

ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ  
Εθνικό Κέντρο Έρευνας  
Φυσικών Επιστημών  
Ινστιτούτο Πυρηνικής  
και Σωματιδιακής  
Φυσικής

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
Σχολή Εφαρμοσμένων  
Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών  
Τομέας Φυσικής



## Μεταπτυχιακή εργασία

---

---

# **Προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης σε ισότοπα του Sr με χρήση ενός γ-Καλορίμετρου σε ενέργειες με αστροφυσικό ενδιαφέρον**

---

---

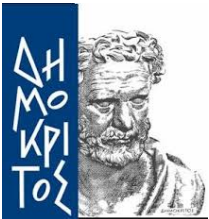
Βαρβάρα Λαγάκη

Επιβλέπων:

Σωτήριος Χαρισόπουλος  
Δ/ντής Ερευνών ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"

Αθήνα, 2016





ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ  
Εθνικό Κέντρο Έρευνας  
Φυσικών Επιστημών  
Ινστιτούτο Πυρηνικής  
και Σωματιδιακής  
Φυσικής

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
Σχολή Εφαρμοσμένων  
Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών  
Τομέας Φυσικής



## Μεταπτυχιακή εργασία

---

---

# **Προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης σε ισότοπα του Sr με χρήση ενός γ-Καλορίμετρου σε ενέργειες με αστροφυσικό ενδιαφέρον**

---

---

Βαρβάρα Λαγάκη

Εξεταστική επιτροπή:

Σωτήριος Χαρισόπουλος, Δ/ντής Ερευνών ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"  
Ρόζα Ζάννη-Βλαστού, Καθηγήτρια ΕΜΠ  
Αναστάσιος Λαγογιάννης, Ερευνητής Β' ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"

Αθήνα, 2016



*Στον πατέρα μου.*



# Περίληψη

Οι αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης αποτελούν ένα σημαντικό αντικείμενο μελέτης τόσο για την κατανόηση όσο και για την σωστή περιγραφή της πυρηνοσυνθετικής διεργασίας  $p$ . Η διεργασία αυτή είναι υπεύθυνη για την παραγωγή 35 σταθερών πυρήνων, των λεγόμενων  $p$ -πυρήνων, οι οποίοι είναι πλούσιοι σε πρωτόνια και βρίσκονται στα βορειοδυτικά της κοιλάδας σταθερότητας από το  ${}^{74}\text{Se}$  μέχρι το  ${}^{196}\text{Hg}$ .

Η παρούσα εργασία, αρχικά, είχε ως στόχο την μέτρηση της ενεργού διατομής αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης με τον καινούριο, μεγάλου όγκου 4π κρύσταλλο  $\text{NaI(Tl)}$ , διαστάσεων 14"x14", με τον οποίο εξοπλίστηκε πρόσφατα το Εργαστήριο Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". Ωστόσο, λόγω κάποιων αναπάντεχων τεχνικών προβλημάτων που προέκυψαν στον επιταχυντή Tandem του εργαστηρίου δεν κατέστη εφικτή η πραγματοποίηση των προγραμματισμένων αυτών μετρήσεων. Έτσι η εργασία αυτή συνεχίστηκε με την ανάλυση πειραματικών δεδομένων αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης στα ισότοπα  ${}^{87}\text{Sr}$  και  ${}^{88}\text{Sr}$ . Τα δεδομένα αυτά συλλέχθηκαν σε μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με τον 12"x12" 4π κρύσταλλο  $\text{NaI(Tl)}$  του εργαστηρίου Dynamitron του Πανεπιστημίου του Bochum.

Οι μετρήσεις των αντιδράσεων σύλληψης  ${}^{87}\text{Sr}(p,\gamma){}^{88}\text{Y}$  και  ${}^{88}\text{Sr}(p,\gamma){}^{89}\text{Y}$  έλαβαν χώρα στις ενεργειακές περιοχές 2.6-5 MeV και 2-4.6 MeV αντίστοιχα. Οι ενεργειακές αυτές περιοχές παρουσιάζουν ενδιαφέρον στην πυρηνοσύνθεση, καθώς καλύπτουν το μεγαλύτερο μέρος του παραθύρου Gamow, το οποίο κυμαίνεται από 1.39 έως 4.13 MeV, και για τις δύο αντιδράσεις. Οι στόχοι οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν ήταν χημικές ενώσεις του Sr, εξαχωμένες πάνω σε υπόστρωμα Ta και πιο συγκεκριμένα οι χημικές ενώσεις  ${}^{87}\text{SrCO}_3$ , με ισοτοπικό εμπλουτισμό 91.55% σε  ${}^{87}\text{Sr}$  και  ${}^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  με ισοτοπικό εμπλουτισμό 99.84% σε  ${}^{88}\text{Sr}$ . Οι ενεργές διατομές προσδιορίστηκαν με την μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης ακτίνων  $\gamma$ . Τα αποτελέσματα συγκρίνονται τόσο με εκείνα της θεωρίας Hauser-Feshbach όσο και με αποτελέσματα μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της διατριβής [1]. Όλοι οι θεωρητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν κάνοντας χρήση του κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [2].

Η παρούσα εργασία αποτελείται από 5 κεφάλαια. Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια εισαγωγή που αναφέρεται στις πυρηνικές αντιδράσεις, στους μηχανισμούς μέσω των οποίων μπορούν να πραγματοποιηθούν, στην ενεργό διατομή μίας αντίδρασης και στο φαινόμενο σήραγγος.

Στην αρχή του δεύτερου κεφαλαίου, παρουσιάζονται το παράθυρο

Gamow (§2.1.1) και το φαινόμενο Screening (§2.1.2), τα οποία αποτελούν βασικά μεγέθη της πυρηνικής αστροφυσικής για την περιγραφή των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα σε αστρικά περιβάλλοντα. Στην συνέχεια του κεφαλαίου γίνεται αναφορά στη διεργασία  $p$  και τους  $p$ -πυρήνες (§2.2.1). Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με μια σύντομη περιγραφή της θεωρίας Hauser-Feshbach η οποία χρησιμοποιείται για τον θεωρητικό υπολογισμό των ενεργών διατομών αντιδράσεων με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα όπως οι αντιδράσεις που μελετώνται στην παρούσα εργασία.

Στο τρίτο κεφάλαιο, περιγράφονται η μέθοδος και οι ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν για τη μέτρηση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων που μελετώνται στην παρούσα εργασία. Στο ίδιο κεφάλαιο περιγράφεται και το καινούριο  $\gamma$ -Καλορίμετρο με το οποίο εξοπλίστηκε το Εργαστήριο Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος".

Στο τέταρτο κεφάλαιο, παρουσιάζονται και σχολιάζονται τα φάσματα που συλλέχθηκαν. Στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα τελικά συμπεράσματα, οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, καθώς και η σύγκρισή τους με δεδομένα ενεργών διατομών της εργασίας [1] αλλά και με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.



# Abstract

Capture reactions are of major importance both in quantifying the production of p nuclei and understanding the mechanism of the p process nucleosynthesis. The p process describes the synthesis of 35 stable proton rich nuclei, the so-called p-nuclei, which are located at the northwest the valley of stability, between the isotopes  $^{74}\text{Se}$  and  $^{196}\text{Hg}$ .

The primarily purpose of the present work was cross section measurements of proton capture reactions by using the new 14"x14" 4 $\pi$  NaI  $\gamma$ -summing crystal which was acquired at the Tandem Laboraroty of the Institute of Nuclear and Particle Physics of the NCSR "Demokritos". Unfortunately, due to some unexpected technical problems of the Tandem Accelerator of the Laboratory the above planned measurements could not be attained. Therefore, the work continued with the analysis of experimental data of the capture reactions  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  and  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  which were acquired in the past at the Dynamitron Accelerator Laboratory (DTL) of the University of Bochum by employing a 12"x12" 4 $\pi$  NaI detector.

The measurements were carried out in the astrophysically relevant energy region from 2.6-5 MeV for the reaction  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  and from 2-4.6 MeV for the reaction  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ . These energy regions are of great interest since they cover most of the Gamow window for both reactions. The targets, used, were chemical compounds of Sr evaporated onto Ta substrates, specifically a  $^{87}\text{SrCO}_3$  91.55% isotopically enriched in  $^{87}\text{Sr}$  and a  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  with 99.84% isotopic enrichment in  $^{88}\text{Sr}$ . The cross section data presented in this work were determined using the  $\gamma$ -summing method. All data are compared with those reported in [1] and the Hauser-Feshbach theory. The theoretical calculations were carried out using the TALYS code (version 1.8) [2].

The present work consists of 5 chapters. The first one refers to nuclear reactions, the mechanisms through which they take place, the reaction cross section and the tunneling effect.

In the second chapter, the Gamow window (§2.1.1) and the Screening factor (§2.1.2) which are important quantities in nuclear astrophysics and the nucleosynthesis mechanism of p process are described. The second chapter concludes with a bries reference in as the Hauser-Feshbach theory.

The experimental setup and the  $\gamma$ -summing method which are used for the cross section measurements of the present work are described in the third chapter. The new  $\gamma$ -kalorimeter which is acquired in the

Tandem Laboratory of the Institute of Nuclear and Particle Physics of the NCSR "Demokritos" is presented in the same chapter.

Finally, in the fourth chapter the collected spectra of the studied reactions, as well as, the cross-section data obtained in this work are presented together with data obtained in [1] and TALYS calculations.

# Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα της παρούσας εργασίας και Διευθυντή Ερευνών του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος", Δρ. Σωτήριο Χαρισόπουλο για την ευκαιρία που μου έδωσε να γίνω για κάποιους μήνες μέλος της ομάδας Πυρηνικής Αστροφυσικής του Εργαστηρίου Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" και να γνωρίσω το εργαστήριο αλλά και τις δραστηριότητες του καλύτερα. Θα ήθελα επίσης να τον ευχαριστήσω για την έγκαιρη αντιμετώπιση όσων προβλημάτων προέκυψαν στην παρούσα εργασία αλλά και για την υπομονή που επιδείκνυε όσες φορές χρειάστηκε κάποια βοήθεια από εκείνον.

Ευγνωμοσύνη οφείλω στην μεταδιδακτορικό του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" Δρ. Βαρβάρα Φωτίνου για την αμέριστη βοήθεια της σε κάθε βήμα και σε κάθε πρόβλημα που ανέκυπτε στην παρούσα εργασία. Ένα μεγάλο ευχαριστώ για την προθυμία της να συζητήσει οποιαδήποτε απορία μου αλλά και για τις ώρες που αφιέρωσε για την κριτική ανάγνωση της εργασίας μου.

Ένα ξεχωριστό ευχαριστώ θα ήθελα να εκφράσω στον Δρ. Μιχάλη Αξιώτη και Δρ. Γεώργιο Προβατά για την απλόχερη βοήθεια τους όποτε τους χρειάστηκε αλλά και γενικότερα σε όλο το προσωπικό του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος για την ευχάριστη ατμόσφαιρα που δημιούργησαν στο εργαστήριο για όσο καιρό χρειάστηκε να ήμουν εκεί.

Ένα ευχαριστώ οφείλω επίσης σε όλα τα μέλη της τριμελούς επιτροπής, Δρ. Ρόζα Ζάννη-Βλαστού, Καθηγήτρια του ΕΜΠ και Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη, Ερευνητή Β' του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" για το γεγονός ότι ακόμα κι αν δεν ήταν άμεσα αναμεμιγμένοι με την παρούσα εργασία με έκαναν να νιώθω ότι μπορούσα να τους ζητήσω οποιαδήποτε βοήθεια.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω το οικογενειακό μου περιβάλλον, και ιδιαίτερα την μητέρα μου και τα δύο αδέρφια μου, για την στήριξη που μου παρέχουν όλα τα χρόνια των σπουδών μου και δύο ακόμα ανθρώπους, τον Μανώλη που με στηρίζει σε κάθε μου βήμα αλλά και τον καλό μου φίλο και συνάδελφο Αναστάσιο Κανελλακόπουλο για τις ώρες που αφιέρωνε πάντα για να ακούει κάθε μου ανησυχία.



