποιείται για την παραγωγή ελαφρών ιόντων όπως ¹H⁻ ή ²H⁻, ενώ η δεύτερη για την παραγωγή βαρύτερων ιόντων όπως ¹⁶O⁻ ή ¹²C⁻. Στη συνέχεια, με κατάλληλη επιλογή μαγνητικού πεδίου, τα αρνητικά φορτισμένα ιόντα ξεχωρίζονται ανάλογα τη μάζα τους κατά ένα λόγο Q/m και επιταχύνονται προς τη δεξαμενή που είναι τοποθετημένη η γεννήτρια Van de Graaff. Η δέσμη μέχρι αυτό το σημείο εστιάζεται από Είπzel φακούς χρησιμοποιώντας κατάλληλο ηλεκτρικό πεδίο. Τα σωματίδια περνούν τη διαφορά δυναμικού V μια φορά κερδίζοντας ενέργεια E = eV και εισέρχονται στη δεξαμενή αερίου στο κέντρο περίπου της διάταξης. Η γεννήτρια και ο επιταχυντής είναι τοποθετημένα του είναι τοποθετημένα του είναι στη δεξαμενή αερίου στο κέντρο περίπου της διάταξης. Η γεννήτρια και ο επιταχυντής είναι τοποθετημένοι μέσα στη δεξαμενή γεμάτη με μονωτικό αέριο, για παράδειγμα SF₆ που εμφανίζει υψηλή διηλεκτρική σταθερά, σε πιέσεις που φτάνουν περίπου τα
4.5 bar, ώστε να αποφευχθούν σπινθήρες λόγω της υψηλής τάσης. Στη συνέχεια, τα ιόντα διαπερνούν ένα υμένιο απογύμνωσης, συνήθως λεπτό foil άνθρακα επιφανειακής πυκνότητας 10 μg cm⁻² και χάνουν τα επιπρόσθετα n ηλεκτρόνια τους ώστε να είναι και πάλι θετικά ιόντα. Επειδή το φορτίο τους έχει αντιστραφεί, κερδίζουν ενέργεια για δεύτερη φορά στη δεύτερη περιοχή επιτάχυνσης ίση με:

$$E = eV + neV = (n+1) \ eV$$
(2.1.2)

Καθώς τα ιόντα βγαίνουν από τον επιταχυντή έχοντας υψηλή ενέργεια, εστιάζονται από μαγνητικά τετράπολα. Μετά την εστίαση, τα ιόντα διέρχονται από έναν αποκλίνοντα μαγνήτη (switcher) που διαχωρίζει εκείνα με το απαραίτητο φορτίο και ενέργεια και τα κατευθύνει στην επιθυμητή πειραματική γραμμή όπου και καταλήγουν στο θάλαμο του στόχου. Αυτή η αρχή επιτρέπει σε ενέργειες άνω των 1000 keV να παραχθούν, με πολλαπλά ιονισμένα ιόντα.



Σχήμα 2.1: Επιταχυντής Tandem

2.1.2 Γεννήτρια Van de Graaff

To 1930 o R.J Van de Graaff άρχισε να αναπτύσσει μια γεννήτρια υψηλής τάσης η οποία αργότερα πήρε το όνομά του. Το βασικό συστατικό της είναι ένας ιμάντας από μονωτικό υλικό και κινείται κυκλικά γύρω από δυο κυλίνδρους. Το φορτίο που παράγεται γύρω από ένα αιχμηρό ηλεκτρόδιο με το σχηματισμό Corona, μεταφέρεται πάνω στον ιμάντα. Ο ιμάντας μεταφέρει αυτό το φορτίο πάνω σε έναν μονωμένο θόλο με μεγάλη αγωγιμότητα όπου εκεί αποφορτίζεται μέσω ενός δεύτερου ηλεκτροδίου. Με αυτόν τον τρόπο ο θόλος φορτίζεται συνεχώς μέχρι που επιτυγχάνεται μια κρίσιμη τάση. Ο θόλος είναι συνδεδεμένος κατάλληλα με το πάνω ηλεκτρόδιο του επιταχυντή σωματιδίων, ο οποίος περιέχει επίσης και την πηγή των σωματιδίων. Κάτω από κανονικές συνθήκες, οι γεννήτριες Van de Graaff μπορούν να παράγουν τάσεις που φτάνουν και τα 20 MV.

Ο επιταχυντής αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό χυχλιχών ηλεχτροδίων διατεταγμένα στη σειρά και συνδεδεμένα μεταξύ τους με αντιστάτες υψηλής αντοχής. Αυτός ο σχεδιασμός μειώνει τον κίνδυνο αποφόρτισης λόγω σπινθήρα αφού η τάση ανάμεσα σε κάθε ηλεκτρόδιο ξεχωριστά είναι τόσο χαμηλή που να καταλήγει σε ισοκατανομή του πεδίου. Επιπροσθέτως τα ηλεκτρόδια δρουν ως ηλεκτροστατικοί φακοί οι οποίοι εστιάζουν σε κάποιο βαθμό την δέσμη.



Σχήμα 2.2: Γεννήτρια Van de Graaff

Αφαιρώντας φορτία από ιόντα κατά τη διάρκεια της επιτάχυνσης είναι δυνατό να γίνει χρήση του δυναμικού δύο φορές οπότε μπορούν παραχθούν δέσμες σωματιδίων με τη διπλάσια ενέργεια. Το 1936 ο Van de Graaff και οι συνεργάτες του έφτιαξαν τον πρώτο επιταχυντή βασισμένο σε αυτή την αρχή που είναι επίσης γνωστός ως επιταχυντής Tandem (σε σειρά).

2.1.3 Πηγή Duoplasmatron Off-axis

Ο επιταχυντής του ινστιτούτου διαθέτει δύο ειδών πηγές παραγωγής αρνητικών ιόντων, την πηγή αποσπάσεως ιόντων (sputter source), η οποία χρησιμοποιείται για την παραγωγή βαρέων ιόντων όπως είναι τα ιόντα οξυγόνου, άνθρακα, λιθίου κλπ. και την πηγή duoplasmatron off-axis η οποία χρησιμοποιείται για την παραγωγή ελαφρών αρνητικών ιόντων, όπως υδρογόνο και δευτέριο. Κάθε πηγή ακολουθείται από ένα προεπιταχυντικό σωλήνα ο οποίος, στο άκρο στο οποίο είναι τοποθετημένη η πηγή έχει δυναμικό -60 kV, ενώ στο άκρο που συνδέεται με τη γραμμή έχει δυναμικό 0 V. Έτσι, τα αρνητικά ιόντα υδρογόνου που εξέρχονται των πηγών αποκτούν μία πρώτη επιτάχυνση 60 keV πριν εισέλθουν στην κύρια γραμμή του επιταχυντή.



 Σ χήμα 2.3: Η πηγή duoplasmatron off-axis

Παρακάτω αναλύεται η δομή και η λειτουργία της πηγής ελαφρών ιόντων που χρησιμοποιήθηκε για το συγκεκριμένο πείραμα [12].

Όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.3 η πηγή αποτελείται από ένα μεταλλικό σωληνοειδές εντός του οποίου περιέχεται ομοαξονικός κύλινδρος (ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο IE) που καταλήγει σε μία οπή στη μία βάση του σωληνοειδούς και μία κάθοδος από Pt στην άλλη βάση του. Εξωτερικά της βάσης του σωληνοειδούς στην οποία καταλήγει το ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο τοποθετείται η άνοδος, η οποία στο κέντρο της έχει επίσης μία οπή διαμέτρου μικρότερη των 0.5 mm. Αμέσως μετά την άνοδο τοποθετείται το ηλεκτρόδιο εξαγωγής (extraction electrode–E). Η πλαϊνή επιφάνεια του σωληνοειδούς περιβάλλεται από ένα πηνίο το οποίο με παροχή ρεύματος περίπου 2 Α δημιουργεί μαγνητικές γραμμές κατά μήκος του σωληνοειδούς. Από μία μικρή οπή διοχετεύεται στο σωλήνα το αέριο που πρόκειται να ιονιστεί για να εξάγουμε τα αρνητικά ιόντα προς επιτάχυνση.

 Δ ημιουργούμε κατάσταση πλάσματος με τον εξής τρόπο. Σ το χώρο ανάμεσα στην άνοδο και το νήμα της καθόδου διατηρούμε χαμηλή πίεση (10^{-2}) torr και υψηλή θερμοκρασία. Επιτυγχάνουμε την υψηλή θερμοκρασία με ένα βολταϊκό τόξο. Για να αρχίσει η δημιουργία του τόξου επικαλύπτουμε το νήμα πλατίνας της καθόδου με ανθραχούχο βάριο (BaCO₃) και τη θερμαίνουμε με ρεύμα περίπου 25 A από τα άχρα της Pt. Όταν θερμανθεί το ανθραχούχο βάριο, χάνει ηλεχτρόνια από την επιφάνειά του. Επίσης χρησιμοποιείται οξείδιο μετάλλου αντί για μέταλλο (όπως τάνταλο) γιατί έχει μικρότερο έργο εξόδου ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια αυτά έλκει η άνοδος και συγκρουόμενα με τα μόρια του αερίου που συναντούν στη διαδρομή τους μέσα στο σωλήνα, προκαλούν αλυσιδωτές αντιδράσεις που δημιουργούν το βολταϊκό τόξο. Το ρεύμα του τόξου είναι περίπου 2 Α, που συνήθως αντιστοιχεί σε τάση 60-80 V. Σε κατάσταση πλάσματος τα θετικά ιόντα συγκεντρώνονται στο κέντρο και τα αρνητικά το περιβάλλουν. Είναι αναγκαίο να εξαχθούν τα αρνητικά ιόντα, οπότε όλο το σύστημα σωληνοειδούς-πηνίου μετατοπίζεται λίγο ως προς την οπή της ανόδου, για να βγει από την οπή δέσμη μόνο με αρνητικά ιόντα. Για τον λόγο αυτό η πηγή ονομάζεται off-axis (εκτός άξονα).

Τα ιόντα που βγαίνουν από τη μικρή οπή της ανόδου έλκονται από το ηλεκτρόδιο εξαγωγής *E* το οποίο έχει θετική τάση περίπου 20 kV και επίσης έχει κατάλληλη κωνική γεωμετρία ώστε να εστιάζει τα αρνητικά ιόντα που έλκει. Στη συνέχεια οδηγούνται στον ηλεκτροστατικό φακό για περαιτέρω εστίαση και κατόπιν στον προεπιταχυντικό σωλήνα για να αποκτήσουν την πρώτη επιτάχυνση των 60 keV.

2.2 Ανιχνευτική Δ ιάταξη

2.2.1 Γενικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών HPGe

Οι ανιχνευτές Υπερκαθαρού Γερμανίου (High Purity Germanium–HPGe), ανήκουν στην κατηγορία ανιχνευτών στερεάς κατάστασης (ημιαγωγών). Υπάρχουν δυο είδη ανιχνευτών στερεάς κατάστασης, οι ανιχνευτές Γερμανίου (Ge) και οι ανιχνευτές Πυριτίου (Si). Για γάμμα φασματοσκοπία, προτιμάται το γερμάνιο ως ημιαγωγός λόγω του σχετικά υψηλού ατομικού αριθμού του ($Z_{\rm Ge} = 32$, ενώ $Z_{\rm Si} = 14$) αυξάνοντας έτσι την ενεργό διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου περίπου κατά 60 φορές.

Οι ανιχνευτές γερμανίου αποτελούνται από μία επαφή p-n ή p-i-n, που λειτουργεί στην περιοχή ανάστροφης πόλωσης. Η επαφή αυτή κατασκευάζεται από έναν κρύσταλλο Ge υψηλής καθαρότητας, ο οποίος εμπλουτίζεται, ώστε να γίνει



Σχήμα 2.4: Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε

τύπου p^+ (ή n^-) από τη μία μεριά και τύπου n^- (ή p^+) από την άλλη. Εφαρμόζοντας τάση στα άκρα του κρυστάλλου, δημιουργείται στο κεντρικό τμήμα μια εκτεταμένη περιοχή χωρίς ηλεκτρόνια ή οπές (περιοχή απογύμνωσης), ενώ ελαχιστοποιούνται οι περιοχές πλειονότητας στα άκρα του κρυστάλλου με μεγάλες συγκεντρώσεις p^+ και n^- .

Η περιοχή απογύμνωσης αποτελεί και τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, όπου η ιοντίζουσα ακτινοβολία δημιουργεί ζεύγη ηλεκτρονίων–οπών τα οποία συλλέγονται από εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται στις επαφές p-n. Κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του είναι απαραίτητο να διατηρείται σε ψυχρή ατμόσφαιρα, διαφορετικά δημιουργείται ποσότητα ηλεκτρονίων-οπών στην περιοχή απογύμνωσης, με αποτέλεσμα να αυξάνεται ο θόρυβος (λόγω των ελεύθερων φορέων). Αυτό επιτυγχάνεται με ειδικό εξωτερικό δοχείο (Dewar) το οποίο περιέχει υγρό άζωτο (77°K).



Σχήμα 2.5: Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰Co με ανιχνευτή NaI και HPGe

Παρότι τα δύο συστήματα δε μπορούν να συγκριθούν άμεσα μεταξύ τους, καθώς η δημιουργία σήματος έγκειται στη συλλογή φωτός στην περίπτωση του NaI(Tl) και στη συλλογή ηλεκτρικού φορτίου στην περίπτωση του HPGe, το κύριο μειονέκτημα του NaI(Tl) είναι η χαμηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα (μεγάλο FWHM) και τα κύρια πλεονεκτήματά του είναι η μεγάλη απόδοση ανίχνευσης και το χαμηλό κόστος (βλ. Σχ. 2.5).

2.2.2 Γωνιομετρική Τράπεζα και Ανιχνευτές

Πρόχειται για βαθμονομημένη, επίπεδη οχταγωνιχή τράπεζα μέγιστης αχτινιχής διάστασης 2.40 m. Συνδέεται με ελεγχτή (controller) ο οποίος ελέγχει τις λειτουργίες στροφής, πέδησης χαι επιτάχυνσής της. Στο τραπέζι έχουν τοποθετηθεί αισθητήρες, οι οποίοι επιτρέπουν τη στρέψη της τραπέζης εντός οριοθετημένου εύρους γωνιών, το οποίο ορίζεται από τις ανάγχες του πειράματος. Με τη χρήση laser πραγματοποιήθηχαν η οριζοντίωση της τραπέζης χαι η ευθυγράμμιση του θαλάμου του στόχου. Στη τράπεζα τοποθετούνται οι ανιχνευτές γερμανίου σε γωνίες $θ_i$ σε σχέση με την εισερχόμενη.

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν 4 ανιχνευτές υψηλής καθαρότητας Γερμανίου (High Purity Germanium HPGe), σχετικής απόδοσης 100%. Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν πάνω σε περιστρεφόμενο τραπέζι σε αποστάσεις από το στόχο οι οποίες χυμαίνονταν μεταξύ 14.8 έως 18 cm και σε γωνίες 0°, 55°, 90°, 165° για το πρώτο σετ μετρήσεων. Με στροφή της τράπεζας κατά 15° πραγματοποιήθηκαν πρόσθετες μετρήσεις σε γωνίες 15°, 40°, 105°, 150° για το δεύτερο σετ μετρήσεων όπως φαίνεται στο $\Sigma \chi$. 2.6.



Σχήμα 2.6: Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος

Στον Πίνακα 2.1 αναγράφονται τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά του κάθε ανιχνευτή, καθώς και η τάση λειτουργίας τους, οι αποστάσεις τους από τον θάλαμο και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους.

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα

Χαρακτηριστικά	Ανιχνευτής 1	Ανιχνευτής 2	Ανιχνευτής 3	Ανιχνευτής 4
Σειριαχός Αριθμός (S/N)	33-N40483A	37-N0301120A	7765	35-N40694A
Γωνία	165°	55°	0°	90°
Τάση V	-4000 ± 1	-5000 ± 1	-3200 ± 1	-3500 ± 1
Απόσταση από στόχο [cm]	18	14.8	15.5	15.5
Διάμετρος Κρυστάλλου [cm]	9	9	9	9
Μήχος Κρυστάλλου [cm]	17.8	17.8	17.8	17.8

Οι ανιχνευτές είναι τοποθετημένοι σε οριζόντια θέση πάνω σε κινητό πλαίσιο και χαρακτηρίζονται από βαθμούς ελευθερίας που επιτρέπουν τη κίνηση τους σε κατακόρυφο (πάνω-κάτω) και σε οριζόντιο άξονα (εμπρός-πίσω). Ακόμα, είναι δυνατή μικρή έκκεντρη στρέψη τους η οποία επιτρέπει ευθυγράμμιση με την πορεία

των δεσμών φωτονίων που εκπέμπονται από τον στόχο και επίτευξη κυλινδρικής συμμετρίας.

2.2.3Θάλαμος Σκέδασης

Ο στόχος τοποθετείται σε ένα θάλαμο χενού, ο οποίος αντιπροσωπεύει το σημείο όπου θα λάβουν χώρα οι πυρηνικές αντιδράσεις. Ο ιδιαίτερος σχηματισμός του θαλάμου εξαρτάται από το τύπο του στόχου (στόχος beamstop, στόχος μετάδοσης ή αχτινοβολούμενο δείγμα) χαι του ανιγνευτή (ανιγνευτής αχτίνων-γ, ανιγνευτής φορτισμένων σωματιδίων, ή μετρητής νετρονίων) που θα χρησιμοποιηθούν. Για μελέτη αντιδράσεων που προχαλούνται από φορτισμένα σωμάτια, ο θάλαμος ιονισμού πρέπει να παρέχει μια αχριβή μέτρηση του ολοχληρωμένου φορτίου της δέσμης ιόντων χαι αχόμα να διευχολύνει τους ανιχνευτές αχτινοβολίας. Αχόμα πρέπει να έχει χατάλληλο υλικό (συνήθως Al) και μικρό πάχος, ώστε να υπάρχει μικρή απορρόφηση.



Σχήμα 2.7: Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται οι τέσσερις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα

Ο θάλαμος πρέπει να βρίσκεται σε κενό $pprox 10^{-6}~{
m Torr}$ ή και μικρότερο έτσι ώστε να ελαχιστοποιηθεί η αλληλεπίδραση της δέσμης ιόντων με τα υπόλοιπα μόρια του αερίου και να μειώσει τη συμπύκνωση προσμίξεων στην επιφάνεια του στόχου. Ο θάλαμος ιονισμού αναπαριστά επίσης έναν κλωβό Faraday για να ολοκληρώνει το ρεύμα της

43

δέσμης ιόντων. Εάν το φορτίο της δέσμης, q, είναι γνωστό, ο ολικός αριθμός των ιόντων που προσπίπτουν στον στόχο, N_i , μπορεί εύκολα να υπολογιστεί από τη σχέση $N_i = Q/(qe)$, όπου Q είναι η το ολικό συσσωρευμένο φορτίο.

2.3 Στόχος

Ο στόχος που ακτινοβολήθηκε στα πλαίσια του πειράματος αποτελείται από εμπρόσθιο φύλλο καδμίου $^{112}Cd,\,99.7\%$ εμπλουτισμένο και ισοδύναμου πάχους $1.2~mg/cm^2$ και 3 οπίσθια φύλλα:

- $^{nat}_{83}$ Βi ισοδύναμου πάχους 40 mg/cm^2
- $^{nat}_{49}$ Ι
n ισοδύναμου πάχους 1 mg/cm²
- $^{nat}_{29}$ Cu ισοδύναμου πάχους 18 mg/cm^2

Ο στόχος τοποθετήθηκε σε πλαίσιο (frame) για να εισαχθεί στον θάλαμο σκέδασης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.

Target Profile



0	Μπροστινή Πλευρά	¹¹² Cd	1,2 mg / (cm)² , 99,7 % enriched
0	Πίσω Πλευρά	₅₃Bi (nat.)	40 mg / (cm)²
0	Πίσω Πλευρά	₄₃ln (nat.)	1 mg / (cm)²
0	Πίσω Πλευρά	₂₀Cu (nat.)	18 mg / (cm)²

Σχήμα 2.8: Προφίλ στόχου

Με τη βοήθεια του προγράμματος SRIM [13], το οποίο χρησιμοποιεί προσομοίωση Monte Carlo, μπορούν να δοθούν πολλές πληροφορίες για το στόχο. Σύμφωνα και με το Κεφάλαιο 1.2.6, εισάγοντας στο SRIM την ενέργεια της δέσμης πρωτονίων και το στοιχείο του στόχου βρίσκεται σε κάθε ενέργεια η απώλεια ενέργειας dE/dx μέσα στο στόχο. Στον παρακάτω πίνακα 2.2 φαίνονται οι ενέργειες της δέσμης και οι ενέργειες των πρωτονίων μετά από κάθε στρώση υλικού.

Πίνακας 2.2: Η απώλεια ενέργειας λόγω του στόχου για κάθε ενέργεια της δέσμης [13]

	48Cd	₈₃ Bi	₄₉ In	$_{29}$ Cu
E_p^i (MeV)	E'_p (MeV)	E_p'' (MeV)	$E_p^{\prime\prime\prime}$ (MeV)	E_p^f (MeV)
3.4	3.319	1.654	1.571	0
3.2	3.118	1.359	1.268	0
3.0	2.918	1.039	0.938	0
2.8	2.712	0.674	0.549	0

2.4 Ηλεκτρονικά

Ο σχοπός της ηλεκτρονικής διάταξης είναι η καταγραφή και αποκωδικοποίηση της ακτινοβολίας που καταγράφουν οι ανιχνευτές. Οι πληροφορίες για την κτινοβολία μετατρέπονται σε ηλεκτρικό σήμα και μεταφέρονται σε υπολογιστή, ώστε να μελετηθούν περαιτέρω. Το σήμα αυτό πρέπει να μεταφερθεί χωρίς απώλειες πληροφορίας για να διαβεβαιωθεί η ακρίβεια και η αξιοπιστία της μέτρησης. Η πορεία του σήματος απεικονίζεται στο παρακάτω Σχ. 2.9, όπου εμπλέκονται τα εξής ηλεκτρονικά:

- 1. Ανιχνευτής HPGe (HPGe Detector)
- 2. Προενισχυτής (Pre-amplifier)
- 3. Ενισχυτής (Amplifier)
- 4. Διευχρινιστής (Discriminator)
- 5. Μετατροπέας αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (The analog to digital converter (ADC))
- 6. Πολυδιαυλικός αναλύτης (Multichannel analyzer).
- 7. Υπολογιστής Λήψης Δεδομένων (DAQ)

Τελικά, τα δεδομένα αποθηκεύονται στον υπολογιστή και είναι έτοιμα για ανάλυση.



Σχήμα 2.9: Η πορεία του σήματος από τον ανιχνευτή HPGe, ως τον υπολογιστή όπου είναι έτοιμο να αναλυθεί

2.4.1 Προενισχυτής

Η βασική λειτουργία του προενισχυτή είναι να ενισχύει το αδύναμο σήμα που προέρχεται από τον ανιχνευτή με μία πρώτη ενίσχυση και στη συνέχεια να το οδηγεί στον ενισχυτή. Η απώλεια πληροφορίας πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη και επιπλέον να έχει αποκοπεί ο θόρυβος από το ενισχυμένο σήμα. Για να μην υπάρχουν μεγάλες απώλειες κατά τη μετάδοση του σήματος, είναι απαραίτητο ο προενισχυτής να είναι συνδεδεμένος κοντά στον ανιχνευτή. Για αυτό το λόγο ο προενισχυτής είναι τοποθετημένος μέσα στον ανιχνευτή HPGe, ώστε να μειωθεί το μήκος των επιπλέον καλωδίων και κατ' επέκταση ο ηλεκτρονικός θόρυβος. Έτσι, η πιθανότητα ανίχνευσης σήματος θορύβου μειώνεται [14].

2.4.2 Ενισχυτής

Ο κύριος στόχος του ενισχυτή είναι η περαιτέρω ενίσχυση του σήματος που προέρχεται από τον προενισχυτή. Ωστόσο, υπάρχει μία δεύτερη πολύ σημαντική διεργασία που επιτελεί ο ενισχυτής, τη μετατροπή του σήματος σε μία πιο βολική μορφή ώστε να μπορεί εύκολα στη συνέχεια να προχωρήσει η ανάλυση του σήματος. Για να εξαχθούν πληροφορίες για το ύψος των παλμών, είναι απαραίτητο να διατηρηθεί μια σχέση αναλογίας μεταξύ εισερχόμενων και εξερχόμενων ευρών (γραμμικότητα ενισχυτή).

Ο παλμός που προέρχεται από τον προενισχυτή εμφανίζει εχθετιχή μορφή με ουρά που διαρχεί χρόνο $\tau \approx$ μεριχά μsec-100 μsec. Το εύρος του παλμού είναι ανάλογο της ενέργειας. Αν τώρα, ένας δεύτερος παλμός φτάσει σε χρόνο τ , θα τοποθετηθεί στην ουρά του πρώτου παλμού χαι έτσι το εύρος του θα αυξηθεί (βλ. Σχήμα 2.10). Κατά συνέπεια, θα υπάρξει αλλοίωση στην πληροφορία για την ενέργεια, γνωστή ως pile-up. Υπάρχουν δύο τρόποι για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα: είτε να

περιοριστεί η μέτρηση σε λιγότερο από 1/τ (counts/sec), είτε να ανακατασκευαστεί ο παλμός μικραίνοντας την ουρά. Η δεύτερη τεχνική είναι η πιο διαδεδομένη.



Σχήμα 2.10: (a) Παλμός από τον προενισχυτή με εκθετική ουρά, (b) pile–up δεύτερος παλμός που επικαλύπτει την ουρά του πρώτου

Πίνακας 2.3: Οι ενισχυτές που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα

Wires	Amplifier	Coarse Gain	Shaping Time
γ_1	(L2) Amplifier Canberra 2022	10	2 µsec
γ_2	(L3) Amplifier Canberra 2022	10	$2 \ \mu sec$
γ_3	(L1) Amplifier Canberra 2022	10	$2 \ \mu sec$
γ_4	(L4) Spectroscopy Amplifier N968	100	$2 \ \mu sec$

2.4.3 Διευχρινιστής

Ο διευχρινιστής είναι μια συσκευή που ανταποχρίνεται μόνο σε εισερχόμενα σήματα με ύψος παλμού μεγαλύτερο από μια συγκεχριμένη τιμή (κατώφλι). Αν αυτό το κριτήριο ικανοποιείται, τότε ο διευχρινιστής εκπέμπει ένα λογικό σήμα. Η τιμή αυτή ρυθμίζεται από το χειριστή του πειράματος. Ο διευχρινιστής χρησιμοποιείται για να αποκόπτει παλμούς με μικρό εύρος που προέρχονται από θόρυβο. Οι επιθυμητοί παλμοί είναι αρκετά ψηλοί ώστε να ανταποκριθεί ο διευκρινιστής και να δημιουργήσει ένα λογικό παλμό (βλ. Σχ. 2.11).