# Περιεχόμενα

<b>Περίληψη</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Ευχαριστίες</b>	<b>v</b>
<b>1 Θεωρητικό υπόβαθρο</b>	<b>1</b>
1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις . . . . .	1
1.1.1 Μηχανισμοί Αντίδρασης . . . . .	4
1.1.2 Αντιδράσεις σύλληψης με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα	7
1.2 Ενεργός διατομή . . . . .	9
1.3 Φαινόμενο Σήραγγος . . . . .	11
<b>2 Πυρηνική Αστροφυσική</b>	<b>15</b>
2.1 Βασικές έννοιες . . . . .	15
2.1.1 Παράθυρο Gamow . . . . .	15
2.1.2 Φαινόμενο Screening . . . . .	20

2.2	Πυρηνosύνθεση πάνω από σίδηρο . . . . .	22
2.2.1	Η p διεργασία . . . . .	26
2.3	Θεωρία Hauser-Feshbach . . . . .	30
<b>3</b>	<b>Μεθοδολογία και πειραματικές διατάξεις</b>	<b>34</b>
3.1	Στόχοι . . . . .	35
3.1.1	Χαρακτηριστικά των στόχων . . . . .	35
3.2	Μετρήσεις ενεργών διατομών . . . . .	36
3.2.1	Μέθοδος γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων . . . . .	37
3.2.2	Αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl) 4π του Bochum . . . . .	41
3.2.3	Προσδιορισμός αθροιστικής ανιχνευτικής ικανότητας . . . . .	43
3.2.4	Αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl) 4π του Δημοκρίτου . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Αποτελέσματα και σύγκριση με την θεωρία</b>	<b>55</b>
4.1	Ανάλυση πειραματικών μετρήσεων . . . . .	56
4.1.1	Αντίδραση $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ . . . . .	56
4.1.2	Αντίδραση $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Sr}$ . . . . .	60
4.2	Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τους θεωρητικούς υπολογισμούς . . . . .	65
4.2.1	<b>Αντίδραση</b> $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$ . . . . .	66
4.2.2	<b>Αντίδραση</b> $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Συμπεράσματα</b>	<b>73</b>

**Παράρτημα Α**

**75**

**Βιβλιογραφία**

**77**





# Κεφάλαιο 1

## Θεωρητικό υπόβαθρο

### 1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Ένα μεγάλο μέρος της γνώσης μας για τις ιδιότητες του πυρήνα προέρχεται από τις πυρηνικές αντιδράσεις. Η σύγκρουση δύο πυρήνων οδηγεί σε μια πυρηνική αντίδραση όπου, κατά αντιστοιχία με τις χημικές αντιδράσεις τα τελικά προϊόντα μπορεί να διαφέρουν από τα αρχικά. Αυτή η διαδικασία λαμβάνει χώρα όταν ένας πυρήνας-στόχος βομβαρδίζεται από σωματίδια (όπως πρωτόνια, νετρόνια ή ταχέων ιόντων) τα οποία προέρχονται από μια επιταχυντική διάταξη ή από μια ραδιενεργό πηγή.

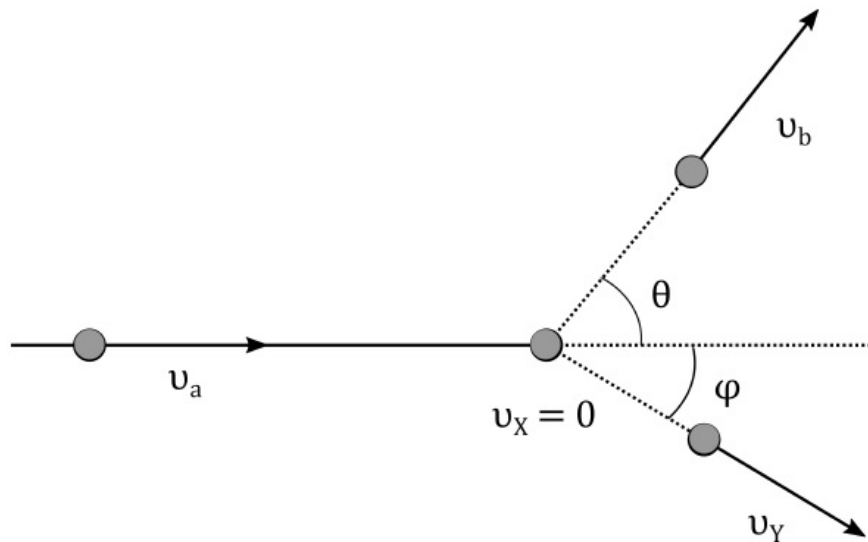
Μια τυπική αντίδραση, όπου το προσπίπτον σωματίδιο  $\alpha$  και ο πυρήνας στόχος  $X$  συγκρούονται, οδηγεί στην δημιουργία ενός εκπεμπόμενου σωματιδίου  $b$  και ενός παραγόμενου πυρήνα  $Y$ . Μια τέτοια αντίδραση εκφράζεται μέσω του παρακάτω συμβολισμού [3]:



ή μέσω της πιο συμπαγούς μορφής:



Συνήθως, αλλά όχι απαραίτητα, τα  $\alpha$  και  $b$  είναι ελαφρείς πυρήνες και τα  $X$  και  $Y$  βαρείς πυρήνες. Το παρακάτω σχήμα απεικονίζει μια αντίδραση στο σύστημα του εργαστηρίου(LAB) με τον πυρήνα-στόχο σε ηρεμία.



Σχήμα 1.1: Μια τυπική αντίδραση  $\alpha + X \rightarrow Y + b$  όπως αυτή φαίνεται στο σύστημα του εργαστηρίου(LAB) [3].

Ο πυρήνας  $b$  συνήθως ανιχνεύεται και μελετάται ενώ ο εναπομένον πυρήνας  $Y$  έχει μικρή εμβέλεια και δεν μπορεί να φύγει από τον στόχο. Η διατήρηση της ενέργειας για το σύστημα του εργαστηρίου απαιτεί:

$$E_a + Q = E_b + E_Y \quad (1.3)$$

όπου  $E_a$  η ενέργεια του σωματιδίου  $\alpha$ ,  $E_b$  η ενέργεια του σωματιδίου  $\beta$ ,  $E_Y$  η ενέργεια του παραγόμενου πυρήνα  $Y$  και  $Q$  είναι μια ποσότητα που αναφέρεται ως τιμή- $Q$  της αντίδρασης. Η τιμή- $Q$  είναι ένα σημαντικό μέγεθος για κάθε αντίδραση και αναπαριστά την ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την αντίδραση όταν αυτή είναι εξώθερμη ( $Q > 0$ ) ή που απαιτείται για την πραγματοποίηση της όταν αυτή είναι ενδόθερμη ( $Q < 0$ ). Ο προσδιορισμός

της ποσότητας αυτής δίνεται από την σχέση :

$$Q = [(m_{\alpha} + m_X) - (m_{\beta} + m_Y)] \cdot c^2 \quad (1.4)$$

όπου  $m_{\alpha}$ ,  $m_X$ ,  $m_{\beta}$ ,  $m_Y$  είναι οι μάζες των αντίστοιχων σωματιδίων-πυρήνων σε  $\text{MeV}/c^2$  και  $c$  η ταχύτητα του φωτός. Είναι φανερό ότι η  $Q$  είναι η διαφορά των ενεργειών-μαζών των προϊόντων της αντίδρασης και των αρχικών σωματιδίων-πυρήνων.

Εκτός από το σύστημα του εργαστηρίου(LAB) μια πυρηνική αντίδραση μπορούμε να την μελετήσουμε και στο σύστημα κέντρου μάζας(CM) όπου η ολική κινητική ενέργεια πρέπει να ικανοποιεί την σχέση :

$$E_{th,CM} = E_{a,CM} + E_{X,CM} > -Q \quad (1.5)$$

Για μια αντίδραση  $X(\alpha, \beta)Y$  η ενέργεια του βλήματος  $a$  στο σύστημα του κέντρου μάζας(CM) είναι [3]:

$$E_{\alpha,CM} = \frac{m_X}{m_a + m_X} E_a \quad (1.6)$$

Υπάρχουν δυο σημαντικοί μηχανισμοί μέσω των οποίων μπορεί να πραγματοποιηθεί μια πυρηνική αντίδραση. Στον πρώτο μηχανισμό το βλήμα ενσωματώνεται στον πυρήνα-στόχο και η διαθέσιμη ενέργεια κατανέμεται σε όλα τα νουκλεόνια δημιουργώντας έναν σύνθετο πυρήνα σε μια υψηλά διεγερμένη κατάσταση. Ο δεύτερος μηχανισμός είναι οι άμεσες αντιδράσεις κατά τις οποίες το βλήμα και ο πυρήνας-στόχος αλληλεπιδρούν για σύντομο χρονικό διάστημα με πιθανή ανταλλαγή ενέργειας ή σωματιδίων. Οι μηχανισμοί αυτοί αναλύονται παρακάτω, δίνοντας περισσότερη έμφαση στον πρώτο μηχανισμό τον οποίο ακολουθούν οι αντιδράσεις που θα μελετηθούν στην παρούσα εργασία.

### 1.1.1 Μηχανισμοί Αντίδρασης

Οι πυρηνικές αντιδράσεις με βάση τον μηχανισμό της αντίδρασης χωρίζονται σε :

- ▶ Άμεσες αντιδράσεις (direct reactions)
- ▶ Αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions)

Οι *άμεσες αντιδράσεις* μπορούν να πραγματοποιηθούν σε ένα στάδιο χωρίς την δημιουργία σύνθετου πυρήνα. Περιλαμβάνουν μια ποικιλία από πυρηνικές αντιδράσεις όπως [4, 5]:

- ▶ **Ελαστική σκέδαση (Elastic scattering)**, στην οποία το σύστημα βλήματος-στόχου διατηρεί την στροφορμή, την ιδιοστροφορμή και την κινητική του ενέργεια.
- ▶ **Ανελαστική σκέδαση (Inelastic scattering)**, στην οποία το βλήμα μεταφέρει μέρος της ενέργειας του στον πυρήνα-στόχο, ο οποίος μεταβαίνει από την βασική του ενεργειακή κατάσταση σε κάποια από τις διεγερμένες στάθμες του.
- ▶ **Αντιδράσεις μεταφοράς (Transfer reactions)**, στις οποίες ένα ή περισσότερα νουκλεόνια μεταφέρονται από το βλήμα στον πυρήνα-στόχο ή αντίστροφα. Τέτοιες αντιδράσεις ταξινομούνται περαιτέρω ως
  - **Αντιδράσεις απογύμνωσης (Stripping reactions)**, στις οποίες ένα ή περισσότερα νουκλεόνια μεταφέρονται στον πυρήνα-στόχο από το βλήμα. Ένα παράδειγμα τέτοιων αντιδράσεων είναι οι (d,p) αντιδράσεις.
  - **Αντιδράσεις αποσπάσεως (Pick-up reactions)**, στις οποίες ένα ή περισσότερα νουκλεόνια μεταφέρονται από τον πυρήνα-στόχο

στο βλήμα. Ένα παράδειγμα τέτοιων αντιδράσεων είναι οι (p,d) αντιδράσεις.

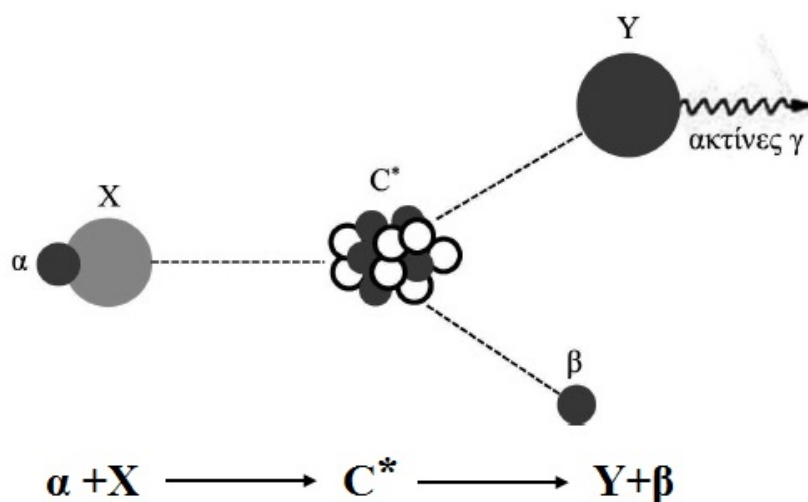
- ▶ **Αντιδράσεις διάσπασης (Break-up reactions)**, στην οποία λαμβάνει χώρα μια διάλυση ενός βλήματος σε δύο ή περισσότερα θραύσματα. Ένα παράδειγμα τέτοιων αντιδράσεων είναι οι (d,pn) αντιδράσεις.
- ▶ **Αντιδράσεις ανταλλαγής φορτίου (Charge-exchange reactions)**, στις οποίες λαμβάνει χώρα ανταλλαγή ενέργειας και φορτίου μεταξύ βλήματος και πυρήνα-στόχου. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιων αντιδράσεων είναι οι (p,n) αντιδράσεις.
- ▶ **Knock-out reactions**, στις οποίες έχουμε διαφυγή ενός ή περισσότερων νουκλεονίων από το στόχο, όπως για παράδειγμα οι (p,2p) αντιδράσεις.

Οι *αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα*, με τις οποίες θα ασχοληθούμε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, πραγματοποιούνται σε δύο στάδια με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα [3]:

- ▶ Αρχικά, ένα σωματίδιο  $a$  προσπίπτει σε ένα πυρήνα-στόχο  $X$ , μεταφέρει όλη του την ενέργεια  $E_a$  στον στόχο και γίνεται αναπόσπαστο μέρος μιας νέας υψηλά διεγερμένης αλλά ασταθούς κατάστασης ενός πυρήνα που ονομάζεται σύνθετος πυρήνας με ενέργεια  $E^* = E_{a,CM} + Q$ . Το στάδιο σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα παίρνει ένα χρονικό διάστημα περίπου ίσο με το χρονικό διάστημα από τον βομβαρδισμό του στόχου μέχρι την διέλευση του προσπίπτοντος σωματιδίου από όλη την διάμετρο του πυρήνα-στόχου ( $\sim 10^{-21}$  sec). Ο σύνθετος πυρήνας παραμένει στη διεγερμένη αυτή κατάσταση για χρονικό διάστημα αρκετό, ώστε η ενέργεια διέγερσης να κατανεμηθεί ομοιόμορφα μεταξύ των νουκλεονίων.

- Αφού ο σύνθετος πυρήνας φθάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, αποδιεγείρεται είτε μέσω σωματιδιακής εκπομπής ή/και μέσω εκπομπής ακτίνων  $\gamma$ .

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται ο σχηματισμός και η αποδιέγερση ενός σύνθετου πυρήνα  $C^*$  έπειτα από σύλληψη ενός σωματιδίου από τον πυρήνα  $X$ .



Σχήμα 1.2: Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης σχηματισμού σύνθετου πυρήνα.

Η ενέργειας διέγερσης  $E^*$  του σύνθετου πυρήνα είναι ίση με το άθροισμα της κινητικής ενέργειας του συστήματος στο κέντρο μάζας  $E_{cm}$  και της τιμής  $Q$  της αντίδρασης:

$$E^* = E_{cm} + Q \quad (1.7)$$

Ανάλογα με την ενέργεια διέγερσης  $E^*$ , ο σύνθετος πυρήνας είναι δυνατό να αποδιεγερθεί με έναν ή περισσότερους τρόπους, ακολουθεί όπως λέγεται ένα ή περισσότερα κανάλια αποδιέγερσης.

Ο χρόνος μια τέτοιας αντίδρασης είναι της τάξης των  $10^{-16}$  sec όταν η

ενέργεια του προσπίπτοντος σωματιδίου είναι μερικά MeV και όπως παρατηρούμε είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τον χρόνο των άμεσων αντιδράσεων ( $10^{-22}$  sec) [3]. Λόγω του μεγάλου χρονικού διαστήματος που μεσολαβεί από την δημιουργία μέχρι την αποδιέγερση, ο σύνθετος πυρήνας θεωρείται ότι έχει χάσει την μνήμη του καναλιού εισόδου  $X + a$  μέσω του οποίου δημιουργήθηκε. Έτσι, οι πιθανότητες των διαφόρων τρόπων αποδιέγερσης να είναι ανεξάρτητες τόσο από το κανάλι εισόδου.

Ο χρόνος στον οποίο αλληλεπιδρούν το βλήμα και ο πυρήνας-στόχος στις άμεσες αντιδράσεις είναι πολύ μικρός (της τάξης των  $10^{-22}$  sec) σε σύγκριση με τον χρόνο ζωής ενός σύνθετου πυρήνα (της τάξης των  $10^{-15}$  –  $10^{-16}$  sec). Εξαιτίας αυτής της διαφοράς, τα προϊόντα των δύο αντιδράσεων έχουν εντελώς διαφορετικά χαρακτηριστικά. Είναι δύσκολο να δηλωθεί σε ποια ενεργεία θα ανοίξει ο ένας ή ο άλλος μηχανισμός γι'αυτό και ως κανόνας υπάρχει στις χαμηλές ενέργειες να είναι πιο πιθανός ο σχηματισμός σύνθετου πυρήνα καθώς στις υψηλές ενέργειες οι άμεσες αντιδράσεις κυριαρχούν [5].

### 1.1.2 Αντιδράσεις σύλληψης με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα

Όλες οι αντιδράσεις που μελετήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας χαρακτηρίζονται ως αντιδράσεις σύλληψης μέσω σχηματισμού σύνθετου πυρήνα και για το λόγο αυτό, ο εν λόγω μηχανισμός παρουσιάζεται εν συντομία παρακάτω. Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα, η αντίδραση, όπως έχει προαναφερθεί, είναι της μορφής:

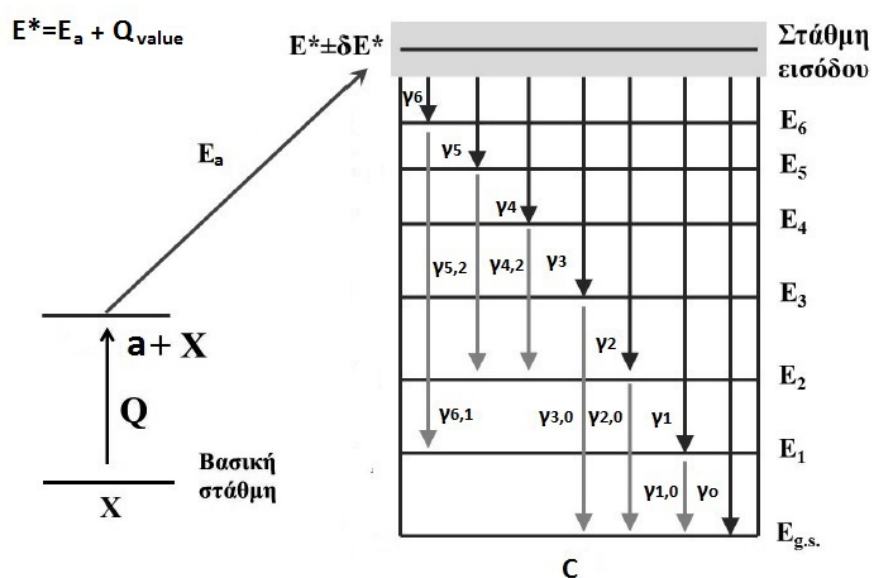


Όταν η ενέργεια διέγερσης  $E^*$  του σύνθετου πυρήνα  $C^*$  δεν επαρκεί για εκπομπή σωματιδίου, τότε ο πυρήνας  $C^*$  αποδιεγείρεται μόνο με εκπομπή

ακτίνων- $\gamma$  και η προηγούμενη αντίδραση γράφεται ως:



Τέτοιου είδους αντιδράσεις ονομάζονται αντιδράσεις σύλληψης (capture reactions). Ένα απλοποιημένο διάγραμμα της αντίδρασης αυτής παρουσιάζεται στο σχήμα 1.3.



Σχήμα 1.3: Σχηματισμός του σύνθετου πυρήνα  $C^*$  μέσω της σύλληψης ενός σωματιδίου. Στην περίπτωση του σχήματος αυτού, ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μέσω ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Η ενέργεια διέγερσης είναι της τάξης των μερικών MeV. Σε τέτοιες ενέργειες διέγερσης η πυκνότητα των πυρηνικών καταστάσεων του παραγόμενου πυρήνα είναι μεγάλη. Στα πειράματα σύλληψης πρωτονίων ή σωματιδίων  $\alpha$ , ο παραγόμενος σύνθετος πυρήνας μπορεί να είναι διεγερμένος σε πολλές από τις στάθμες διέγερσης, οι οποίες περιέχονται σε ένα ενεργειακό παράθυρο με εύρος  $\delta E$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4.

Ο πυρήνας  $C^*$ , στην συνέχεια, αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνων- $\gamma$



από την στάθμη εισόδου προς άλλες διεγερμένες καταστάσεις ή την θεμελιώδη στάθμη του. Η απευθείας μετάπτωση από την στάθμη εισόδου προς την θεμελιώδη κατάσταση γίνεται με την εκπομπή της λεγόμενης  $\gamma_0$  και της οποίας η ενέργεια είναι  $E^*$ . Οι ακτίνες- $\gamma$  με τις οποίες αποδιεγείρεται η στάθμη εισόδου προς την πρώτη, δεύτερη, τρίτη κ.λ.π. διεγερμένη στάθμη του παραγόμενου πυρήνα συμβολίζονται με  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  αντίστοιχα κ.λ.π. [3].

## 1.2 Ενεργός διατομή

Ένα από τα βασικότερα μεγέθη στη μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων είναι η πιθανότητα πραγματοποίησης μιας πυρηνικής αντίδρασης η οποία ονομάζεται ενεργός διατομή της αντίδρασης.

Εάν  $I_0$  είναι η ροή των προσπίπτοντων σωματιδίων τύπου  $a$  ανά μονάδα επιφανείας σε ένα στόχο τύπου  $X$  που αποτελείται από  $N$  πυρήνες, τότε ο αριθμός  $I$  των εκπεμπόμενων σωματιδίων τύπου  $b$  στην μονάδα του χρόνου θα είναι ανάλογη και του  $I_0$  και του  $N$  [6]:

$$I = I_0 N \sigma \iff \sigma = \frac{I}{I_0 N} \quad (1.10)$$

Η σταθερά αναλογίας  $\sigma$  ονομάζεται ενεργός διατομή και έχει διαστάσεις επιφανείας. Μια συνηθισμένη μονάδα εμβαδού της πυρηνικής φυσικής είναι το *barn*, για το οποίο ισχύει  $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$ . Έτσι η ενεργός διατομή δίνεται συνήθως σε *barn* ή στα υποπολλαπλάσια του.