Σχήμα 2.11: Η λειτουργία του διευχρινιστή ανάλογα με το ύψος του παλμού

Ο διευχρινιστής χρησιμοποιεί τη μέθοδο triggering. Επειδή είναι αναγκαίος ο συγχρονισμός των παλμών, είναι σημαντικό να διατηρηθεί σταθερή η σχέση του χρόνου μεταξύ της άφιξης του εισερχόμενου παλμού και της εκπομπής του εξερχόμενου. Στους περισσότερους διευχρινιστές, το triggering επιτυγχάνεται τη στιγμή που ο παλμός έχει ύψος μεγαλύτερο από τη τιμή κατωφλίου. Αυτό είναι γνωστό ως leading edge (LE) triggering. Υπάρχει και πιο ακριβής μέθοδος που ονομάζεται constant fraction (CF) triggering [14]. Στη συγκεκριμένη πειραματική διάταξη, ο διευχρινιστής είναι ενσωματωμένος στον κύριο ενισχυτή.

2.4.4 Πολυκαναλικός αναλυτής (MCA)

Το σήμα που προέρχεται από τον κύριο ενισχυτή είναι παλμοί σε τυχαίο χρόνο και με τυχαίο σχήμα. Το σήμα αυτό εισέρχεται στον αναλυτή (MCA), όπου κύρια λειτουργία του είναι να μετρήσει το εύρος και τον αριθμό των παλμών μέσα σε ένα μικρό διάστημα τάσης. Καθώς το ύψος του παλμού είναι ανάλογο της ενέργειας που απορροφάται από τον ανιχνευτή, ο τελικός αριθμός των γεγονότων θα παράγει το επιθυμητό φάσμα ακτίνων γ.

Για να γίνει κατανοητή η λειτουργία του, είναι αναγκαίο να αναλυθεί περαιτέρω η απλούστερη μορφή του, ο single channel analyzer (SCA). Ο SCA αποτελείται από δύο ηλεκτρονικά κατώφλια [15]:

- lower level discriminator (LLD). Οι παλμοί επιτρέπεται να διέλθουν μόνο αν το εύρος τους είναι πάνω από το κατώφλι τάσης H₁. Αλλιώς, ο παλμός αποκόπτεται.
- upper discriminator (ULD). Οι παλμοί επιτρέπεται να διέλθουν μόνο αν το εύρος τους είναι κάτω από το κατώφλι τάσης H₂. Αλλιώς, ο παλμός αποκόπτεται.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Το διάστημα ανάμεσα στο ανώτερο και το κατώτερο όριο τάσης ονομάζεται παράθυρο-window (βλ. Σχ. 2.12). Για κάθε παλμό που διέρχεται, ο SCA παράγει ένα λογικό παλμό. Υποθέτοντας μικρό παράθυρο τάσης-ενέργειας, εξασφαλίζεται το φάσμα αλλά με σημαντικό κόστος στη μέτρηση του χρόνου. Είναι αναγκαίο το σύστημα να μπορεί να διαχειρίζεται ένα μεγάλο αριθμό παραθύρων ταυτόχρονα. Η λύση σε αυτό το ζήτημα δίνεται από τον μετατροπέα αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (The analog to digital converter, ADC) που θα περιγραφεί παρακάτω.



Σχήμα 2.12: Ο SCA όπου απεικονίζεται το ανώτερο και το κατώτερο όριο τάσης

2.4.5 Μετατροπέας αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (The analog to digital converter, ADC)

Ο ADC χρησιμοποιείται για τη μετατροπή του αναλογικού σήματος σε ψηφιακό. Παίζει καθοριστικό ρόλο στη σύνδεση των αναλογικών και των ψηφιακών ηλεκτρονικών. Χωρίζεται σε 2 τύπους:

- peak-sensing
- charge sensitive

Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό ενός ADC είναι η ανάλυση. Αντιπροσωπεύει το συνολικό αριθμό των διαθέσιμων καναλιών που μπορεί να παρέχει ένας ADC. Όσο πιο μεγάλος ο αριθμός αυτός τόσο χαλύτερη είναι η μετατροπή του αναλογικού σε ψηφιακό σήμα, όπου οδηγεί σε καλύτερη ανάλυση. Για το συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε ένας ADC–Dual Timing της Fast ComTec (model 7072). Στους πολυκαναλικούς αναλυτές για συστήματα γερμανίου είναι ενσωματωμένα 16k (16384), 8k (8192) και 4k (4096) κανάλια. Για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν 4096 κανάλια.

2.4.6 Υπολογιστής Λήψης Δεδομένων, DAQ

Τελικά οι πληροφορίες από τις αποδιεγέρσεις που συγκέντρωσαν οι ανιχνευτές καταλήγουν στο DAQ ώστε να είναι δυνατή η επεξεργασία των μετρήσεων και η εξαγωγή φασμάτων. Τα δεδομένα απεικονίζονται στα φάσματα με την μορφή του αριθμού φωτονίων που μετρά ο κάθε ανιχνευτής στην γωνία που έχει τοποθετηθεί συναρτήσει της ενέργειάς τους. Η ανάλυση των φασμάτων που λαμβάνει το DAQ για τις μετρήσεις στη κάθε γωνία γίνεται μέσω του προγράμματος SpectrW [16]. Η διαδικασία ανάλυσης των φασμάτων επεξηγείται εκτενώς στη συνέχεια.

2.5 Τεχνικές Μέτρησης

Η λήψη των μετρήσεων στο πείραμα της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκε με δυο τεχνικές: την in-beam μέθοδο και τη μέθοδο ενεργοποίησης.

2.5.1 In-beam μέθοδος

Εφόσον τα προϊόντα των πυρηνικών αντιδράσεων γενικά παράγονται σε διεγερμένες καταστάσεις, οι in-beam μετρήσεις των ακτίνων-γ (καταγραφή κατά την ακτινοβόληση) μπορούν να συνεισφέρουν σημαντικά στην πυρηνική φασματοσκοπία. Τα επίπεδα που επιτυγχάνονται στις πυρηνικές αντιδράσεις δεν είναι απαραίτητα ίδια με αυτά από μια ραδιενεργή αποδιέγερση (αν και υπάρχει συνήθως μια επικάλυψη), έτσι η in-beam φασματοσκοπία και η φασματοσκοπία ραδιενεργών αποδιεγέρσεων αλληλοσυμπληρώνονται. Στην in-beam μέθοδο έχουμε ακτινοβόληση του στόχου με τη παροχή δέσμης και ταυτόχρονη λήψη των φασμάτων αποδιέγερσης. Οι περισσότερες από τις κορυφές ενδιαφέροντος του ¹¹³In έχουν χρόνους ημιζωής της τάξης των ps (10⁻¹² sec) οπότε οι αποδιεγέρσεις είναι πολύ γρήγορες. Ο χρόνος ακτινοβόλησης του στόχου ήταν σχετικά μεγάλος (όπως φαίνεται στον Πίνακα 2.4), για να υπάρχει η βέλτιστη στατιστική στα φάσματα που λαμβάνουμε.

2.5.2 Μέθοδος ενεργοποίησης - Activation

Βασίζεται στο σχηματισμό ραδιενεργών ισοτόπων ως χαθαρό αποτέλεσμα των αντιδράσεων μεταξύ πυρηνικών σωματίων και ισοτόπων των στοιχείων που μας ενδιαφέρουν. Αυτά τα ισότοπα μετασχηματίζονται σε διαφορετικά ισότοπα είτε του ίδιου είτε διαφορετικού στοιχείου. Υπάρχουν πολλές πυρηνικές αντιδράσεις οι οποίες, θεωρητικά, μπορούν να χρησιμοποιηθούν γι'αυτό το σκοπό. Ωστόσο μόνο μερικές από αυτές τις αντιδράσεις έγουν πραχτιχό ενδιαφέρον. Στις περισσότερες περιπτώσεις, χρησιμοποιούνται αντιδράσεις δυο σωματίων. Ένα σωμάτιο είναι το αντιδραστήριο και το άλλο το προϊόν. Η μέθοδος της ενεργοποίησης (activation method) έπεται της in-beam, αφού έχουν ενεργοποιηθεί οι δυνατές αποδιεγέρσεις του συστήματος και πραγματοποιείται χωρίς ακτινοβόληση του στόχου. Στην περίπτωσή μας, αξιοποιείται για τη μελέτη των αποδιεγέρσεων που καταλήγουν στην ισομερή κορυφή 392 keV του ¹¹³In. Η συγκεκριμένη κορυφή, λόγω του μεγάλου χρόνου ημιζωής της $(t_{1/2} = 99.476 \text{ min})$, είναι δύσκολο να εμφανιστεί στα φάσματα που λαμβάνουμε στην in-beam μέθοδο. Για το λόγο αυτό, λαμβάνουμε μετρήσεις για περίπου 3 χρόνους ημιζωής της ισομερούς χορυφής ($\approx 300 \text{ min}$). Όλες οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στη διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας δίνονται στον Πίνακα 2.4.

Πίνακας 2.4: Συγκεντρωτικός Πίνακας Μετρήσεων

						Measurements				
Data:	Initiation of Measurements:	End of Measurements:	Energy: (Mev)	Scale: (en.A)	Intensity: (en.4)	Pulses: (#)	File Name:	Note:	Technique:	Ομάδες Γωνιών Μέτρησης:
29/10/2012	18:00	18:46	3000	200	60	12079	Cd-112 3000.mpa	With Beam	In Beam	2
29/10/2012	19:00	23:30	-	-	-	-	Cd-112 3000 night.mpa	No Beam	Activation	-
30/10/2012	15:51	16:13	3400	200	120 - 130	60109	Cd112 3400 1.mpa	With Beam	In Beam	2
30/10/2012	16:17	16:35	3400	200	120 - 130	60024	Cd112_3400_2.mpa	With Beam	In Beam	2
30/10/2012	16:35	16:52	3400	200	120 - 130	60018	Cd112_3400_3.mpa	With Beam	In Beam	2
30/10/2012	16:53	17:10	3400	200	120 - 130	60031	Cd112_3400_4.mpa	With Beam	In Beam	2
30/10/2012	17:15	18:29	3400	200	120 - 130	273349	Cd112_3400_5.mpa	With Beam	In Beam	2
30/10/2012	18:37	20:10	3400	200	120 - 130	330000	Cd112_3400_6.mpa	With Beam	In Beam	1
30/10/2012	18:37	21:00	3400	200	120 - 130	498540	Cd112_3400_6b.mpa	With Beam	In Beam	1
30/10/2012	21:15	1:45	-	-	-	-	Cd112_3400_night_all.mpa	No Beam	Activation	-
31/10/2012	10:33	14:31	3200	200	120 - 130	799992	Cd112_3200_1.mpa	With Beam	In Beam	1
31/10/2012	14:40	14:55	3200	200	120 - 130	49150	Cd112_3200_2a.mpa	With Beam	In Beam	2
31/10/2012	15:00	19:04	3200	200	120 - 130	745000	Cd112_3200_2b.mpa	With Beam	In Beam	2
31/10/2012	19:05	23:35	-	-	-	-	Cd112_3200_night.mpa	No Beam	Activation	-
1/11/2012	12:36	13:08	3000	200	70	54702	Cd112_3000_1a.mpa	With Beam / Error	In Beam	2
2/11/2012	11:21	15:30	3000	200	100 - 130	788951	Cd112_3000_1b.mpa	With Beam	In Beam	2
2/11/2012	15:30	19:00	3000	200	130	762899	Cd112_3000_2.mpa	With Beam	In Beam	1
2/11/2012	19:20	19:56	-	-	-	-	Cd112_3000_night_bad.mpa	No Beam / Error	Activation	-
2/11/2012	20:00	0:30	-	-	-	-	Cd112_3000_night_theo.mpa	No Beam	Activation	-
5/11/2012	12:20	18:25	2800	200	120 - 140	х	Cd112_2800_1.mpa	With Beam / Error	In Beam	1
5/11/2012	18:35	23:05	-	-	-	-	Cd112_2800_night_a.mpa	No Beam	Activation	-
6/11/2012	11:28	18:31	2800	200	110 - 150	1550000	Cd112_2800_1b.mpa	With Beam	In Beam	2
6/11/2012	unknown	unknown	-	-	-	-	[Eu-152_calibration]	No Beam / Calibr.	Calibration	2
6/12/2012	unknown	unknown	-	-	-	-	[Eu-152_calibration]	No Beam / Calibr.	Calibration	1

Κεφάλαιο 3 Ανάλυση και Αποτελέσματα

3.1 Ανάλυση

Οι υπολογισμοί για τις γωνιαχές κατανομές και τις ενεργές διατομές που θα αναλυθούν στη συνέχεια του κεφαλαίου προέκυψαν από φάσματα που λάβαμε από πείραμα που πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτο Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η αντίδραση που μελετήθηκε ήταν η:

 ${}^{112}Cd(p,\gamma){}^{113}In$

Προτού προχωρήσουμε όμως στην ανάλυση των δεδομένων, είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθούν δυο υπολογισμοί: η ενεργειαχή βαθμονόμηση των φασμάτων και η συνολιχή απόδοση των ανιχνευτών HPGe. Για τους παραπάνω υπολογισμούς χρησιμοποιήσαμε μια ραδιενεργή πηγή ¹⁵²Eu, της οποίας τα βασιχά χαραχτηριστιχά παρουσιάζονται στην παραχάτω ενότητα 3.1.1.

3.1.1 Βαθμονόμηση Ανιχνευτή

Αρχικά, το φάσμα που καταγράφεται δεν είναι βαθμονομημένο ως προς τις ενέργειες, αλλά αντιπροσωπεύει μία σχέση μεταξύ του αριθμού των γεγονότων και των καναλιών στη μονάδα MCA. Ωστόσο, υπάρχει συνήθως μία γραμμική σχέση που συνδέει τον αριθμό του καναλιού με την ενέργεια της ακτίνας γάμμα:

$$E_{\gamma} = a \cdot (channel \ number) + b \tag{3.1.1}$$

Η πηγή ¹⁵²Eu που χρησιμοποιήθηκε κατάλληλα για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή, εκπέμπει αρκετές ακτίνες γάμμα γνωστών ενεργειών μέσα στο διάστημα ενεργειών που μας ενδιαφέρει (Σχ. 3.1).



Σχήμα 3.1: Τυπικό φάσμα με τις κορυφές 152 Eu

Τοποθετείται στο θάλαμο πηγή Ευρωπίου ¹⁵²Eu με τα εξής χαρακτηριστικά:

- Ενεργότητα πηγής στην ημερομηνία κατασκευής της: $A_0=(217\pm3)~{\rm kBq}$
- Ενεργότητα πηγής κατά τη διεξαγωγή του πειράματος: $A = (197 \pm 3) \text{ kBq}$
- Ημερομηνία κατασκευής: 01–01–2011
- Χρόνος ημιζωής Ευρωπίου: $t_{1/2} = 13.517$ έτη

Συγκρίνοντας αυτές τις ενέργειες και τις σχετικές τους συχνότητες εμφάνισης (που ισοδυναμεί με ύψος κορυφής στο φάσμα) είναι δυνατό να γίνει ταυτοποίηση κορυφών στα φάσματα. Η ταυτοποίηση των κορυφών γίνεται με τη βοήθεια του προγράμματος φασματικής ανάλυσης SpectrW [16] και γίνεται βαθμονόμηση στα φάσματα δίνοντας έτσι ξεκάθαρη σχέση συσχέτισης μεταξύ καναλιών και ενεργειών. Αρχικά, βρέθηκαν όλες οι κορυφές του ¹⁵²Eu από 200–1500 keV και οι εντάσεις της κάθε μίας. Το ¹⁵²Eu διασπάται κατά 72.1% με σύλληψη ηλεκτρονίου, κατά 0.027% με εκπομπή ποζιτρονίου στο ¹⁵²Sm και κατά 27.9% με β^- στο ¹⁵²Gd.

Πίνακας 3.1: Οι ακτίνες γάμμα του $^{152}\rm{Eu}$ με τη μεγαλύτερη σχετική πιθανότητα εκπομπής και ισότοπο προέλευσης [17]

Ενέργεια (keV)	Σχετική πιθανότητα εκπομπής (%)	Ισότοπο
344.2785 (12)	26.59 (12)	$^{152}\mathrm{Gd}$
1408.013(3)	20.85(8)	$^{152}\mathrm{Sm}$
964.079 (18)	14.50 (6)	$^{152}\mathrm{Sm}$
1112.076(3)	13.41 (6)	$^{152}\mathrm{Sm}$
778.9045 (24)	12.97 (6)	$^{152}\mathrm{Gd}$
1085.837(10)	10.13 (6)	$^{152}\mathrm{Sm}$
244.6974(8)	7.55(4)	$^{152}\mathrm{Sm}$
867.380(3)	4.243 (23)	$^{152}\mathrm{Sm}$
443.965(3)	3.120 (28)	$^{152}\mathrm{Sm}$
411.1165 (12)	2.238 (10)	$^{152}\mathrm{Gd}$
1089.737(5)	1.73 (1)	$^{152}\mathrm{Gd}$
1299.142 (8)	1.633 (9)	$^{152}\mathrm{Gd}$
1212.948 (11)	1.416 (9)	$^{152}\mathrm{Sm}$
367.7891 (20)	0.862(5)	$^{152}\mathrm{Gd}$
688.670(5)	0.841 (6)	$^{152}\mathrm{Sm}$
1005.272 (17)	0.665(23)	$^{152}\mathrm{Sm}$
1457.643 (11)	0.498(4)	$^{152}\mathrm{Sm}$
678.623(5)	0.470(4)	$^{152}\mathrm{Gd}$
586.265(3)	0.462(4)	$^{152}\mathrm{Gd}$
563.990(7)	0.457(13)	$^{152}\mathrm{Sm}$
586.265(3)	0.462(4)	$^{152}\mathrm{Gd}$
563.990(7)	0.457 (13)	$^{152}\mathrm{Sm}$



Σχήμα 3.2: Τυπικό ενεργειακό διάγραμμα 152 Ε
υ με τις 20 πιο ισχυρές ακτίνες γ

Το φάσμα μετρήθηκε για μεγάλο χρονικό διάστημα ώστε να διαβεβαιωθεί καλή στατιστική στους υπολογισμούς που θα ακολουθήσουν. Για τη γωνία που τοποθετήθηκε ο ανιχνευτής, υπολογίστηκε μία σχέση ενεργειών-καναλιών Εξ. 3.1.1 και οι παράμετροι παρουσιάζονται στο Πίνακα 3.2. Αφού υπολογιστούν οι παράμετροι *a*, *b* τότε στα φάσματα απεικονίζονται τα γεγονότα συναρτήσει της ενέργειας και είναι έτοιμα για περαιτέρω ανάλυση.

Πίναχας	3.2:	Παράμ	ιετροι	βαι	θμονά	όμηα	σης
---------	------	-------	--------	-----	-------	------	-----

Παράμετροι
$a = (7.994 \pm 2.277) \text{ keV}$
$b = (0.894 \pm 0.005) \text{ keV/channel}$



Σχήμα 3.3: Καμπύλη βαθμονόμησης ανιχνευτή για πηγή ¹⁵²Eu

3.1.2 Υπολογισμός Απόδοσης Ανιχνευτή

Ο βασικός σκοπός της χρήσης Ευρωπίου ¹⁵²Eu δεν ήταν μόνο η βαθμονόμηση των φασμάτων αλλά και η δυνατότητα προσδιορισμού της απόδοσης των ανιχνευτών. Οι ανιχνευτές δεν έχουν την ικανότητα να μετρούν με την ίδια ευαισθησία σε όλες τις ενέργειες.

Οι αφόρτιστες ακτινοβολίες, όπως οι ακτίνες γ και τα νετρόνια, έχουν μεγάλη διεισδυτικότητα και μπορούν να διανύσουν μεγάλες αποστάσεις χωρίς να αλληλεπιδράσουν, έτσι οι ανιχνευτές είναι συνήθως λιγότερο από 100% αποδοτικοί. Γίνεται λοιπόν αναγκαίο να έχουμε έναν ακριβή αριθμό για την απόδοση του ανιχνευτή έτσι, ώστε να συσχετίζουμε τον αριθμό των παλμών που καταγράφονται με τον αριθμό των νετρονίων ή των φωτονίων που προσπίπτουν στον ανιχνευτή. Ορίζουμε έτσι την απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή ως εξής:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{Number of recorded pulses}}{\text{Number of radiation quanta emitted by source}}$$
(3.1.2)

Από τα φάσματα του Ευρωπίου που λήφθηκαν προσδιορίζεται επίσης ο αριθμός των φωτονίων που ανιχνεύτηκαν σε κάθε γωνία. Ο προσδιορισμός γίνεται με υπολογισμό του εμβαδού της περιοχής του φάσματος γύρω από την ενέργεια των κορυφών ενδιαφέροντος. Από το πρόγραμμα SpectrW [16], με αφαίρεση του υποβάθρου και Gaussian προσαρμογή για κάθε κορυφή, καταγράφηκαν σε αρχείο τα Mean, FWHM, Net Area, Errors.

Από τη σχέση 3.1.3 υπολογίστηκε η απόδοση ε_{abs} :

$$\varepsilon_{abs} = \frac{NetArea/LiveTime}{Activity \cdot Intensity\%} \cdot 100$$
(3.1.3)

και εξαρτάται όχι μόνο από τις ιδιότητες του ανιχνευτή αλλά και από τις λεπτομέρειες της γεωμετρίας καταμέτρησης (αρχικά η απόσταση από την πηγή και τον ανιχνευτή).

Άρα η σχέση 3.1.3 πρέπει να διορθωθεί έτσι, ώστε να συμπεριλαμβάνει και τη γεωμετρία καταμέτρησης. Έτσι έχουμε:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{NetArea/LiveTime}{Activity \cdot Intensity\% \cdot G} \cdot 100$$
(3.1.4)

όπου ο G ονομάζεται παράγοντας γεωμετρίας και ισούται με:

$$G = \frac{\Omega}{4\pi}$$
 , $\Omega = \int_{A} \frac{\cos a}{r^2} dA$ (3.1.5)

Στην περίπτωση κυλινδρικού ανιχνευτή προκύπτει ότι:

$$G = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{(d^2 + a^2)}} \right)$$
(3.1.6)

όπου

- d: η απόσταση της πηγής από τον ανιχνευτή και
- a: η ακτίνα του ανιχνευτή



Σχήμα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση σημεια
κής πηγής σε απόσταση d
 από ανιχνευτή με ακτίνα α[18]

Πίνακας 3.3: Υπολογισμός γεωμετρικού παράγοντα για τους 4 ανιχνευτές του πειράματος

Χαρακτηριστικά	Ανιχνευτής 1	Ανιχνευτής 2	Ανιχνευτής 3	Ανιχνευτής 4
Γωνία	165°	55°	0°	90°
Απόσταση από στόχο d [cm]	18	14.8	15.5	15.5
Ακτίνα Κρυστάλλου a [cm]	4.5	4.5	4.5	4.5
Μήχος Κρυστάλλου [cm]	17.8	17.8	17.8	17.8
Γεωμετρικός Παράγοντας G	0.0149	0.0216	0.0198	0.0198

Οι καμπύλες απόδοσης είχαν υπολογιστεί σε πρότερη εργασία από τη συνάδελφο Μαριλένα Λυκιαρδοπούλου [19]. Με χρήση των καμπυλών απόδοσης, δημιουργήθηκαν οι γραφικές παραστάσεις Efficiency=f(Energy) για τις 8 γωνίες από 200–1600 keV. Η καμπύλη προσαρμογής που ταιριάζει καλύτερα στα πειραματικά αποτελέσματα ονομάζεται Debertin με τύπο [20]:

$$y = A \cdot \ln(x) + \frac{B}{x} \cdot \ln(x) + \frac{C}{x} \cdot \ln^2(x) + \frac{D}{x} \cdot \ln^4(x) + \frac{E}{x} \cdot \ln^5(x)$$

Στις παραχάτω γραφικές παραστάσεις (3.5-3.12) φαίνονται τα πειραματικά αποτελέσματα και τα fit για τις 8 γωνίες και προσδιορίζονται οι συντελεστές της προσαρμογής A, B, C, D, E (βλ. Πίνακα 3.4).

	0 °	15°	40 °	55°
A	-0.00398 ± 0.000590443	-0.0049 ± 0.0006691	$-0.00076557 \pm 0.00099239$	-0.00313 ± 0.000948831
B	-24.66614 ± 3.53062	-30.81417 ± 3.90119	0.7965 ± 7.0101	-14.66806 ± 6.67588
C	8.75622 ± 1.25489	10.89608 ± 1.38954	0.02919 ± 2.43693	5.48683 ± 2.32189
D	-0.28575 ± 0.0413	-0.35331 ± 0.04594	-0.01643 ± 0.07695	-0.19345 ± 0.07339
E	0.02754 ± 0.00398	0.03395 ± 0.00444	0.00242 ± 0.00726	0.01932 ± 0.00693
	90 °	105°	150°	165°
A	-0.000614642 ± 0.00326	-0.00102 ± 0.00342	$0.000835481 \pm 0.000721604$	-0.00233 ± 0.000703689
B	0.93972 ± 30.55356	-1.62726 ± 31.25368	2.51848 ± 4.31475	-14.25687 ± 4.19916
C	0.02751 ± 10.28371	0.91087 ± 10.54196	-1.02335 ± 1.53347	5.0491 ± 0.04913
D	-0.01705 ± 0.30471	-0.04453 ± 0.31381	0.04318 ± 0.05045	-0.16354 ± 0.00474
E	0.00020 ± 0.00776	0.00501 ± 0.09867	0.00448 ± 0.00486	0.01579 ± 0.04726

Πίνακας 3.4: Παράμετροι προσαρμογής για κάθε γωνία



Σχήμα 3.5: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 0°



Σχήμα 3.6: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 15°



 Σ χήμα 3.7: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 40°



Σχήμα 3.8: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 55°



Σχήμα 3.9: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 90°



Σχήμα 3.10: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 105°

61



Σχήμα 3.11: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 150°



Σχήμα 3.12: Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 165°

62

Έχοντας κάνει βαθμονόμηση των φασμάτων και προσδιορισμό των αποδόσεων των ανιχνευτών μπορεί να γίνει η κύρια ανάλυση των δεδομένων που αφορά στις κορυφές των ακτίνων αποδιέγερσης.