Ο αριθμός των σωματιδίων  $b$  που εκπέμπονται στην μονάδα του χρόνου μέσα σε μια στοιχειώδη στερεά γωνία  $d\Omega$  κατά την διεύθυνση των γωνιών  $(\theta, \phi)$  ως προς την προσπίπτουσα δέσμη, θα είναι ανάλογος της  $d\Omega$  όπως και του  $I_0$  και του  $N$ . Στην περίπτωση αυτή, η σταθερά αναλογίας είναι γνωστή ως διαφορική ενεργός διατομή και συμβολίζεται ως  $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$  ή  $\sigma(\theta, \phi)$  και ισούται με [6]:

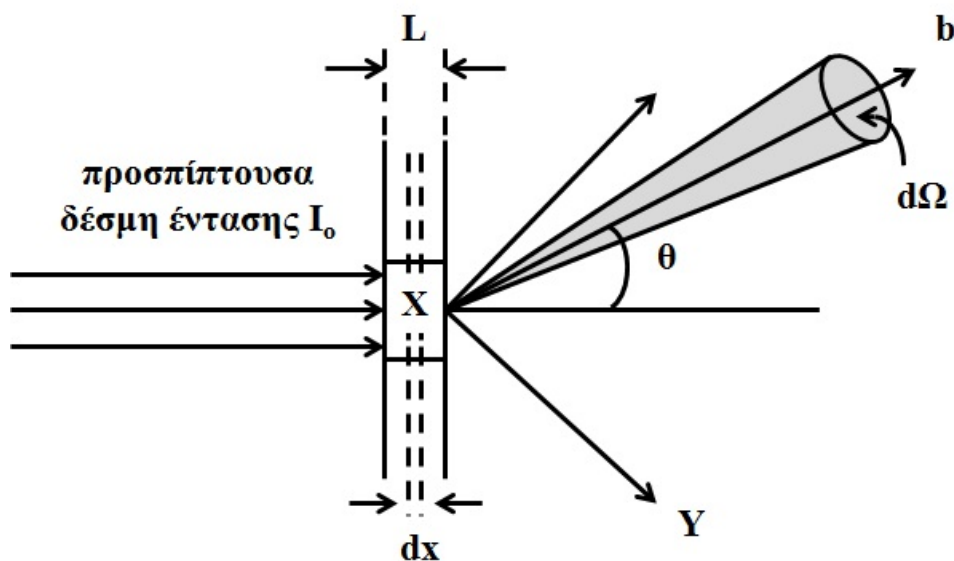
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I}{I_0 N d\Omega} \quad (1.11)$$

όπου η μονάδα μέτρησης της διαφορικής ενεργού διατομής είναι  $barn/sr$ .

Η ολικής ενεργός διατομή συνδέεται με την διαφορική ενεργό διατομή μέσω της σχέσης:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (1.12)$$

Παραπάνω αναλύσαμε όσα θεωρητικά γνωρίζουμε για την ενεργό διατομή.



Σχήμα 1.4: Μελέτη ενεργού διατομής της αντίδρασης  $X(\alpha, \beta)Y$

Μια πιο χρήσιμη έκφραση για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής μια αντίδρασης δίνεται από την σχέση [1]:

$$\sigma = \frac{AA_0}{N_b N_A \rho L} = \frac{AA_0}{N_b N_A \xi} \quad (1.13)$$

όπου:

- ▶  $A_0$ : ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων
- ▶  $A$ : το ατομικό βάρος των πυρήνων του στόχου σε g/mol

- ▶  $N_b$  : αριθμός προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης
- ▶  $N_A$ : ο αριθμός Avogadro σε άτομα/mol
- ▶  $\xi$ : το πάχος του στόχου σε g/cm<sup>2</sup>

Για την περίπτωση της παρούσας εργασίας η σχέση προσδιορισμού της ενεργού διατομής και πιο συγκεκριμένα της ολικής ενεργού διατομής γράφεται ως:

$$\sigma = \frac{A}{N_A \xi} \frac{1}{N_b} \frac{I_\Sigma}{\epsilon_\Sigma} \quad (1.14)$$

όπου:

- ▶  $I_\Sigma$  είναι το εμβαδόν της αθροιστικής κορυφής
- ▶  $\epsilon_\Sigma$  η ανιχνευτική ικανότητα άθροισης του κρυστάλλου στην ενέργεια της αθροιστικής κορυφής

### 1.3 Φαινόμενο Σήραγγος

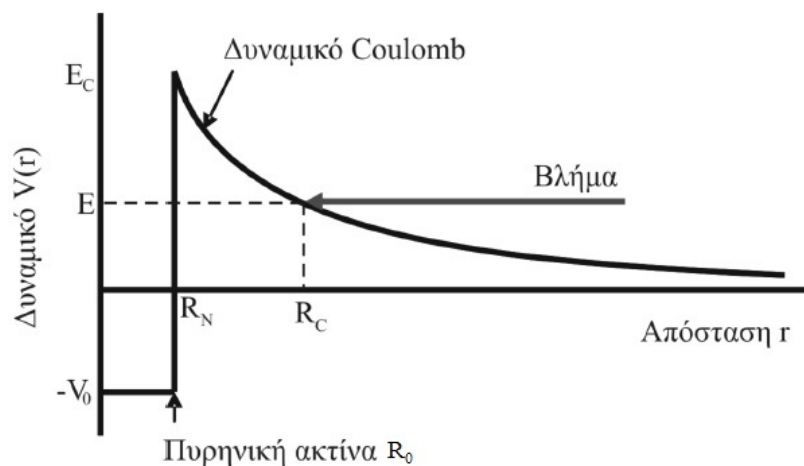
Η αλληλεπίδραση ενός φορτισμένου σωματιδίου (π.χ. πρωτονίου) με έναν πυρήνα για αποστάσεις μεγαλύτερες της πυρηνικής ακτίνας διέπεται από το δυναμικό Coulomb:

$$V_C(r) = \frac{Z_t Z_p e^2}{r} \quad (1.15)$$

όπου  $Z_t, Z_p$  είναι οι ατομικοί αριθμοί των πυρήνων,  $e$  το φορτίο του ηλεκτρονίου και  $r$  η μεταξύ τους απόσταση.

Το δυναμικό Coulomb εκτείνεται θεωρητικά από την απόσταση  $R_N = R_t + R_p$  μέχρι  $r \rightarrow \infty$ , όπου  $R_t$  και  $R_p$  είναι η ακτίνα του βλήματος και του στόχου αντίστοιχα. Για αποστάσεις μικρότερες της πυρηνικής ακτίνας  $R_N$

επικρατεί το ισχυρό ελκτικό πυρηνικό δυναμικό πεπερασμένης εμβέλειας. Ο συνδυασμός των δύο δυναμικών (ελκτικό πυρηνικό δυναμικό και δυναμικό Coulomb) έχει σαν αποτέλεσμα ένα ενεργό (effective) δυναμικό  $V_{eff}$  η μορφή του οποίου φαίνεται στο σχήμα 1.5.



Σχήμα 1.5: Γραφική αναπαράσταση του δυναμικού Coulomb και του πυρηνικού δυναμικού.

Στα επόμενα θεωρούμε ότι ο ένας εκ των δύο πυρήνων που συμμετέχουν στην αλληλεπίδραση είναι ακίνητος (στόχος) ενώ ο δεύτερος (βλήμα) κινείται ως προς τον πρώτο με συγκεκριμένη ενέργεια  $E$ .

Για να πραγματοποιηθεί μια πυρηνική αντίδραση μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων ο πυρήνας-βλήμα πρέπει να υπερνικήσει το απωστικό δυναμικό Coulomb και να βρεθεί σε απόσταση  $R < R_N$  από τον στόχο. Στην κλασική προσέγγιση, για να πραγματοποιηθεί μια αντίδραση πρέπει το βλήμα να έχει ενέργεια  $E$  μεγαλύτερη από το ενεργειακό ύψος  $E_C$  του φράγματος Coulomb. Σε αντίθετη περίπτωση ( $E < E_C$ ) το βλήμα σκεδάζεται ελαστικά από το δυναμικό Coulomb με ελάχιστη απόσταση προσέγγισης του πυρήνα  $r = R_C$  η οποία εξαρτάται από την ενέργεια του βλήματος.

Σύμφωνα με την κβαντομηχανική ακόμα και για ενέργειες  $E < E_C$  υπάρχει πιθανότητα το βλήμα να διεισδύσει στο απωστικό δυναμικό Coulomb και να εισέλθει τελικά στο ελκτικό πυρηνικό δυναμικό όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5. Το φαινόμενο αυτό της διέλευσης διαμέσου του δυναμικού

Coulomb σωματιδίων με ενέργεια μικρότερη από το ύψος του ονομάζεται "φαινόμενο σήραγγος" (tunnel effect). Το φαινόμενο σήραγγος έχει ιδιαίτερη σημασία στην αστρική πυρηνοσύνθεση αφού επιτρέπει την πραγματοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων σε αστρικά περιβάλλοντα όπου κλασικά θα ήταν απαγορευμένες.

Η πιθανότητα το βλήμα να διαπεράσει το φράγμα Coulomb δίνεται από τον λεγόμενο συντελεστή διέλευσης ο οποίος ορίζεται ως [7]:

$$T = \frac{|\Psi(R_N)|^2}{|\Psi(R_C)|^2} \quad (1.16)$$

όπου τα τετράγωνα των κυματοσυναρτήσεων  $\Psi(R_N)$  και  $\Psi(R_C)$  είναι οι πιθανότητες να βρεθούν τα προσπίποντα σωματίδια στις θέσεις  $r = R_N$  και  $r = R_C$  αντίστοιχα.

Η επίλυση της εξίσωσης Schrödinger για το δυναμικό Coulomb δίνει την έκφραση για την πιθανότητα διέλευσης του δυναμικού [8]:

$$T = \exp \left\{ -2KR_C \left[ \frac{\arctan \left( \frac{R_C}{R_N} - 1 \right)^{1/2}}{\left( \frac{R_C}{R_N} - 1 \right)^{1/2}} - \frac{R_N}{R_C} \right] \right\} \quad (1.17)$$

με

$$K = \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - E) \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

όπου  $R_C$  η ελάχιστη απόσταση προσέγγισης των δύο πυρήνων και  $E_C = V_C$  για  $r = R_N$ .

Η πιθανότητα που δίνεται από την σχέση (2.14) πλησιάζει τη μονάδα για ενέργειες κοντά στο ύψος του δυναμικού Coulomb ( $E \geq E_C$ ) ενώ παρουσιάζει ισχυρή μείωση για μικρότερες ενέργειες ( $E < E_C$ ). Για χαμηλής ενέργειας σωματίδια, με ενέργειες ( $E \ll E_C$ ) η πιθανότητα διέλευσης μπορεί να προσεγγιστεί από μια πιο απλή έκφραση [7]:

$$T(E) = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.19)$$

όπου η ποσότητα  $\eta$  ονομάζεται παράμετρος Sommerfield και δίνεται από την σχέση:

$$\eta = \frac{Z_t Z_p e^2}{\hbar v} \quad (1.20)$$

Αριθμητικά, το εκθετικό είναι [9]:

$$2\pi\eta = 31.29 Z_t Z_p \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2} \quad (1.21)$$

όπου  $E$  είναι η ενέργεια στο κέντρο μάζας σε  $keV$  και  $\mu$  η ανηγμένη μάζα σε  $amu$ .