3.1.3 Υπολογισμός Φορτίου Δέσμης

Είναι απαραίτητο να προσδιοριστεί ο αριθμός των προσπιπτόντων σωματιδίων εξαιτίας των οποίων προχαλείται η εχπομπή σωματιδίων A_0 ή φωτονίων. Αυτός ο αριθμός μπορεί να βρεθεί πειραματιχά μετρώντας το φορτίο της δέσμης. Αν τα προσπίπτοντα φορτισμένα σωμάτια N_p χαραχτηρίζονται από ένα ατομιχό αριθμό Z, τότε το συνολιχό φορτίο Q που προσπίπτει στο στόχο είναι:

$$Q = ZN_p e \tag{3.1.7}$$

όπου e είναι το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου. Τελικά, η ενεργός διατομή από τη σχέση 1.4.9 και μπορεί να γραφτεί ως:

$$\sigma = \frac{AA_0}{QN_A\xi} Ze \tag{3.1.8}$$

Το φορτίο Q προσδιορίζεται μετρώντας το ρεύμα της δέσμης. Αυτό πραγματοποιείται από ένα μετρητή (Counter) που καταγράφει τον αριθμό των παλμών που αντιστοιχεί στο φορτίο της δέσμης. Μετά το τέλος της κάθε μέτρησης, ο μετρητής συλλέγει το συνολικό αριθμό των παλμών και το φορτίο μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$Q(E_i^p) = \frac{Number \ of \ Pulses \times Full \ Scale \ Amps}{100}$$
(3.1.9)

όπου το Full Scale Amps αντιστοιχεί στην κλίμακα έντασης ρεύματος της δέσμης πρωτονίων και τα Pulses στους παλμούς που καταγράφονται στο μετρητή (counter). Αξίζει να σημειώσουμε ότι στην παραπάνω σχέση 3.1.9 η διαίρεση με το 100 προκύπτει από το γεγονός ότι εκ κατασκευής του μετρητή, σε κάθε 100 παλμούς αντιστοιχεί Full Scale έντασης ρεύματος.

Όταν τα πρωτόνια εισέρχονται στο στόχο, τα ηλεχτρόνια που ιονίζονται από τα άτομα του στόχου δημιουργούν θετικά ιόντα. Αυτά τα θετικά ιόντα του στόχου δημιουργούν ένα επιπλέον φορτίο που προστίθεται στο εισερχόμενο φορτίο της δέσμης. Έτσι είναι απαραίτητο να εισάγουμε μία διαφορά δυναμικού -300 V σε κάποια απόσταση από το στόχο ώστε να αφαιρέσουμε αυτό το επιπλέον φορτίο.

3.1.4 Υπολογισμός Συγκομιδής (Yield)

Μετά τη μελέτη των φασμάτων και τον υπολογισμό των γεγονότων που αντιστοιχούν στις φωτοκορυφές ενδιαφέροντος, μπορεί κανείς να εξάγει τη συγκομιδή (Yield) που

αντιπροσωπεύει το συνολικό αριθμό των φωτονίων iενέργειας E_i^γ που παράγονται από την αντίδραση σε γωνία θ_k και ενέργεια δέσμης E_i^p

$$Y(E_i^{\gamma}, E_j^p, \theta_k) = \frac{N(E_i^{\gamma}, E_j^p, \theta_k)\omega(E_j^p, \theta_k)}{\varepsilon_{abs}(E_i^{\gamma}, \theta_k)Q(E_j^p)}$$
(3.1.10)

όπου $\varepsilon_{abs}(E_i^{\gamma}, \theta_k)$ είναι η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή σε γωνία θ_k και ενέργεια φωτονίων E_i^{γ} [8]. Το $Q(E_j^p)$ είναι το ολικό φορτίο που μετρήθηκε για ενέργεια δέσμης E_j^p από τη σχέση 3.1.9 και ο παράγοντας διόρθωσης για το νεκρό χρόνο (dead time) $\omega(E_j^p, \theta_k)$ υπολογίζεται ως εξής:

$$\omega(E_j^p, \theta_k) = 1 + \frac{Dead\ Time}{Real\ Time} \tag{3.1.11}$$

Σε όλα σχεδόν τα ανιχνευτικά συστήματα, υπάρχει ένα ελάχιστο ποσό χρόνου που πρέπει να χωρίζει δυο γεγονότα έτσι ώστε αυτά να καταγράφονται ως δυο ξεχωριστοί παλμοί. Αυτός ο ελάχιστος χρόνος διαχωρισμού ονομάζεται νεκρός χρόνος του μετρητικού συστήματος και λόγω της τυχαίας φύσης της ραδιενεργούς αποδιέγερσης, υπάρχει πάντα κάποια πιθανότητα ένα γεγονός να χαθεί επειδή συνέβει πολύ γρήγορα μετά από ένα προηγούμενο γεγονός. Ο νεκρός χρόνος υπολογίζεται σχετικά απλά, διότι σε κάθε φάσμα που λαμβάνουμε καταγράφεται ο λεγόμενος *live time*, δηλαδή ο χρόνος που τα ανιχνευτικό σύστημα καταμετρούσε γεγονότα. Ακόμα γνωρίζουμε το λεγόμενο *real time*, δηλαδή το χρόνο κατά τον οποίο το πείραμα βρισκόταν σε εξέλιξη. Γνωρίζοντας τις τιμές *live time* και *real time* προκύπτει ο νεκρός χρόνος (*dead time*).

3.1.5 Υπολογισμός Γωνιακών Κατανομών

Ο προσδιορισμός του απόλυτου αριθμού φωτονίων μιας μετάπτωσης γ μας δίνει τη δυνατότητα να υπολογίσουμε τον ολικό αριθμό φωτονίων ενέργειας E_i^{γ} που εκπέμπονται σε όλο το χώρο (4π) λόγω της μετάπτωσης με ενέργεια δέσμης E_j^p . Αυτός ο υπολογισμός γίνεται προσαρμόζοντας μια συνάρτηση $W(\theta)$ στα εξαγόμενα $Y(E_i^{\gamma}, E_j^p, \theta_k)$

$$W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta))$$
(3.1.12)

όπου ο συντελεστής A_0 είναι ο ζητούμενος αριθμός φωτονίων, a_2 και a_4 είναι συντελεστές που εξαρτώνται από τις ιδιοστροφορμές των μεταπτώσεων που εμπλέκονται στη μετάπτωση και $P_2(\cos\theta)$, $P_4(\cos\theta)$ τα πολυώνυμα Legendre δεύτερης και τέταρτης τάξης, αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι υπάρχουν μόνο άρτιοι όροι των πολυωνύμων Legendre στο άθροισμα της παραπάνω σχέσης [21]. Αυτό οφείλεται στη φύση της αποδιέγερσης, που στην περίπτωσή μας είναι E2 (βλ. Πίνακα 3.5). Οι περιττοί όροι δεν επιβιώνουν.

3.1.6 Υπολογισμός Ενεργών Διατομών

Η ολική ενεργός διατομή σ
 για μία αντίδραση (p, γ) , για μια συγκεκριμένη ενέργεια δέσμης ορίζεται ως το άθροισμα των ενεργών διατομών σ_i των γ
 μεταβάσεων στη βασική κατάσταση του τελικού πυρήνα. Έστω N
 αυτές οι μεταβάσεις τότε:

$$\sigma = \sum_{i=1}^{N} \sigma_i \tag{3.1.13}$$

Οι ενεργές διατομές σ_i μπορούν να υπολογιστούν από τη σχέση:

$$\sigma_i = \frac{A}{N_p N_A \xi} (A_0)_i \tag{3.1.14}$$

όπου η σταθερά A_0 καθορίζεται από την προσαρμογή 3.1.12 των δεδομένων για την κάθε μετάβαση. Τελικά, η ολική ενεργός διατομή είναι:

$$\sigma = \frac{A}{N_p N_A \xi} \sum_{i=1}^{N} (A_0)_i$$
 (3.1.15)

και στην περίπτωση όπου τα προσπίπτοντα σωμάτια είναι πρωτόνια ή δευτέρια η παραπάνω γράφεται ως:

$$\sigma = 2.6565 \times 10^{-10} \frac{A}{\xi} \sum_{i=1}^{N} (A_0)_i \text{ [barns]}$$
(3.1.16)

Μονάδες:

- A το ατομικό βάρος του στόχου [g/mol]
- N_A ο αριθμός Avogadro [άτομα/mol]
- ξ το πάχος του στόχου [µg/cm²]
- N_p ο συνολικός αριθμός των προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης
- A_0 ο συνολικός αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων [counts/mC]

3.2 Η αντίδραση $^{112}\mathrm{Cd}(p,\gamma)^{113}\mathrm{In}$

Ύστερα από την ενεργειαχή βαθμονόμηση των φασμάτων και τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης των ανιχνευτών, μπορούμε να προχωρήσουμε στην ανάλυση των φασμάτων με την ταυτοποίηση των φωτοκορυφών που συνεισφέρουν στον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Όπως αναφέρθηκε, η μελέτη γωνιαχής κατανομής των ακτίνων γ αφορά μόνο στην αντίδραση:

$$^{112}\mathrm{Cd} + p \rightarrow ^{113}\mathrm{In} + \gamma$$

Επομένως, μόνο οι κορυφές των φασμάτων οι οποίες έχουν προκύψει από αυτή την αντίδραση ενδιαφέρουν στην ανάλυση που θα ακολουθήσει (βλ. Πίνακα 3.5).

Πίνακας 3.5: Φωτοκορυφές ενδιαφέροντος για τη μελέτη του ¹¹³In. Ακτίνες γάμμα που καταλήγουν στη βασική στάθμη g.s. και η ισομερής μετάπτωση [3]

E level (keV)	E_{γ} (keV)	Lifetime	γ Multipolarity
391.699 (IT)	391.698	99.476 m	M4
646.83	646.830		[E3]
1024.28	1024.300	$3.6 \ \mathrm{ps}$	E2
1131.48	1131.500	$0.97~\mathrm{ps}$	E2
1173.06	1173.100	$60 \ \mathrm{fs}$	M1+E2
1191.12	1191.100		M1,E2
1344.89	1344.890	$0.33 \mathrm{\ ps}$	E2
1351.01	1351.000		
1453.00	1453.000		
1496.39	1496.000		
1504.00	1504.000		
1509.01	1509.040	$\leq 0.2 \; \mathbf{ps}$	
1552.00	1552.000		
1567.05	1567.000	0.24 ps	[M1,E2]
1618.95	1619.000		
1630.57	1630.500		
1675.49	1675.500		
1802.32	1802.200		
2051.44	2051.400		
2095.41	2095.200		
2475.33	2476.300		

Πρώτος στόχος είναι η ταυτοποίηση αυτών των χορυφών στο φάσμα. Ένα δείγμα του φάσματος που λαμβάνουμε από τους ανιχνευτές φαίνεται στο Σχ. 3.13.



Σχήμα 3.13: Πειραματικό φάσμα σε ενέργεια δέσμης $E_p = 3.4 \text{ MeV}$

Όσον αφορά στις αποδιεγέρσεις του ¹¹³In που προέχυψαν από την αντίδραση θα μετρηθούν εχτενέστερα οι αχόλουθες επειδή τροφοδοτούν τη βασιχή στάθμη.

- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1024.28 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} = 3.6$ ps, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: $E_{\gamma} = 1024.3$ keV $(5/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1131.48 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} = 0.97$ ps, στη βασιχή στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: E_{γ} =1131.5 keV $(5/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1191.12 keV, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: E_{γ} =1191.1 keV $(7/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1509.01 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} \le 0.2$ ps, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: E_{γ} =1509.04 keV $(7/2^+, 9/2^+ \rightarrow 9/2^+)$



Σχήμα 3.14: Οι 4 χορυφές του $^{113} \mathrm{In}$ που θα μελετηθούν στην παρούσα εργασία

Πίνακας	3.6:	Οι	ενέργειες	$\tau\omega\nu$	ακτίνων	γάμμα	του	παραπάνω	φάσματος	3.16	και	η
προέλευα	ση το	υς										

Energy (keV)	Nuclear Reaction	Energy (keV)	Nuclear Reaction
255.13	¹¹³ In	1131.50	113 In
391.70	113 In	1191.10	113 In
439.99	23 Na(p,p')	1238.27	$^{56}\mathrm{Fe}(\mathrm{p,p'})$
511.69	$e^+ e^-$ annihilation	1316.76	27 Al(p, γ)
617.85	112 In	1332.83	60 Co
646.83	113 In	1409.79	$^{152}\mathrm{Eu}$
669.75	^{132}Cs	1461.69	$^{40}\mathrm{K}$
808.50	²⁰⁶ Po	1509.04	113 In
843.76	$^{27}\mathrm{Al}(\mathrm{p,p'})$	1634.40	$^{19}\mathrm{F}(\mathrm{p},\gamma)$
1014.52	$^{27}Al(p,p')$	1765.00	$^{214}\mathrm{Bi}$
990.65	$^{27}Al(p,p')$	1780.26	$^{27}\mathrm{Al}(\mathrm{p},\gamma)$
1024.30	113 In	2616.04	$^{214}\mathrm{Bi}$







Σχήμα 3.16: Ταυτοποίηση κορυφών, όπου με κόκκινους αστερίσκους επισημαίνονται οι κορυφές που μελετώνται στην παρούσα εργασία

3.3 Γωνιακές Κατανομές

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών για τις γωνιαχές χατανομές σύμφωνα με τη διαδιχασία που αναπτύξαμε παραπάνω. Στους πίναχες 3.8, 3.11, 3.14, 3.17 χαταγράφονται οι τιμές για την χαταγραφή γεγονότων για χάθε γωνία, ενέργεια δέσμης χαι φωτοχορυφή χαι στα γραφήματα 3.17, 3.18, 3.19, 3.20 οι γωνιαχές χατανομές με την προσαρμογή στα πειραματιχά δεδομένα της συνάρτησης $W(\theta) = A_0 (1+a_2P_2(\cos\theta)+a_4P_4(\cos\theta))$ από την οποία προσδιορίστηχαν οι συντελεστές A_0, a_2, a_4 , όπου $P_{2,4}$ πολυώνυμα Legendre 2ου χαι 4ου βαθμού (βλ. Πίναχες 3.9, 3.12, 3.15, 3.18).

3.3.1 Φωτοκορυφή 1024.3 keV

Πίναχας 3.7: Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1024.3 keV

θ (°)	Efficiency (%)	θ (°)	Efficiency (%)
0	0.248 ± 0.001	90	0.235 ± 0.001
15	0.277 ± 0.001	105	0.260 ± 0.001
40	0.229 ± 0.001	150	0.215 ± 0.001
55	0.219 ± 0.001	165	0.215 ± 0.002

Πίνα
χας 3.8: Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1024.3~{\rm keV}$

	$2800 { m keV}$	3000 keV	$3200 \mathrm{keV}$	$3400 \mathrm{keV}$
θ (°)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)
0	131814 ± 15351	398554 ± 19647	1362038 ± 38010	2738293 ± 61222
15	91590 ± 11527	610624 ± 22772	1286618 ± 36276	2795388 ± 67074
40	91405 ± 15099	647982 ± 29539	1226403 ± 47466	$2711906 {\pm}~83351$
55	92058 ± 17635	350526 ± 25554	1264680 ± 58475	2559970 ± 84132
90	97367 ± 15044	319952 ± 22929	1135678 ± 41396	2370801 ± 64177
105	79421 ± 14724	572866 ± 31746	1233726 ± 51816	2512561 ± 90716
150	94226 ± 13511	617916 ± 26690	1368056 ± 40642	2922562 ± 76018
165	138930 ± 17467	410499 ± 23733	1357741 ± 43408	2749816 ± 67021


Σχήμα 3.17: Γωνιακή κατανομή για τη φωτοκορυφ
ή $E_{\gamma}{=}1024.3~{\rm keV}$

Πίνα
χας 3.9: Συντελεστές της σχέσης $W(\theta)=A_0\big(1+a_2P_2(cos\theta)+a_4P_4(cos\theta)\big)$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών

E_{beam} (keV)	$A_0 \; ({ m counts/mC})$	a_2	a_4
2800	90259 ± 7969	0.11256 ± 0.14663	0.20094 ± 0.18438
3000	469162 ± 61704	0.27925 ± 0.22495	-0.30888 ± 0.24311
3200	1235890 ± 25792	0.1032 ± 0.03274	-0.01724 ± 0.03964
3400	2594080 ± 36082	0.1234 ± 0.02191	-0.05826 ± 0.02654

3.3.2 Фитохор
υφή 1131.5 keV

Πίναχας 3.10:	Η απόδοση των	ν ανιχνευτών	στις 8 γα	ωνίες, E_{γ}	=1131.5 keV
---------------	---------------	--------------	-----------	---------------------	--------------

θ (°)	Efficiency (%)	θ (°)	Efficiency (%)
0	0.238 ± 0.001	90	0.224 ± 0.001
15	0.265 ± 0.001	105	0.247 ± 0.001
40	0.216 ± 0.001	150	0.203 ± 0.001
55	0.209 ± 0.002	165	0.205 ± 0.003

Πίνα
κας 3.11: Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή E_{γ} =1131.5 keV

	$2800 { m keV}$	$3000 { m keV}$	$3200 \mathrm{keV}$	$3400 \mathrm{keV}$
θ (°)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)
0	46715 ± 12354	196390 ± 17621	675531 ± 29255	1360645 ± 41174
15	71027 ± 12166	283693 ± 19631	591889 ± 25762	1288598 ± 46247
40	34612 ± 12086	249161 ± 22603	528224 ± 38834	1222480 ± 63903
55	57042 ± 17402	196734 ± 24500	569894 ± 42473	1185279 ± 60540
90	72258 ± 16513	188345 ± 23745	559227 ± 31721	1187718 ± 47690
105	58265 ± 16062	269921 ± 27229	566310 ± 40822	1210111 ± 63464
150	28434 ± 9532	328344 ± 23150	659675 ± 26858	1339081 ± 54593
165	51300 ± 14149	163187 ± 19670	622974 ± 32216	1219081 ± 43425



Σχήμα 3.18: Γωνιακή κατανομή για τη φωτοκορυφ
ή $E_{\gamma}{=}1131.5~{\rm keV}$

Πίναχας 3.12: Συντελεστές της σχέσης $W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta))$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών.

E_{beam} (keV)	$A_0 \; ({ m counts/mC})$	a_2	a_4
2800	48324 ± 4613	_	_
3000	239237 ± 27788	$0.18341 {\pm}\ 0.20592$	-0.19952 ± 0.21384
3200	576443 ± 22548	0.08291 ± 0.06137	0.03577 ± 0.07458
3400	1217670 ± 29445	0.05801 ± 0.03751	0.02055 ± 0.04672

3.3.3 Φωτοχορυφή 1191.1 keV

Πίναχας 3.13:	Η απόδοση	των ανιχνευτώ	ον στις 8 γα	ονίες, E_{γ} =1191.1 keV
---------------	-----------	---------------	--------------	---------------------------------

θ (°)	Efficiency (%)	θ (°)	Efficiency (%)
0	0.233 ± 0.001	90	0.218 ± 0.001
15	0.259 ± 0.001	105	0.240 ± 0.001
40	0.210 ± 0.001	150	0.197 ± 0.001
55	0.205 ± 0.003	165	0.199 ± 0.003

Πίνα
χας 3.14: Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1191.1~{\rm keV}$

	$2800 { m keV}$	$3000 \ \mathrm{keV}$	$3200 \mathrm{keV}$	$3400 \mathrm{keV}$
θ (°)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)
0	41815 ± 14016	148287 ± 18018	360298 ± 23670	835107 ± 35170
15	29082 ± 9611	146183 ± 16199	346370 ± 22956	726674 ± 39349
40	23072 ± 12152	190097 ± 24800	311204 ± 38780	688587 ± 54076
55	26151 ± 13080	110176 ± 24059	275424 ± 38360	660007 ± 48002
90	25039 ± 11784	114803 ± 19543	304382 ± 27011	616647 ± 38684
105	28170 ± 9836	154364 ± 22784	335324 ± 27687	667486 ± 49073
150	43962 ± 11608	213581 ± 22506	344679 ± 27497	743533 ± 45564
165	44062 ± 12915	101690 ± 17843	399319 ± 29554	781086 ± 41862



Σχήμα 3.19: Γωνιακή κατανομή για τη φωτοκορυφ
ή $E_{\gamma}{=}1191.1~{\rm keV}$

Πίναχας 3.15: Συντελεστές της σχέσης $W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta))$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών.

E_{beam} (keV)	$A_0 \; ({ m counts/mC})$	a_2	a_4
2800	28656 ± 3421	0.24473 ± 0.20506	0.11828 ± 0.26439
3000	150255 ± 15895	0.24718 ± 0.17527	-0.25065 ± 0.20181
3200	317901 ± 12457	0.07715 ± 0.05906	0.09264 ± 0.08067
3400	669161 ± 16974	0.14313 ± 0.04029	0.0554 ± 0.05048

3.3.4 Φωτοχορυφή 1509.04 keV

Πίναχας 3.16: Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1509.04 keV

θ (°)	Efficiency (%)	θ (°)	Efficiency (%)
0	0.203 ± 0.001	90	0.192 ± 0.001
15	0.180 ± 0.005	105	0.207 ± 0.001
40	0.179 ± 0.001	150	0.175 ± 0.001
55	0.175 ± 0.003	165	0.175 ± 0.007

Πίναχας 3.17: Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1509.04~{\rm keV}$

	$2800 { m keV}$	3000 keV	$3200 \mathrm{keV}$	$3400 \mathrm{keV}$
θ (°)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)	Yield (counts/mC)
0	50046 ± 10224	99846 ± 13510	191478 ± 21380	378137 ± 28550
15	49111 ± 9491	106278 ± 14506	231534 ± 22653	438991 ± 35975
40	61745 ± 13204	108893 ± 21194	262591 ± 39952	561979 ± 64130
55	46326 ± 14629	121310 ± 19036	239762 ± 43107	498668 ± 53416
90	32240 ± 9986	97101 ± 18512	192719 ± 29341	410410 ± 39655
105	38690 ± 9075	93870 ± 19400	194403 ± 31415	446475 ± 48215
150	47838 ± 9898	104438 ± 15846	225807 ± 25050	431251 ± 40412
165	50842 ± 12151	95177 ± 14100	233891 ± 25033	427639 ± 30314



Σχήμα 3.20: Γωνιακή κατανομή για τη φωτοκορυφ
ή $E_{\gamma}{=}1509.04~{\rm keV}$

Πίναχας 3.18: Συντελεστές της σχέσης $W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta))$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών.

E_{beam} (keV)	$A_0 \; (\mathrm{counts/mC})$	a_2	a_4
2800	44298 ± 2133	0.34562 ± 0.07759	-0.23173 ± 0.09782
3000	102222 ± 4376	-	-
3200	219537 ± 11661	$0.15944 {\pm}\ 0.08394$	-0.23428 ± 0.09746
3400	458048 ± 17862	$0.05521{\pm}\ 0.05866$	-0.23117 ± 0.07066

3.4 Ενεργές Διατομές

Παρακάτω παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι ενεργές διατομές για κάθε φωτοκορυφή.

Πí	νακας	3.19:	Ενεργές	διατομές	εκπομπής	ακτινοβολίαα	ςγ
----	-------	-------	---------	----------	----------	--------------	----

	$1024.30 { m ~keV}$	$1131.50 { m ~keV}$	$1191.10 \mathrm{\ keV}$	$1509.04~\mathrm{keV}$
E_{beam} (keV)	σ (µb)	$\sigma~(\mu b)$	σ (µb)	$\sigma~(\mu { m b})$
2800	1.95 ± 0.17	1.04 ± 0.10	0.62 ± 0.07	0.95 ± 0.05
3000	10.11 ± 1.33	5.16 ± 0.60	3.24 ± 0.34	2.20 ± 0.09
3200	26.63 ± 0.56	12.42 ± 0.49	6.85 ± 0.27	4.73 ± 0.25
3400	55.91 ± 0.78	26.24 ± 0.63	14.42 ± 0.37	9.87 ± 0.38

Πίνακας 3.20: Ολικές ενεργές διατομές εκπομπής ακτινοβολίας γ για την in-beam διαδικασία

E_{beam} (keV)	$\sigma_{in-beam}$ (µb)
2800	4.6 ± 0.4
3000	$20.7 ~\pm~ 2.4$
3200	50.6 ± 1.6
3400	$106.4 ~\pm~ 2.2$

3.5 Ο Κώδικας TALYS

Ο TALYS [22] είναι ένας κώδικας πυρηνικών αντιδράσεων, που δημιουργήθηκε για να παρέχει ολοκληρωμένους και ακριβείς υπολογισμούς μεγεθών που αφορούν σε πυρηνικές αντιδράσεις στην ενεργειακή κλίμακα 1 keV-200 MeV, μέσω ενός συνδυασμού αξιόπιστων πυρηνικών μοντέλων. Ο κώδικας TALYS μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση βασικών επιστημονικών πειραμάτων ή την παραγωγή πυρηνικών δεδομένων για εφαρμογές. Επιτρέπει τον υπολογισμό των ρυθμών αντίδρασης με αυξημένη ακρίβεια και αξιοπιστία, καθώς και την εξέταση των προσεγγίσεων από προηγούμενους κώδικες. Οι προβλέψεις του TALYS για τους θερμοπυρηνικούς ρυθμούς με σημασία στην αστροφυσική είναι λεπτομερείς και συγκρίνονται με αυτές που προκύπτουν από κώδικες που χρησιμοποιούνται ευρέως για τα ίδια πυρηνικά συστατικά. Οι προβλέψεις του TALYS μπορεί να διαφέρουν σημαντικά από παλαιότερους κώδικες, συγκεκριμένα για πυρήνες των οποίων υπήρχαν λίγα ή και καθόλου διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Σε σχέση με την παρούσα εργασία, ο κώδικας TALYS παρέχει ένα εργαλείο για την εκτίμηση όλων των πυρηνικών ρυθμών με σημασία στην αστροφυσική με βελτιωμένη ακρίβεια και αξιοπιστία, ώστε να υπάρχει άμεση σύγκριση με τα πειραματικά μας δεδομένα, γεγονός που θα αξιοποιήσουμε παρακάτω Σχ. 3.21.