## Κεφάλαιο 2

# Πυρηνική Αστροφυσική

## 2.1 Βασικές έννοιες

Στο κεφάλαιο αυτό δίνεται μια σύντομη περιγραφή ορισμένων βασικών εννοιών στην πυρηνική αστροφυσική οι οποίες θα χρησιμοποιηθούν στο υπόλοιπο της εργασίας.

### 2.1.1 Παράθυρο Gamow

Η ενεργός διατομή για αντιδράσεις με φορτισμένα σωματίδια εμφανίζει ραγδαία εκθετική μείωση για ενέργειες κάτω από το δυναμικό Coulomb. Η συμπεριφορά αυτή περιγράφεται από τη σχέση:

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta) \quad (2.1)$$

Επιπλέον υπάρχει μια γραμμική εξάρτηση της ενεργού διατομής από

το μήκος κύματος de Broglie, η οποία εκφράζεται ως [9]:

$$\sigma(E) \propto \pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E} \quad (2.2)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (2.1) και (2.2) και εισάγοντας και έναν παράγοντα ακόμη, τον λεγόμενο αστροφυσικό παράγοντα  $S$  ( $S$  factor) η ενεργός διατομή γράφεται ως [5]:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (2.3)$$

όπου η συνάρτηση  $S(E)$  περιλαμβάνει όλες τις σημαντικές πληροφορίες για την πυρηνική αλληλεπίδραση, δηλαδή όλα τα φαινόμενα που εμπλέκονται σε μια αλληλεπίδραση ενός φορτισμένου σωματιδίου με έναν πυρήνα πλην της αλληλεπίδρασης Coulomb της οποίας η συνεισφορά παρέχεται στην ενεργό διατομή με τον συντελεστή διέλευσης  $T(E)$ . Ο αστροφυσικός παράγοντας δεν θα μας απασχολήσει στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας και για τον λόγο αυτό δεν θα γίνει περαιτέρω ανάλυση του.

Η σχέση (2.3) αποτελεί την πιο χρήσιμη παραμετροποίηση της ενεργού διατομής και δείχνει με αρκετά άμεσο τρόπο τον τύπο της αντίδρασης που πραγματοποιείται. Ομαλή συμπεριφορά υποδηλώνει άμεσες διαδικασίες, ανωμαλίες υποδεικνύουν συντονισμούς σε αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα ή κάποια επιπλέον φαινόμενα όπως electron screening λόγω του δυναμικού Coulomb [10].

Έχοντας προσδιορίσει το συντελεστή διέλευσης από το δυναμικό Coulomb ισχύει η σχέση [3]:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} S(E) \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] dE \quad (2.4)$$

Στην περίπτωση των μη συντονιστικών αντιδράσεων ο αστροφυσικός παράγοντας  $S(E)$  μεταβάλλεται αργά συναρτήσει της ενέργειας του βλήμα-



τος, μπορεί να θεωρηθεί σταθερός στην ενεργειακή περιοχή πραγματοποίησης της αντίδρασης και άρα ισχύει:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} S(E_0) \int_0^{\infty} \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] dE \quad (2.5)$$

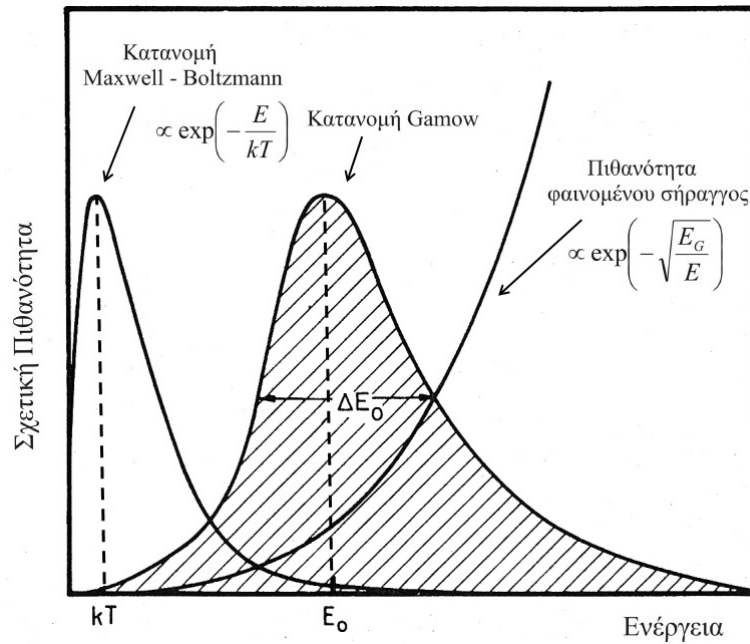
όπου  $E_G$  λέγεται ενέργεια Gamow και δίνεται από την σχέση:

$$E_G = 2\mu \left( \frac{Z_t Z_p \pi e^2}{\hbar} \right)^2 \quad (2.6)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι στην παραπάνω έκφραση για τον μέσο ρυθμό αντίδρασης, σε χαμηλές ενέργειες, ο εκθετικός όρος  $\exp[-(E_G/E)^{1/2}]$ , όπου αναφέρεται στην διείσδυση ενός σωματιδίου μέσα από το φράγμα Coulomb, γίνεται πολύ μικρός ενώ στις υψηλές ενέργειες ο παράγοντας  $\exp[-E/kT]$ , όπου είναι ένα μέτρο του αριθμού των διαθέσιμων σωματιδίων της υψηλο-ενεργειακής ουράς της κατανομής Maxwell-Boltzmann εξαλείφεται. Ως εκ τούτου, το γινόμενο των δυο αυτών εκθετικών οδηγεί σε μια συνάρτηση που καλείται κατανομή Gamow:

$$G(E) = \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] \quad (2.7)$$

Η κατανομή αυτή περιγράφει τα σωματίδια που είναι ικανά να πραγματοποιήσουν θερμοπυρηνικές αντιδράσεις και απεικονίζεται στο σχήμα 2.1. Η κατανομή Gamow χαρακτηρίζεται από το εύρος  $\Delta E_0$  και το μέγιστο της που εμφανίζεται στην ενέργεια  $E_0$  και αποκαλείται κορυφή Gamow. Ως εκ τούτου η πλειοψηφία των αντιδράσεων λαμβάνει χώρα στο ενεργειακό εύρος  $\Delta E_0$  με τα σωματίδια ενέργειας  $\sim E_0$  να έχουν μεγάλη πιθανότητα πραγματοποίησης του μεγαλύτερου κλάσματος αυτών.



Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση της κατανομής ενεργειών κατά Maxwell-Boltzmann και της πιθανότητας διέλευσης του δυναμικού Coulomb μέσω του φαινομένου σήραγγος. Η συνέλιξη των δύο αυτών κατανομών έχει ως αποτέλεσμα την κατανομή Gamow [9].

Είναι αξιοσημείωτο ότι η κατανομή Gamow εμφανίζει ασυμμετρία γύρω από το εύρος  $E_0$  και ότι η κορυφή Gamow είναι μετατοπισμένη προς υψηλότερες ενέργειες σε σχέση με τη μέση ενέργεια  $E = kT$  των σωματιδίων του αστρικού αερίου. Το κεντροειδές  $E_0$  βρίσκεται ως [9]:

$$E_0 = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{Z_t Z_p \pi e^2}{\hbar} kT\right)^{2/3} = 0.122(Z_t^2 Z_p^2 \mu T_9^2)^{1/3} \quad (2.8)$$

Με μέγιστη τιμή της κατανομής  $G(E)_{max}$  να δίνεται από την έκφραση [9]:

$$G(E)_{max} = \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \quad (2.9)$$

Η κατανομή Gamow μπορεί να προσεγγιστεί από μια συνάρτηση Gauss με κεντροειδές ίσο με την ενέργεια  $E_0$ , ύψος ίσο με το αντίστοιχο της Gamow

$(G(E)_{max})$  και εύρος ίσο με το εύρος της κατανομής Gamow ( $\Delta E_0$ ) [5]:

$$\exp \left[ -\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] = G(E)_{max} = \exp \left[ \left( -\frac{E - E_0}{\Delta E_0/2} \right)^2 \right] \quad (2.10)$$

Το εύρος υπολογίζεται από την εξίσωση των δεύτερων παραγώγων ως προς την ενέργεια για  $E = E_0$  των δύο μελών της σχέσης [5]:

$$\Delta E_0 = \frac{4}{\sqrt{3}}(kT E_0)^{1/2} = 0.237(Z_t^2 Z_p^2 \mu T_9^5)^{1/6} \quad (2.11)$$

Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν, σε ένα αστρικό περιβάλλον η πλειοψηφία των πυρηνικών αντιδράσεων πραγματοποιούνται στο ενεργειακό παράθυρο  $E = E_0 \pm \Delta E_0/2$ . Κατά την μέτρηση των ενεργών διατομών στο εργαστήριο, η ενεργειακή περιοχή που πρέπει να καλυφθεί, ώστε τα αποτελέσματα να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αστροφυσικούς υπολογισμούς καθορίζεται από το ενεργειακό παράθυρο Gamow.

Πίνακας 2.1: Τα αποτελέσματα του υπολογισμού της ενέργειας της κορυφής Gamow  $E_0$  και του ενεργειακού "παραθύρου"  $\Delta E_G$  για την περιοχή θερμοκρασιών  $1.8 - 3.3 T_9$ .

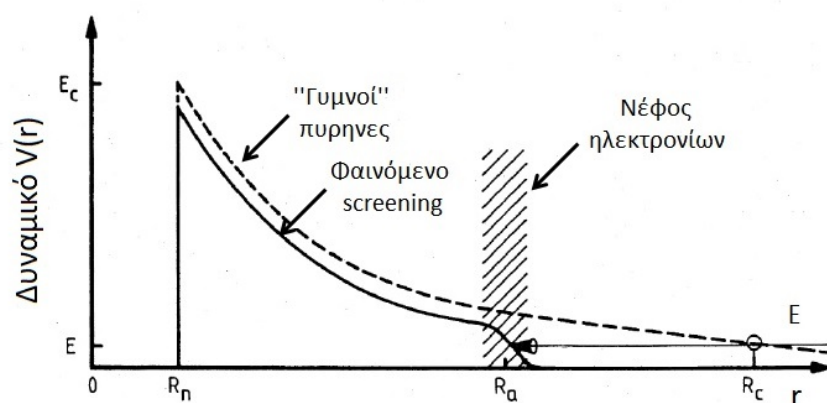
Ισότοπο	$\mu$ (amu)	$T_9$ (K)	$E_0$ (MeV)	$\Delta E_0$ (MeV)	$E_{lab}^{min}$ (MeV)	$E_{lab}^{max}$ (MeV)	$\Delta E_{exp}$ (MeV)
$^{87}Sr$	0.9963	1.8	2.04	1.30	1.39	2.69	2.6-5.0
		3.3	3.05	2.15	1.98	4.13	
$^{88}Sr$	0.9964	1.8	2.04	1.30	1.39	2.69	2.0-4.595
		3.3	3.05	2.15	1.98	4.13	

Εφαρμογή των παραπάνω σχέσεων για τον υπολογισμό της ενέργειας της κορυφής Gamow  $E_0$  και του ενεργειακού "παραθύρου"  $\Delta E_G$  για τον βομβαρδισμό με πρωτόνια των ισοτόπων του Sr, κάποια από τα οποία μελετάμε στην παρούσα εργασία, είχε πραγματοποιηθεί στην εργασία [1]. Τα

αποτελέσματα δίνονται στον παραπάνω πίνακα για τα δύο ισότοπα που μας ενδιαφέρουν στην παρούσα εργασία. Η τελευταία στήλη του πίνακα παρουσιάζει τις ενεργειακές περιοχές που καλύφθηκαν πειραματικά για τα υπό μελέτη ισότοπα του Sr.

### 2.1.2 Φαινόμενο Screening

Ο φορμαλισμός που έχει συζητηθεί μέχρι στιγμής και αφορά τον υπολογισμό της ενεργού διατομής θερμοπυρηνικών αντιδράσεων περιέχει την υπόθεση ότι το δυναμικό Coulomb μεταξύ του πυρήνα-στόχου και του προσπίπτοντος σωματιδίου προέρχεται από την αλληλεπίδραση "γυμνών" (bare) πυρήνων, πυρήνων δηλαδή που δεν περιβάλλονται από ηλεκτρονικό νέφος. Για τις πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στο εργαστήριο με δέσμες φορτισμένων σωματιδίων, οι πυρήνες-στόχοι είναι στην μορφή ουδέτερων ατόμων.



Σχήμα 2.2: Δυναμικό Coulomb για γυμνό πυρήνα (διακεκομμένη γραμμή) και για πυρήνα που περιβάλλεται από ηλεκτρονικό νέφος (συνεχή γραμμή) σύμφωνα με το φαινόμενο screening [9].

Το γεγονός αυτό συνεπάγεται την ύπαρξη ενός νέφους ηλεκτρονίων, το οποίο περιβάλλει τους πυρήνες, μεταβάλλοντας έτσι, το δυναμικό Coulomb ανάμεσα στο αρνητικά φορτισμένο νέφος και τα θετικά φορτισμένα ιόντα

της δέσμης με την οποία βομβαρδίζονται οι πυρήνες-στόχοι.

Πιο συγκεκριμένα, προσπίπτουσα δέσμη θετικά φορτισμένων σωματιδίων αποκτά μια επιπλέον επιτάχυνση από το αρνητικά φορτισμένο νέφος ηλεκτρονίων. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται *electron screening* και ενισχύεται για μικρότερες ενέργειες των προσπίπτοντων σωματιδίων. Η αρχή του φαινομένου αυτού παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2.

Για προσπίπτουσα δέσμη ενέργειας  $E$ , η απόσταση στην οποία γίνεται αισθητό το δυναμικό Coulomb, στην περίπτωση "γυμνού" πυρήνα-στόχου είναι  $R_C$  ενώ μειώνεται αισθητά στην περίπτωση που ο πυρήνας στόχος περιβάλλεται από ηλεκτρονικό νέφος και γίνεται  $R_\alpha$ . Το φαινόμενο αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης για πυρήνες με ηλεκτρονικό νέφος να είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη για "γυμνούς" πυρήνες. Έτσι, οι ενεργές διατομές που προσδιορίζονται πειραματικά στο εργαστήριο πρέπει να διορθωθούν κατά ένα συντελεστή  $f_s$  ο οποίος ορίζεται ως:

$$f_s = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} \quad (2.12)$$

όπου  $\sigma_b$  είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης για γυμνούς πυρήνες και  $\sigma_s$  για πυρήνες με ηλεκτρονικό νέφος. Για τον παράγοντα ενίσχυσης, όπως αποκαλείται, ισχύει [9]:

$$f_s = \frac{\sigma_s(E + U_e)}{\sigma_b(E)} \quad (2.13)$$

με  $U_e$  το δυναμικό screening για το οποίο ισχύει [9]:

$$U_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_a} \quad (2.14)$$

Στην παρούσα εργασία το δυναμικό screening λήφθηκε ως:

$$U_e = Z_1 Z_2 0.3(keV) \quad (2.15)$$

και άρα ισχύει:

$$f_s = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} = \frac{\sigma_s(E + U_e)}{\sigma_b(E)} = \frac{E}{E + U_e} \exp \left[ \pi\eta(E) \frac{U_e}{E} \right] \quad (2.16)$$

όπου για το γινόμενο  $\pi\eta$  ισχύει η έκφραση [9]:

$$2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \left( \frac{\mu}{E} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

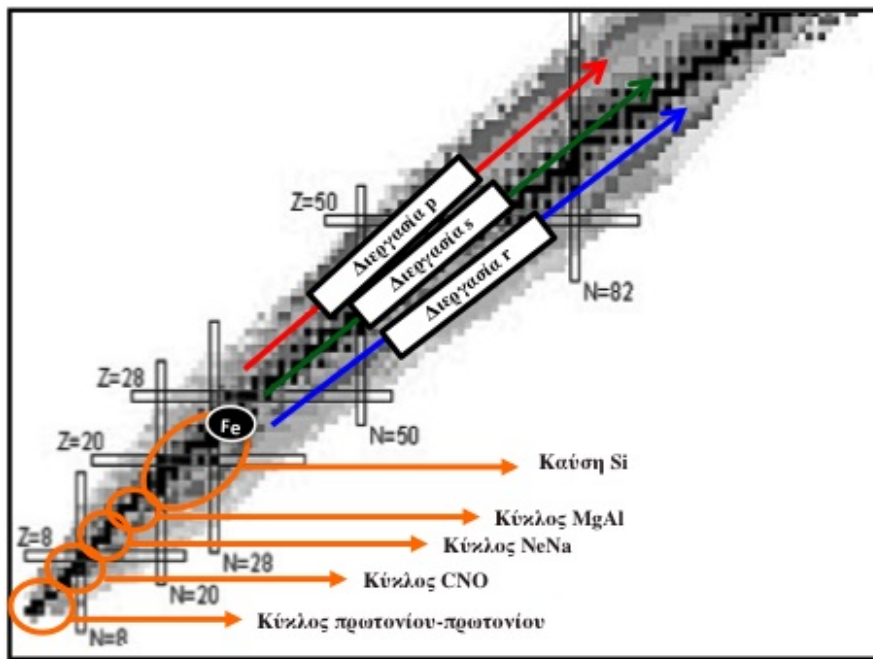
Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω εκφράσεις προσδιορίστηκε ο παράγοντας ενίσχυσης για κάθε περίπτωση και με τον τρόπο αυτό διορθώθηκαν οι ενεργές διατομές της παρούσας εργασίας. Τα τελικά αποτελέσματα που συγκρίνονται με τους θεωρητικούς υπολογισμούς αντιστοιχούν σε "γυμνούς" πυρήνες.

## 2.2 Πυρηνosύνθεση πάνω από σίδηρο

Το 1957 οι Burbidge, Burbidge, Fowler και Hoyle [11] και ανεξάρτητα ο Cameron [12] δημοσίευσαν για πρώτη φορά τις διεργασίες πυρηνosύνθεσης των στοιχείων σε αστρικά περιβάλλοντα. Με την δημοσίευση τους αυτή θεμελίωσαν την θεωρία της αστρικής πυρηνosύνθεσης και ερμηνεύτηκαν για πρώτη φορά ποιοτικά διάφορα δεδομένα θεμελιώδους σημασίας στην αστροφυσική, όπως η περιεκτικότητα των στοιχείων στο σύμπαν. Η θεωρία της αστρικής πυρηνosύνθεσης πρότεινε 8 πυρηνosυνθετικούς μηχανισμούς στους οποίους συγκεκριμένες πυρηνικές αντιδράσεις παίζουν κυρίαρχο ρόλο στη σύνθεση τόσο των ελαφρών στοιχείων, αμέσως μετά την Μεγάλη Έκρηξη (αρχέγονη πυρηνosύνθεση) όσο και των στοιχείων στο εσωτερικό των αστέρων (αστρική πυρηνosύνθεση). Οι πυρηνosυνθετικοί μηχανισμοί που πρωτοδιατυπώθηκαν το 1957 αποτέλεσαν στη συνέχεια αντικείμενο πειραματικής και θεωρητικής μελέτης και έτσι σήμερα δεχό-

μαστε ότι η αστρική πυρηνοσύνθεση λαμβάνει χώρα μέσω των παρακάτω μηχανισμών:

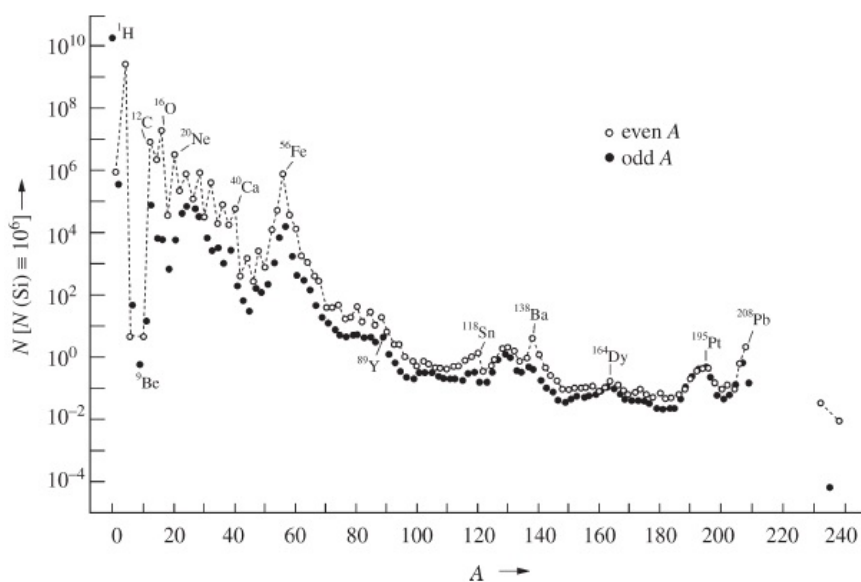
- ▶ Καύση Υδρογόνου (Μετατροπή Υδρογόνου σε Ήλιο)
- ▶ Καύση Ηλίου (Μετατροπή Ηλίου σε Άνθρακα, Οξυγόνο και Άζωτο)
- ▶ Καύση Άνθρακα, Οξυγόνου και Νέου (Σύνθεση των στοιχείων με μαζικό αριθμό  $16 \leq A \leq 28$ )
- ▶ Καύση Πυριτίου (Σύνθεση των στοιχείων με μαζικό αριθμό  $28 \leq A \leq 60$ )
- ▶ Διεργασίες s, r και p (Παραγωγή στοιχείων με  $A \geq 60$ )



Σχήμα 2.3: Διάγραμμα αναπαράστασης της σύνθεσης των στοιχείων με τους μηχανισμούς της αστρικής πυρηνοσύνθεσης.

Οι πυκνότητες και οι θερμοκρασίες που επικρατούν στο εσωτερικό των αστέρων παρέχουν το απαραίτητο περιβάλλον στο οποίο όλα τα στοιχεία

μέχρι την περιοχή του σιδήρου μπορούν να δημιουργηθούν μέσω των τεσσάρων πρώτων μηχανισμών με πυρηνικές αντιδράσεις σύλληψης φορτισμένων σωματιδίων. Η απότομη πτώση της καμπύλης της στοιχειακής αφθονίας, η οποία παρουσιάζεται στο σχήμα 2.4, αντικατοπτρίζει το γεγονός ότι το φράγμα δυναμικού Coulomb αυξάνεται όσο μεγαλώνει το πυρηνικό φορτίο εμποδίζοντας όλο και περισσότερο την πραγματοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης φορτισμένων σωματιδίων για την σύνθεση στοιχείων πάνω από το σίδηρο. Εξαιρέση σε αυτήν την γενική συμπεριφορά της καμπύλης αποτελεί η κορυφή του σιδήρου ( $A \approx 56$ ) λόγω του ότι ο σίδηρος παρουσιάζει την μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο από όλα τα εμπλεκόμενα στοιχεία κατά την διάρκεια της καύσης του πυριτίου.