Μεθοδολογικά, ο κώδικας αυτός χρησιμοποιεί φαινομενολογικά και (ημι)-μικροσκοπικά μοντέλα Οπτικού Δυναμικού, Πυκνοτήτων Πυρηνικών Καταστάσεων και Ισχύος ακτινοβολίας γ για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Τα βασικότερα μοντέλα Οπτικού Δυναμικού πρωτονίου-πυρήνα (p-OMP), Πυκνοτήτων Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD) και Συναρτήσεων Ισχύος Ακτίνων γ τα οποία χρησιμοποιήθηκαν από τον κώδικα TALYS παρατίθενται ακολούθως:

- 1. p-OMP
 - Φαινομενολογικό πρότυπο
 Οπτικό Δυναμικό Koning-Delaroche (KD)
 - (Ημι)μικροσκοπικό μοντέλο
 Οπτικό Δυναμικό Bauge, Delaroche και Girod (JLM)
- 2. NLD
 - Φαινομενολογικά πρότυπα
 Αέριο Fermi σταθερής θερμοκρασίας (CTFG)
 Οπισθο-μετατοπισμένο αέριο Fermi (BFM)
 Γενικευμένο υπερρευστό (GSM)
 - (Ημι)–μικροσκοπικά μοντέλα
 Μικροσκοπικό στατιστικό πρότυπο Demetriou-Goriely (HF-BCS)
 Μικροσκοπικό συνδυαστικό πρότυπο Hilaire-Goriely (HFB)
- 3. γSF
 - Φαινομενολογικά πρότυπα
 Γενικευμένη Λορεντζιανή των Kopecky-Uhl (KU)
 Γενικευμένη Λορεντζιανή των Brink-Axel (BA)
 - (Ημι)μικροσκοπικά μοντέλα
 Μικροσκοπικό πρότυπο Hartree-Fock (HFBCS)
 Μικροσκοπικό πρότυπο Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB)
 Υβριδικό πρότυπο του Goriely (Hybrid)

Λεπτομερής ανάλυση των παραπάνω προτύπων ξεφεύγει από τα πλαίσια της εργασίας μας, γι' αυτό και δεν θα πραγματοποιηθεί. Στην παρούσα εργασία μετρήθηκαν ενεργές διατομές σε μικρές ενέργειες με την in-beam διαδικασία. Οι τιμές αυτές παρουσιάζονται μαζί με τις αντίστοιχες προβλέψεις της θεωρίας Hauser-Feshbach στη γραφική παραστάση που ακολουθειούν. Η συνεχής καμπύλη στο Σχ. 3.21 αντιστοιχεί στον εκ προοιμοίου χρησιμοποιούμενο συνδυασμό (default set) Οπτικού Δυναμικού, Πυκνότητας Πυρηνικών Καταστάσεων και Συναρτήσεων Ισχύος Ακτίνων γ που χρησιμοποιεί το TALYS στους θεωρητικούς υπολογισμούς ενεργών διατομών, (KD-CTFG-KU).



Σχήμα 3.21: Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών ενεργών διατομών με τη βοήθεια του κώδικα TALYS v1.9 [22].

Κεφάλαιο 4 Σύνοψη-Συμπεράσματα

Η πειραματική διαδικασία πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε πειραματικά η αντίδραση

$$^{112}\mathrm{Cd} + p \rightarrow ^{113}\mathrm{In} + \gamma$$

ως προς τις γωνιαχές κατανομές και τις ενεργές διατομές. Η αρχιχή λήψη των μετρήσεων έγινε με δυο μεθόδους, in-beam και ενεργοποίησης, λόγω της ύπαρξης της μετασταθούς στάθμης του ¹¹³In, από τις οποίες στην παρούσα εργασία αναλύθηκαν τα πειραματικά δεδομένα από την πρώτη, αποχλειστικά.

Συγκεκριμένα αναλύθηκαν οι παρακάτω κορυφές:

- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1024.28 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} = 3.6$ ps, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: $E_{\gamma} = 1024.3$ keV $(5/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1131.48 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} = 0.97$ ps, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: $E_{\gamma} = 1131.5$ keV $(5/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1191.12 keV, στη βασική στάθμη εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: $E_{\gamma}{=}1191.1 \text{ keV} (7/2^+ \rightarrow 9/2^+)$
- Αποδιέγερση από τη στάθμη 1509.01 keV, χρόνου ημιζωής $t_{1/2} \le 0.2$ ps, στη βασιχή στάθμη εχπέμποντας φωτόνιο ενέργειας: $E_{\gamma} = 1509.04$ keV $(7/2^+, 9/2^+ \rightarrow 9/2^+)$

Η στατιστική του πειράματος ήταν αρκετά ικανοποιητική και για το λόγο αυτό μπορέσαμε να υπολογίσουμε τόσο τις γωνιακές κατανομές, όσο και τις ενεργές διατομές της αντίδρασης. Για τις γωνιακές κατανομές προσαρμόσαμε τη συνάρτηση $W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta))$ που αντιστοιχεί σε τετραπολική εκπομπή (Μετάβαση E2), ενώ τις ενεργές διατομές τις συγκρίναμε με τις θεωρητικές προβλέψεις της έκδοσης 1.9 του κώδικα TALYS [22].

Τα συμπεράσματα που προκύπτουν είναι τα παρακάτω:

- Τα σημεία των γωνιαχών κατανομών 3.17, 3.18, 3.19, 3.20 αναπαριστούνται καλά από τη συνάρτηση W(θ) που αντιστοιχεί σε μετάβαση E2. Συγκεκριμένα για την πρώτη φωτοχορυφή στα 1024.3 keV για ενέργεια δέσμης 3000 keV 3.17, μελετήθηκε και προσαρμογή με σταθερό όρο (flat curve), η οποία έδωσε παρόμοια αποτελέσματα για τον αριθμό των φωτονίων A₀ που παράγονται κατά την αντίδραση. Όμοια αντιμετώπιση αχολουθήθηκε και για τις φωτοχορυφές 1131.5 και 1509.04 keV.
- 2. Για τη φωτοχορυφή στα 1509.04 keV που δεν υπάρχουν στοιχεία στη βιβλιογραφία για τη φύση της μετάπτωσης μπορούμε να συμπεράνουμε από τις γωνιαχές χατανομές 3.20 ότι πρόχειται για μετάβαση Ε2. Η συγχεχριμένη μετάβαση χρήζει περισσότερης διερεύνησης, ώστε να υπάρξει πλήρης βεβαιότητα για την τάξη του πολυπόλου.
- 3. Οι ενεργές διατομές κυμαίνονται από 4.6–106.4 μb για την in-beam διαδικασία. Ο συνδυασμός του Οπτικού Δυναμικού των Koning-Delaroche (KD) με τις Πυκνότητες Πυρηνικών Καταστάσεων αερίου Fermi (CTFG) και τις Συναρτήσεις Ισχύος Ακτίνων γ των Kopecky-Uhl, φαίνεται να αναπαράγει την τάση εξέλιξης των δεδομένων σε σχέση με την ενέργεια, έχοντας όμως μια σχετικά μεγάλη απόκλιση στην απόλυτη τιμή.
- 4. Στο γράφημα 3.21 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές μόνο για την in-beam διαδικασία και μόνο για 4 κορυφές που καταλήγουν στη βασική κατάσταση. Είναι σχεδόν βέβαιο ότι υπάρχουν και άλλες φωτοκορυφές που αντιστοιχούν σε στάθμες που κανονικά συνεισφέρουν στη συνολική ενεργό διατομή. Όμως, λόγω της χαμηλής στατιστικής τους δεν ξεχωρίζουν από το υπόβαθρο και επομένως ήταν αδύνατο να μετρηθούν και να συνυπολογιστούν. Η συνολική τους συνεισφορά δεν αναμένεται όμως να καλύψει το εύρος απόκλισης των υπολογισμών από τις πειραματικές τιμές. Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθεί ότι δεν έχει συνυπολογιστεί η μετάβαση γ₀, η οποία φαίνεται στο φάσμα, αλλά επί του παρόντος υπάρχει δυσκολία στον καθορισμός της απόδοσης των ανιχνευτών στις μεγάλες αυτές ενέργειες.

Παραρτήματα

Α. Εξασθένιση Δέσμης

Όταν μία δέσμη διέρχεται μέσω της ύλης, η ένταση της εξασθενεί λόγω του ότι μερικά σωμάτια σκεδάζονται σε διεύθυνση άλλη από εκείνη της δέσμης ή επάγουν αντιδράσεις. Λόγω του ότι ακόμη και η ελαστική σκέδαση οδηγεί σε απώλεια σωματίων της δέσμης, η εξασθένηση καθορίζεται από την ολική ενεργό διατομή.

Ας θεωρήσουμε μία δέσμη με ένταση I_0 σωματίων ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας που προσπίπτει σε μία πλάκα υλικού (Βλέπε Σχ. 1).



Σχήμα 1: Διάγραμμα εξασθένισης δέσμης που διέρχεται από πλάκα υλικού [1]

Σε βάθος x, η ένταση είναι I και έστω ότι υπάρχουν N σωμάτια στόχου ανά μονάδα όγκου του υλικού. Ο αριθμός των κρούσεων ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας στο τμήμα πάχους dx είναι ανάλογο του αριθμού των σωματίων του στόχου $N \cdot dx$. Εξ ορισμού, η σταθερά αναλογίας είναι η ολική ενεργός διατομή σ_T . Τότε

$$dI = -\sigma_T I N dx$$

Ολοκληρώνοντας και εφαρμόζοντας την αρχική συνθή
κη $I = I_0$ και x = 0παίρνουμε

$$I = I_0 \exp(-N\sigma_T x) = I_0 \exp(-x/\Lambda)$$
(A.1)

όπου $\Lambda = 1/N\sigma_T$ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ χρούσεων. Προφανώς, το Λ είναι η απόσταση κατά την οποία η ένταση της δέσμης μειώνεται κατά 1/e. Εάν το N είναι γνωστό, μπορεί κανείς να μετρήσει την εξασθένιση A.1, οπότε βρίσκει την τιμή του Λ και κατά συνέπεια την σ_T .

Β. Κινηματική ΠυρηνικώνΑντιδράσεων

Μία πυρηνική αντίδραση αποδίδεται συμβολικά ως $a + A \rightarrow b + B$, όπου στην αρχική κατάσταση, a, είναι το σωμάτιο της δέσμης με κινητική ενέργεια E_a , A ο πυρήνας στόχος, ενώ b και B αντιπροσωπεύουν μια ανακατάταξη των νουκλεονίων (a + A). Αναμένεται ότι τα παράγωγα b + B θα εκπεμφθούν σε γωνίες ως προς την αρχική διεύθυνση της δέσμης (θ_b, ϕ_b) και (θ_B, ϕ_B) με κινητική ενέργεια E_b και E_B .

Η όλη διεργασία της αντίδρασης καθορίζεται από τις αρχές διατήρησης της ενέργειας και ορμής που συνδέουν την αρχική και τελική κατάσταση με τέσσερις εξισώσεις. Από τη διατήρηση της ορμής οι διευθύνσεις του b και B που εκπέμπονται και η διεύθυνση της αρχικής δέσμης βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Οι γωνίες θ_b , ϕ_b προσδιορίζονται με την τοποθέτηση του ανιχνευτή σε μια συγκεκριμένη διεύθυνση ως προς την αρχική δέσμη.

Σε σύστημα σφαιρικών πολικών συντεταγμένων με τον άξονα z κατά τη διεύθυνση της δέσμης θεωρούμε ότι οι αζιμουθιακές γωνίες των σωματίων b και B είναι $\phi_b = 0$ και $\phi_B = \pi$. (Σχήμα 2)



Σχήμα 2: Ελαστική Σκέδαση

Από τη διατήρηση της ενέργειας προβλέπεται

$$E_a + Q = E_b + E_B \tag{B.1}$$

Από τη διατήρηση ορμής

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \tag{B.2}$$

Η παραπάνω σχέση διαχωρίζεται σε δυο βαθμωτές εξισώσεις:

$$p_a = p_b \cos \theta_b + p_B \cos \theta_B \tag{B.2a}$$

$$0 = p_b \sin \theta_b - p_B \sin \theta_B \tag{B.2b}$$

Στη μη σχετικιστική περιοχή ενεργειών, που συνήθως διέπει τις πυρηνικές αντιδράσεις, η ορμή και η ενέργεια των σωματίων συνδέονται με τη σχέση $p = \sqrt{2mE}$, που χρησιμοποιείται για να απαλειφθούν οι ποσότητες E_B και θ_B που όπως γνωρίζουμε δεν παρατηρούνται σε ένα τυπικό πείραμα πυρηνικής αντίδρασης.

Από την εξίσωση Β.2a με πράξεις έχουμε:

$$(p_a - p_b \cos \theta_b)^2 = (p_B \cos \theta_B)^2 \Rightarrow p_a^2 - 2p_a p_b \cos \theta_b + p_b^2 \cos \theta_b^2 = p_B^2 \cos \theta_B^2$$

και από την εξίσωση B.2b:

$$p_b^2 \sin \theta_b^2 = p_B^2 \sin \theta_B^2$$

Με πρόσθεση κατά μέλη,

 \Rightarrow

$$p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \theta_b = p_B^2$$
(B.3)

Από τις εξισώσεις B.1,B.3 και από τη σχέση $p = \sqrt{2mE}$ βρίσκουμε ότι η τιμή Q της αντίδρασης μπορεί να γραφεί ως:

$$Q = E_b + E_B - E_a \Rightarrow Q = \frac{p_b^2}{2m_b} + \frac{p_B^2}{2m_B} + \frac{p_a^2}{2m_a}$$

$$\Rightarrow \qquad Q = \frac{p_b^2}{2m_b} + \frac{p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \theta_b}{2m_B} - \frac{p_a^2}{2m_a}$$

$$\Rightarrow \qquad Q = \frac{p_b^2}{2} (\frac{m_b + m_B}{m_b m_B}) - \frac{p_a^2}{2} (\frac{m_B - m_a}{m_a m_B}) - \frac{p_a p_b \cos \theta_b}{m_B}$$

$$Q = E_b (1 + \frac{m_b}{m_B}) - E_a (1 - \frac{m_a}{m_B}) - \frac{2\sqrt{m_a m_b E_a E_b}}{m_B} \cos \theta_b \qquad (B.4)$$

Από τη σχέση B.4 μπορεί να υπολογιστεί η αναμενόμενη κινητική ενέργεια E_b του σωματίου b σε γωνία θ_b και στη συνέχεια από τη σχέση B.1 και μέσω της B.4 μπορεί να υπολογιστεί η κινητική ενέργεια E_B του σωματίου που διαφεύγει την παρατήρηση.