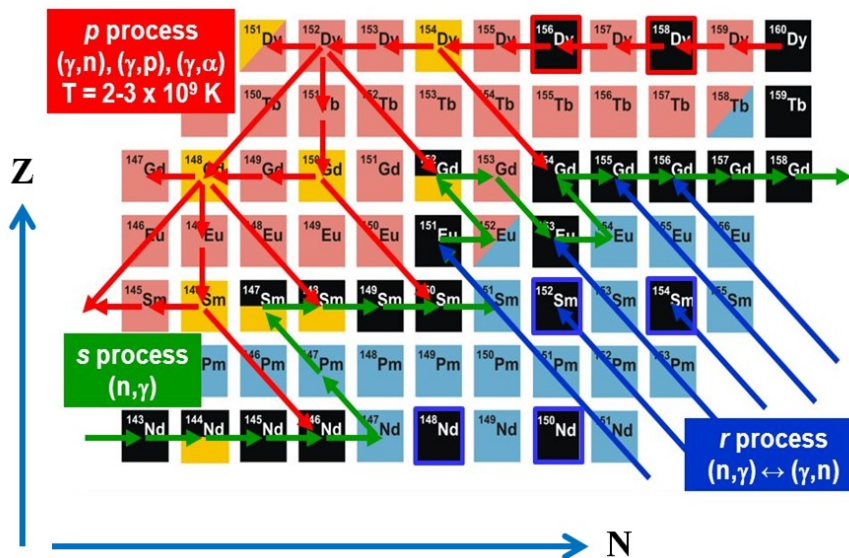


Σχήμα 2.4: Διάγραμμα αναπαράστασης της στοιχειακής αφθονίας στο ηλιακό σύστημα. Οι αφθονίες έχουν κανονικοποιηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε το πυρίτιο να έχει την τιμή  $10^6$  [13].

Η δημιουργία των βαρύτερων στοιχείων πραγματοποιείται, ως επί το πλείστον, μέσω αντιδράσεων νετρονικής σύλληψης ακολουθούμενες από αποδιεγέρσεις  $\beta$  ανάλογα με τη πυκνότητα των νετρονίων που επικρατεί στο αστρικό περιβάλλον στο οποίο υλοποιείται η πυρηνοσύνθεση και τους μέσους τυπικούς χρόνους που απαιτούνται για την πραγματοποίηση των



αντιδράσεων αυτών. Οι δύο αυτοί μηχανισμοί σε συνδυασμό με διαδοχικές αποδιεγέρσεις  $\beta^-$  είναι γνωστοί και ως *διεργασία s* (*s process*, "slow neutron capture process") και *διεργασία r* (*r process*, "rapid neutron capture process"). Σχηματική αναπαράσταση των δύο διεργασιών παρουσιάζεται παρακάτω.

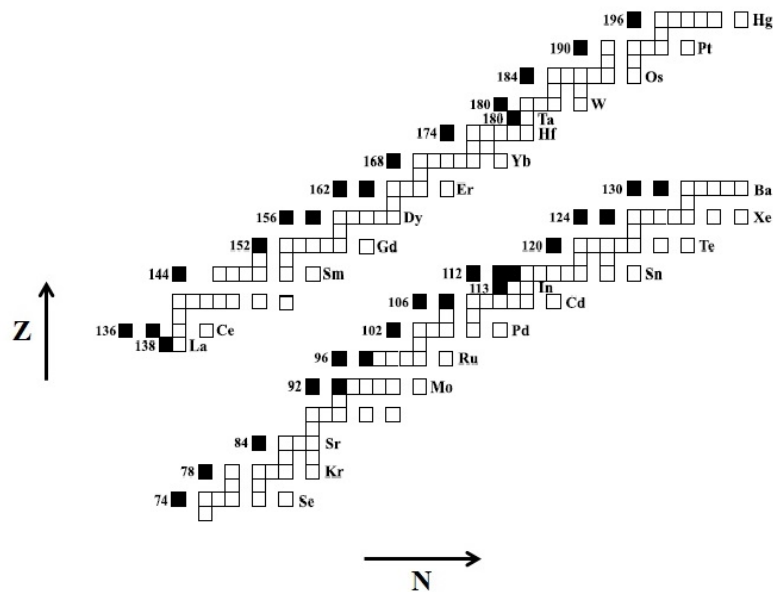


Σχήμα 2.5: Σχηματική αναπαράσταση των δύο διεργασιών νετρονικής σύλληψης s και r με πράσινα και μπλέ βέλη αντίστοιχα. Με μαύρα τετράγωνα απεικονίζονται οι σταθεροί πυρήνες. Η διεργασία που απεικονίζεται με τα κόκκινα βέλη ονομάζεται p διεργασία και αφορά την παραγωγή πυρήνων πλούσιων σε πρωτόνια (§2.2.1).

Υπάρχουν, όμως, και μερικοί πυρήνες οι οποίοι δεν είναι δυνατόν να δημιουργηθούν με κάποια από τις διεργασίες νετρονικής σύλληψης s και r καθώς η σύνθεσή τους μέσω διασπάσεων  $\beta$  ανακόπτεται από κάποιο σταθερό ισοβαρή πυρήνα. Οι πυρήνες αυτοί ονομάζονται p πυρήνες και για τη σύνθεσή τους είναι υπεύθυνη μια τρίτη διεργασία, η *διεργασία p*, η οποία συμβολίζεται στο σχήμα 2.5 με κόκκινα βέλη. Οι πυρηνικές αντιδράσεις που μελετώνται στην παρούσα εργασία αφορούν τη διεργασία p και για το λόγο αυτό θα αναλυθεί με περισσότερες λεπτομέρειες στην επόμενη παράγραφο.

### 2.2.1 Η p διεργασία

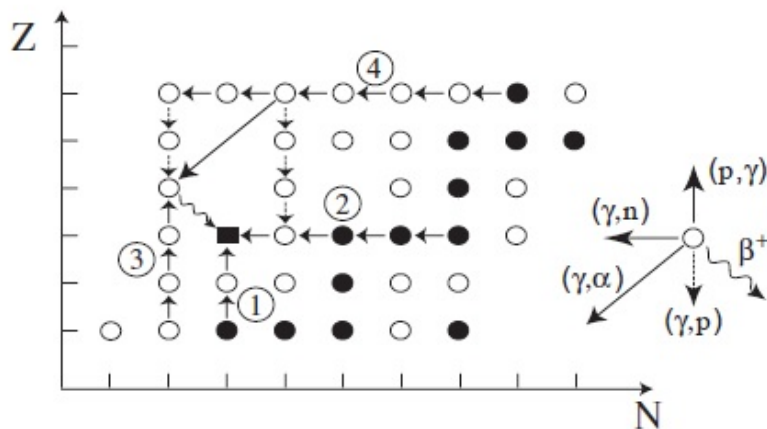
Οι περισσότεροι βαρείς πυρήνες ( $A > 56$ ) που βρίσκονται στην κοιλάδα σταθερότητας και κάτω από αυτήν παράγονται μέσω διαδοχικών συλλήψεων νετρονίων και αποδιεγέρσεων  $\beta^-$  (διεργασίες s και r). Υπάρχει όμως μια ομάδα από 35 σταθερούς και πλούσιους σε πρωτόνια πυρήνες, πάνω από την κοιλάδα σταθερότητας, μεταξύ του  $^{74}\text{Se}$  και του  $^{186}\text{Hg}$  που δεν μπορούν να παραχθούν στα πλαίσια των διεργασιών s και r. Οι πυρήνες αυτοί ονομάζονται p-πυρήνες και η σύνθεσή τους δεν μπορεί να υλοποιηθεί με νετρονικές συλλήψεις καθώς σταθεροί ισοβαρείς πυρήνες της κοιλάδας σταθερότητας τερματίζουν την πορεία των διαδοχικών  $\beta^-$ -διασπάσεων. Οι 35 αυτοί πυρήνες παρουσιάζονται στο σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.6: Τμήμα του χάρτη νουκλιδίων που παρουσιάζει την περιοχή από  $Z=33$  και  $Z=80$ . Τα άσπρα τετράγωνα δηλώνουν τα σταθερά ισότοπα κάθε στοιχείου και τα μαύρα αντιστοιχούν σε p-πυρήνες.

Με βάση τα ισχύοντα αστροφυσικά πρότυπα η σύνθεση των p-πυρήνων πραγματοποιείται μέσω της p-διεργασίας που ως όρος αναφέρθηκε για

πρώτη φορά στην εργασία των Burbidge, Burbidge, Fowler και Hoyle, γνωστή και ως BBFH [11]. Στην εργασία αυτή προτάθηκε για πρώτη φορά ότι ο σχηματισμός των p-πυρήνων προέρχεται από την καταστροφή ή την προ-ύπαρξη νουκλιδίων που έχουν σχηματιστεί μέσω της διεργασίας s ή r, τα οποία νουκλίδια είναι γνωστά ως πυρήνες "σπόροι", και υλοποιείται μέσω διαφόρων συνδυασμών αντιδράσεων σύλληψη και  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  και  $(\gamma, \alpha)$  φωτοδιασπάσεων. Στις παραπάνω αντιδράσεις φωτοδιάσπασης, εμπλέκονται και διασπάσεις  $\beta^+$  καθώς και αντιδράσεις σύλληψης τροχιακού ηλεκτρονίου ή  $(n, \gamma)$  αντιδράσεις. Όλες οι παραπάνω αντιδράσεις μπορούν να οδηγήσουν άμεσα σε παραγωγή ενός p-πυρήνα. Στις περισσότερες περιπτώσεις, βέβαια, οι p-πυρήνες συνθέτονται μέσω ενός ασταθούς προγεννήτορα ο οποίος μετασχηματίζεται σε ένα σταθερό p-ισοβαρή πυρήνα μέσω μιας αλυσίδας από  $\beta$ -διασπάσεις.



Σχήμα 2.7: Πιθανές διαδρομές για την δημιουργία ενός p-πυρήνα [14].

Το σχήμα 2.7 παρουσιάζει με παραστατικό τρόπο κάποιες πιθανές διαδρομές όπου μπορεί να ακολουθήσει ένας πυρήνας "σπόρος" έως ότου μετασχηματιστεί σε έναν p-πυρήνα [14].

Στην διαδρομή 1 λαμβάνει χώρα μια αντίδρασης σύλληψης  $(p, \gamma)$  ελαφρύτερου ισοβαρή πυρήνα ενώ στην διαδρομή 2 πραγματοποιείται μια αντίδραση φωτοδιάσπασης νετρονίων βαρύτερου ισοτόπου. Στην διαδρομή 3 συμβαίνουν μια σειρά από αντιδράσεις σύλληψης  $(p, \gamma)$  και στην συνέχεια

μια  $\beta^+$  διάσπαση πριν καταλήξουμε στον p-πυρήνα. Τέλος στην διαδρομή 4, πραγματοποιείται μια σειρά από φωτοδιασπάσεις νετρονίων ( $\gamma, n$ ) κατά μήκος μια δεδομένης ισοτοπικής αλυσίδας. Αυτό συνεχίζεται μέχρι να επιτευχθεί ένας πυρήνας ελλιπής σε νετρόνια που προτιμά μια ( $\gamma, p$ ) ή μια ( $\gamma, \alpha$ ) αντί για μια ( $\gamma, n$ ) αντίδραση, διακλαδώνοντας έτσι τη ροή αφθονίας σε μια ισοτοπική αλυσίδα ενός ελαφρύτερου στοιχείου. Οι αφθονίες έχουν την τάση να συσσωρεύονται σε αυτά τα σημεία διακλάδωσης, ειδικά σε νουκλίδια με κλειστή δομή φλοιού νετρονίων ή πρωτονίων. Αυτά τα σημεία γίνονται είτε απευθείας p-πυρήνες είτε μεταλλάσσονται μέσω  $\beta^+$  αποδιεγέρσεων σε p-πυρήνες[14].