Βιβλιογραφία

Βιβλιογραφία

- Satchler G.R. Introduction to nuclear reactions. Oxford University Press, 1990.
- [2] Α. Ζυρίλιου. Μελέτη Καταστάσεων Συντονισμού της Πυρηνικής Αντίδρασης ¹²C(¹²C,α)²⁰Ne, 2016.
- [3] National nuclear data center. http://www.nndc.bnl.gov/.
- [4] H.E. Schiott J. Lindhard, M. Schraff. Mat. Fys. Med. Dan. Vid. Selsk, 33, 1963.
- [5] K. Alder and A. Winther. The theory of coulomb excitation of nuclei. *Phys. Rev.*, 91:1578–1579, Sep 1953.
- [6] D. De Frenne, E. Jacobs, and M. Verboven. Nuclear data sheets for a = 103. Nuclear Data Sheets, 45(3):363–508, 1985.
- [7] B.R. Martin. Nuclear and Particle Physics: An Introduction. Wiley, 2009.
- [8] Ε. Γαλανόπουλος. Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδραστήρων πρωτονικής σύλληψης των ισοτόπων του στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση. PhD thesis, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2004.
- [9] Masayuki Igashira and Toshiro Ohsaki. Neutron capture nucleosynthesis in the universe. *Science and Technology of Advanced Materials*, 5(5-6):567, 2004.
- [10] J. Bork, H. Schatz, F. Käppeler, and T. Rauscher. Proton capture cross sections of the ruthenium isotopes. *Phys. Rev. C*, 58:524–535, Jul 1998.
- [11] Jordi Jose and Christian Iliadis. Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements. *Reports on Progress in Physics*, 74(9):096901, 2011.
- [12] Μ. Διαχάχη. Ο Επιταχυντής Van de Graaff Tandem (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος. 2005.

- [13] M. D. Ziegler J. F. Ziegler and J. P. Biersack. Srim program-the stopping and range of ions in matter.
- [14] W.R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach. Springer-Verlag, 1987.
- [15] G. Gilmore. Practical Gamma-ray Spectroscopy. Wiley, 2011.
- [16] C. Kalfas. Spectrw-spectra analysis program.
- [17] Library for gamma and alpha emissions. http://www.nucleide.org/ Laraweb/.
- [18] G.F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. Wiley, 1989.
- [19] Μ. Λυκιαρδοπούλου. Ιδιωτική Επικοινωνία. 2018.
- [20] K. Debertin and R.G. Helmer. Gamma- and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. North-Holland, 1988.
- [21] W.D. Hamilton. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. North-Holland, 1975.
- [22] S. Hilaire A. Koning and M. Duijvestijn. Talys: Nuclear reaction simulator. http://www.talys.eu.
- [23] M. Baranger and E. Vogt. Advances in Nuclear Physics. Number v. 4 in Advances in Nuclear Physics. Springer US, 2012.
- [24] K.S. Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988.
- [25] W.N. Cottingham, D.A. Greenwood, and D.A. Greenwood. An Introduction to Nuclear Physics. Cambridge University Press, 2001.
- [26] A. Khaliel. Experimental investigation of radiative proton-capture reactions relevant to nucleosynthesis. Master's thesis, University of Athens, 2016.
- [27] Α. Ψάλτης. Πειραματικές μελέτες ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών της ¹¹²Cd(p,γ)¹¹³In με εφαρμογή στην πυρηνοσύνθεση, 2014.
- [28] Ε. Μαλάμη. Μέτρηση ενεργού διατομής της αντίδρασης σύλληψης πρωτονίου ¹¹²Cd(p,γ)¹¹³In σε περιοχές ενεργειών αστροφυσικού ενδιαφέροντος, 2014.
- [29] Ε. Μ. Ασημακοπούλου. Πειραματική μελέτη της αστροφυσικά ενδιαφέρουσας αντίδρασης ¹¹²Cd(p,γ)¹¹³In, 2013.

- [30] Ε. Κούβαρης. Λεπτομερής πειραματική μελέτη των χαρακτηριστικών ανιχνευτή HPGe με σημειακές πηγές και πρότυπα δείγματα, 2016.
- [31] S.F. Ashley, M. Axiotis, V. Foteinou, S. Harrisopulos, T. Konstantinopoulos, A. Lagoyannis, and G. Provatas. *Lifetime Measurements at NCSR "Demokri*tos". Hellenic Nuclear Physics Society, 2012.
- [32] L.C. Mihailescu, L. Olah, C. Borcea, and A.J.M. Plompen. A new HPGe setup at gelina for measurement of gamma-ray production cross-sections from inelastic neutron scattering. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A, 531(3):375–391, 2004.
- [33] A. Khaliel, T. J. Mertzimekis, E.-M. Asimakopoulou, A. Kanellakopoulos, V. Lagaki, A. Psaltis, I. Psyrra, and E. Mavrommatis. First cross-section measurements of the reactions ^{107,109}Ag(p,γ)^{108,110}Cd at energies relevant to the *p* process. *Phys. Rev. C*, 96:035806, Sep 2017.
- [34] Study of the neutron and proton capture reactions $^{10,11}B(n,\gamma)$, $^{11}B(p,\gamma)$, $^{14}C(p,\gamma)$, and $^{15}N(p,\gamma)$ at thermal and astrophysical energies. International Journal of Modern Physics E, 23(08):1430012, 2014.
- [35] M. Mayer. Simnra, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA. AIP Conference Proceedings, 475(1), 6 1999.
- [36] J.R. Tesmer and M.A. Nastasi. Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis. Mrs Symposium Proceedings Series. Materials Research Society, 1995.

Κατάλογος Σχημάτων

11		
T.T	Άμεσες Αντιδράσεις [1]	10
1.2	Σύνθετος Πυρήνας	12
1.3	Πιθανά Κανάλια Εξόδου	13
1.4	Ενεργειαχό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα ¹¹³ In για το πρώτο χανάλι .	13
1.5	Ενεργειαχό διάγραμμα του ¹¹³ In [3]	14
1.6	Σκέδαση πρωτονίου από ένα αρχικά ακίνητο πυρήνα [1]	15
1.7	Πλάτος ενεργειαχής χατάστασης	17
1.8	Μέθοδοι υπολογισμού χρόνου ζωής καταστάσεων	18
1.9	Διάγραμμα διαφορικής ενεργού διατομής	25
1.10	r-Process	28
1.11	<i>rp</i> -Process	29
1.12	Η διαδρομή για τη δημιουργία ενός p-πυρήνα.	29
1.13	Τμήμα του χάρτη των ισοτόπων από το ⁶⁸ Ge έως το ²¹³ Bi. Τα	
	1956 ισότοπα που φαίνονται στο χάρτη αυτό συμμετέχουν στο δίκ-	
	τυο των 22888 αντιδράσεων που πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την	
	πραγματοποίηση αστροφυσιχών υπολογισμών περιεχτιχοτήτων των p-	
	πυρήνων στο σύμπαν [8].	31
1.14	πυρήνων στο σύμπαν [8]	31 32
1.14	πυρήνων στο σύμπαν [8]	31 32
1.14 2.1	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow	31 32 36
1.14 2.1 2.2	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow	31 32 36 37
1.14 2.1 2.2 2.3	πυρήνων στο σύμπαν [8].	31 32 36 37 38
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε	31 32 36 37 38 40
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe	31 32 36 37 38 40 41
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος	31 32 36 37 38 40 41 42
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται	31 32 36 37 38 40 41 42
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται οι τέσσερις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα	31 32 36 37 38 40 41 42 43
1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7 2.8	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται οι τέσσερις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα Προφίλ στόχου	31 32 36 37 38 40 41 42 43 44
 1.14 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7 2.8 2.9 	πυρήνων στο σύμπαν [8]. Κατανομή Gamow Επιταχυντής Tandem Γεννήτρια Van de Graaff Η πηγή duoplasmatron off-axis Ανιχνευτής HPGe που χρησιμοποιήθηκε Σύγκριση τυπικού φάσματος ⁶⁰ Co με ανιχνευτή NaI και HPGe Η διάταξη των ανιχνευτών του πειράματος Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται οι τέσσερις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα Προφίλ στόχου Η πορεία του σήματος από τον ανιχνευτή HPGe, ως τον υπολογιστή	31 32 36 37 38 40 41 42 43 44

2.10	(a) Παλμός από τον προενισχυτή με εκθετική ουρά, (b) pile–up δεύτε-		
	ρος παλμός που επικαλύπτει την ουρά του πρώτου		47
2.11	Η λειτουργία του διευχρινιστή ανάλογα με το ύψος του παλμού		48
2.12	Ο SCA όπου απεικονίζεται το ανώτερο και το κατώτερο όριο τάσης.		49
3.1	Τυπικό φάσμα με τις κορυφές 152 Eu		53
3.2	Τυπικό ενεργειακό διάγραμμα 152 Eu με τις 20 πιο ισχυρές ακτίνες γ .		55
3.3	Καμπύλη βαθμονόμησης ανιχνευτή για πηγή 152 Eu		56
3.4	Σ χηματική αναπαράσταση σημειακής πηγής σε απόσταση d από ανιχνευτ	ή.	
	με αχτίνα α [18]		57
3.5	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 0°		59
3.6	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 15°		59
3.7	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 40°		60
3.8	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 55°		60
3.9	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 90°		61
3.10	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 105°		61
3.11	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 150°		62
3.12	Καμπύλη απόλυτης απόδοσης στις 165°		62
3.13	Πειραματικό φάσμα σε ενέργεια δέσμης $E_p=3.4~{ m MeV}$		67
3.14	Οι 4 χορυφές του 113 In που θα μελετηθούν στην παρούσα εργασία		68
3.15	Ενεργειαχό διάγραμμα ¹¹³ In όπου παρουσιάζονται οι 4 αχτίνες γάμμα		
	που θα μελετηθούν παραχάτω χαι η ισομερής μετάπτωση της 391.7		
	keV [3]		69
3.16	Ταυτοποίηση κορυφών, όπου με κόκκινους αστερίσκους επισημαίνον-		
	ται οι χορυφές που μελετώνται στην παρούσα εργασία		70
3.17	Γωνιαχή κατανομή για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1024.3~{ m keV}$		72
3.18	Γωνιαχή κατανομή για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1131.5~{ m keV}$		74
3.19	Γωνιαχή κατανομή για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1191.1~{ m keV}$		76
3.20	Γωνιαχή κατανομή για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1509.04~{ m keV}$		78
3.21	Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών ενεργών διατομών με τη βοή-		
	θεια του χώδιχα TALYS v1.9 [22]		81
1	Διάγραμμα εξασθένισης δέσμης που διέργεται από πλάχα υλιχού [1].		85
2	Ελαστική Σκέδαση		86

Κατάλογος Πινάκων

1.1	Φ ωτοκορυφές ενδιαφέροντος για τη μελέτη του 113 In. Ακτίνες γάμμα που καταλήγουν στη βασική στάθμη g.s [3]	23
2.1 2.2 2.3	Χαραχτηριστικά ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα Η απώλεια ενέργειας λόγω του στόχου για κάθε ενέργεια της δέσμης [13] Οι ενισχυτές που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα	42 45 47
2.4	Συγκεντρωτικός Πίνακας Μετρήσεων	51
3.1	Οι ακτίνες γάμμα του ¹⁵² Eu με τη μεγαλύτερη σχετική πιθανότητα εκπομπής και ισότοπο προέλευσης [17]	54
3.2	Παράμετροι βαθμονόμησης	55
3.3	Υπολογισμός γεωμετρικού παράγοντα για τους 4 ανιχνευτές του πειρά-	F 0
0.4	$\mu\alpha\tau\sigma\varsigma$	58
$3.4 \\ 3.5$	Παραμετροι προσαρμογής για κάθε γωνία	58
3.6	που καταλήγουν στη βασική στάθμη g.s. και η ισομερής μετάπτωση [3] Οι ενέργειες των ακτίνων γάμμα του παραπάνω φάσματος 3.16 και η	66
	προέλευση τους	68
3.7	Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1024.3 keV	71
3.8	Συγχομιδή (Yield) για τη φωτοχορυφή E_{γ} =1024.3 keV	71
3.9	Συντελεστές της σχέσης $W(\theta) = A_0 \left(1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)\right)$	
	για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών	72
3.10	Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1131.5 keV \ldots	73
3.11	Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή E_{γ} =1131.5 keV \ldots	73
3.12	Συντελεστές της σχέσης $W(\theta) = A_0 (1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta))$	- 4
0.10	για τον υπολογισμό των ενεργων διατομών.	74
3.13	Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1191.1 keV	75
3.14	Συγχομιδή (Yield) για τη φωτοχορυφή E_{γ} =1191.1 keV	75
9.19	$\Delta o v (coso) = A_0 (1 + a_2 I_2 (coso) + a_4 I_4 (coso))$ για τον υπολογισμό των εχεργών διατομών	76
3.16	Η απόδοση των ανιχνευτών στις 8 γωνίες, E_{γ} =1509.04 keV	77

3.17	Συγκομιδή (Yield) για τη φωτοκορυφή $E_{\gamma}{=}1509.04~{ m keV}$	77
3.18	Συντελεστές της σχέσης $W(heta) = A_0 (1 + a_2 P_2(cos heta) + a_4 P_4(cos heta))$	
	για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών.	78
3.19	Ενεργές διατομές εκπομπής ακτινοβολίας γ	79
3.20	Ολικές ενεργές διατομές εκπομπής ακτινοβολίας γ για την in-beam	
	διαδιχασία	79