Οι προϋποθέσεις για την πραγματοποίηση της διεργασίας p είναι πρώτον η παραγωγή νετρονίων σε μεγάλες πυκνότητες ( $\rho \geq 10^8 \text{ g/cm}^3$ ) ώστε ο αριθμός τους να επιτρέπει αρχικά την σύνθεση βαρύτερων του Fe μέσω της s και r-διεργασίας (επαρκής περιεκτικότητα πυρήνων "σπόρων") και δεύτερον υψηλές θερμοκρασίες που θα προκαλέσουν μεγάλες ροές φωτονίων ιδιαίτερα υψηλής ενέργειας ( $T \approx 2 \cdot 10^9 \text{ K}$ ), για μικρά χρονικά διαστήματα, ώστε να μπορούν να πραγματοποιηθούν οι φωτοδιασπάσεις χωρίς όμως οι παραγόμενοι p-πυρήνες να προλαβαίνουν να φωτοδιασπαστούν [15]. Τέτοιες συνθήκες συναντώνται σε ορισμένα αστροφυσικά περιβάλλοντα με κυριότερα τα εξής:

- ▶ λίγο πριν ή κατά την έκρηξη υπερκαινοφανούς αστέρα τύπου II <sup>1</sup>
- ▶ κατά την έκρηξη υπερκαινοφανούς τύπου  $I_b/I_c$  <sup>2</sup> ή τύπου  $I_a$  <sup>3</sup>
- ▶ στην περίπτωση λευκών νάνων με μάζα μικρότερη του ορίου Chandrasekhar

Το πιο πιθανό περιβάλλον για την πραγματοποίηση της p-διεργασίας

<sup>1</sup>Υπερκαινοφανείς αστέρες τύπου II ονομάζεται η έκρηξη ενός αστέρα μεγάλης μάζας ( $8M_{\odot} \leq M \leq 50M_{\odot}$ ).

<sup>2</sup>Προέρχονται από την βαρυτική κατάρρευση αστέρων μεγάλης μάζας που έχουν χάσει το εξωτερικό τους περίβλημα.

<sup>3</sup>Τύπου  $I_a$  υπερκαινοφανής έκρηξη είναι η θερμοπυρηνική έκρηξη που θα υποστεί ένας λευκός νάνος όταν εξαιτίας της ύλης που έχει εκλύσει από τον αστέρα συνοδό του, η μάζα του ξεπεράσει τα  $1.44M_{\odot}$  (όριο Chandrasekhar).

είναι τα στρώματα καύσης Οξυγόνου και Νέου αστέρων μεγάλης μάζας ( $M \geq M_{\odot}$ ) λίγο πριν την έκρηξη τους ως υπερκαινοφανείς αστέρες ("Supernova") καθώς επίσης και κατά την έκρηξη τους υπό τη μορφή υπερκαινοφανούς αστέρα τύπου II (SNII) [15, 16]. Καθώς το κρουστικό κύμα από την έκρηξη διέρχεται μέσα από το στρώμα O/Ne για μικρό χρονικό διάστημα της τάξης του 1s συμπιέζει και θερμαίνει την συγκεκριμένη αστρική περιοχή σε θερμοκρασίες της τάξης των 1.8-3.3 GK. Θεωρητικές έρευνες υποστηρίζουν ότι ο κάθε p-πυρήνας δημιουργείται σε ένα σχετικά στενό παράθυρο θερμοκρασιών: οι p-πυρήνες με ατομικούς αριθμούς  $A \leq 92$ ,  $92 \leq A \leq 144$  και  $A \geq 144$  παράγονται κυρίως σε περιβάλλοντα με θερμοκρασίες  $T \geq 3GK$ ,  $2.7 \leq T \leq 3.0GK$  και  $T \leq 2.5GK$  αντίστοιχα [17].

Σε τέτοιες θερμοκρασίες, λαμβάνουν χώρα μια σειρά από νετρονικές φωτοδιασπάσεις  $(\gamma, n)$  στους ήδη παραγόμενους s και r πυρήνες σπόρους. Καθώς η ροή της αντίδρασης κινείται προς την πλούσια σε πρωτόνια πλευρά του χάρτη των νουκλιδίων, η απαιτούμενη ενέργεια για αφαίρεση ενός νετρονίου από τον πυρήνα αυξάνεται. Την ίδια στιγμή η ενέργεια διαχωρισμού των πρωτονίων και των α-σωματιδίων μειώνεται. Συμπερασματικά οι αντιδράσεις  $(\gamma, p)$  και  $(\gamma, \alpha)$  αρχίζουν να παίζουν ρόλο.

Οι πυρηνικές αντιδράσεις που χρησιμοποιούνται στους υπολογισμούς περιεκτικότητας των p-πυρήνων συνθέτουν ένα τεράστιο δίκτυο αντιδράσεων. Συγκεκριμένα, για κάθε μια από τις αντιδράσεις αυτές είναι απαραίτητο να βρεθεί ο ρυθμός αντίδρασης και κατ'επέκταση η ενεργός διατομή στις σχετικές ενέργειες. Ο πειραματικός προσδιορισμός των ενεργών διατομών όλων αυτών των αντιδράσεων είναι προφανώς αδύνατος αν λάβουμε υπόψιν μας το γεγονός ότι η πλειοψηφία των πυρήνων που συμμετέχουν στο δίκτυο αντιδράσεων είναι ασταθείς. Συνεπώς, όλοι οι υπολογισμοί των περιεκτικότητας των p-πυρήνων βασίζονται σε ενεργές διατομές που υπολογίζονται με τη θεωρία Hauser-Feshbach. Η θεωρία αυτή θα αναλυθεί σε επόμενο κεφάλαιο της εργασίας.

## 2.3 Θεωρία Hauser-Feshbach

Η θεωρία Hauser-Feshbach περιγράφει τον μηχανισμό σχηματισμού και αποδιέγερσης ενός σύνθετου πυρήνα και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών τέτοιων αντιδράσεων στηριζόμενη στην Υπόθεση της Ανεξαρτησίας του Bohr [18]. Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα πραγματοποιούνται σε δύο στάδια. Το πρώτο περιλαμβάνει τη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα  $C^*$  σε μια υψηλά ενεργειακά διεγερμένη κατάσταση και το δεύτερο την αποδιέγερση του, είτε μέσω εκπομπής ακτινοβολίας  $\gamma$  είτε μέσω σωματιδιακής εκπομπής.



Σύμφωνα με την υπόθεση ανεξαρτησίας, η τελική κατάσταση ( $\beta+Y$ ) μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα είναι ανεξάρτητη από το κανάλι εισόδου ( $\alpha+X$ ) και συνεπώς η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα μπορεί να γραφτεί [19]:

$$\sigma(J^\pi) = \sigma_{\alpha X}(J^\pi) P_{\beta Y}(J^\pi) \quad (2.19)$$

όπου  $\sigma_{\alpha X}$  είναι ενεργός διατομή του σύνθετου πυρήνα  $C^*$  μέσω του καναλιού εισόδου  $\alpha + X$ ,  $P_{\beta Y}(J^\pi)$  η σχετική πιθανότητα αποδιέγερσης του πυρήνα στο κανάλι  $\beta+Y$  και ισούται με το λόγο της πιθανότητας αποδιέγερσης  $\lambda_{\beta Y}$  μέσω του εν λόγω καναλιού προς την ολική πιθανότητα αποδιέγερσης  $\lambda_{tot}$  μέσω όλων των δυνατών καναλιών εξόδου:

$$P_{\beta Y} = \frac{\lambda_{\beta Y}}{\lambda_{tot}} \quad (2.20)$$

Η υπόθεση της ανεξαρτησίας σχηματισμού και αποδιέγερσης υπόκειται στους περιορισμούς των νόμων διατήρησης. Εκτός από την συνολική ενέργεια, πρέπει να διατηρούνται η συνολική στροφορμή  $\vec{J}$ , η προβολή της  $J_z$  στο άξονα  $z$  καθώς και η ομοτιμία  $\pi$  του συστήματος. Η στροφορμή  $\vec{J}_c$  η οποία αποτελεί την στροφορμή της στάθμης εισόδου του σύνθετου πυ-

ρήνα  $C^*$  ισούται με το διανυσματικό άθροισμα της τροχιακής στροφορμής  $l_b$  του βλήματος και της ιδιοστροφορμής  $\vec{S}$  του καναλιού εξόδου:

$$\vec{J}_c = \vec{l}_b + \vec{S} \quad (2.21)$$

όπου η ιδιοστροφορμή  $\vec{S}$  του καναλιού εισόδου υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$\vec{S} = \vec{s}_b + \vec{I} \quad (2.22)$$

Στην σχέση αυτή το  $\vec{s}_b$  είναι η ιδιοστροφορμή του βλήματος και  $\vec{I}$  η ιδιοστροφορμή της θεμελιώδης στάθμης του στόχου. Η ομοτιμία  $\pi_c$  της στάθμης εισόδου συνδέεται με την ομοτιμία της θεμελιώδους στάθμης του πυρήνα-στόχου  $\pi_t$  και την τροχιακή στροφορμή του βλήματος  $l_b$  μέσω της έκφρασης:

$$\pi_c = \pi_t(-1)^{l_b} \quad (2.23)$$

Ο πρώτος όρος της εξίσωσης (2.19) δηλαδή η ενεργός διατομή σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα μέσω του καναλιού  $\alpha$ , θεωρώντας ότι ισούται με την ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης ενός βλήματος  $\alpha$  από ένα κέντρο σκέδασης αποτελούμενο από τον πυρήνα  $X$  μπορεί να γραφτεί σε μορφή αναπτύγματος μερικών κυμάτων τροχιακής στροφορμής  $l$  και συντελεστή διέλευσης  $T_l(a)$  [20]:

$$\sigma_{\alpha X} = \sum_{J^\pi} \sigma_{\alpha X}^{J^\pi} = \pi \lambda_\alpha^2 \sum_l (2l+1) T_l(a) \quad (2.24)$$

όπου  $\lambda_\alpha$  είναι το μήκος κύματος De Broglie της δέσμης. Η σχέση αυτή αποδεικνύεται ότι μπορεί να γραφτεί στην μορφή [1]:

$$\sigma_{\alpha X} = \pi \lambda_\alpha^2 \frac{(2J+1)}{(2s+1)(2I+1)} T^{J^\pi}(\alpha) \quad (2.25)$$

Ο δεύτερος όρος  $P_{\beta\gamma}(J^\pi)$  της εξίσωσης (2.19) υπολογίζεται με τη βοήθεια του θεωρήματος της αμοιβαιότητας. Το θεώρημα αυτό επιτρέπει την εξαγωγή μιας σχέσης μεταξύ της ενεργού διατομής  $\sigma_{\alpha X}$  μιας αντίδρασης  $X(\alpha, \beta)Y$  και της ενεργού διατομής  $\sigma_{\beta X}$  της αντίστροφης αυτής  $Y(\beta, \alpha)X$ . Στην παρούσα εργασία δεν θα αναφερθεί ο πλήρης υπολογισμός του δεύτερου όρου καθώς έχει περιγραφεί σε μεγάλο αριθμό εργασιών μεταξύ των οποίων η πιο πρόσφατη [20].

Αποδεικνύεται τελικά ότι η ενεργός διατομή της δημιουργίας ενός σύνθετου πυρήνα  $C$  και της αποδιέγερσής του μέσω των καναλιών  $\alpha + X$  και  $\beta + Y$ , αντίστοιχα, γράφεται ως [19]:

$$\sigma_{\alpha X} = \pi \lambda_\alpha^2 \frac{1}{(2s+1)(2I+1)} \sum_{J^\pi} (2J+1) \frac{T_{\alpha X}(J^\pi) T_{\beta Y}(J^\pi)}{\sum_i T_i(J^\pi)} \quad (2.26)$$

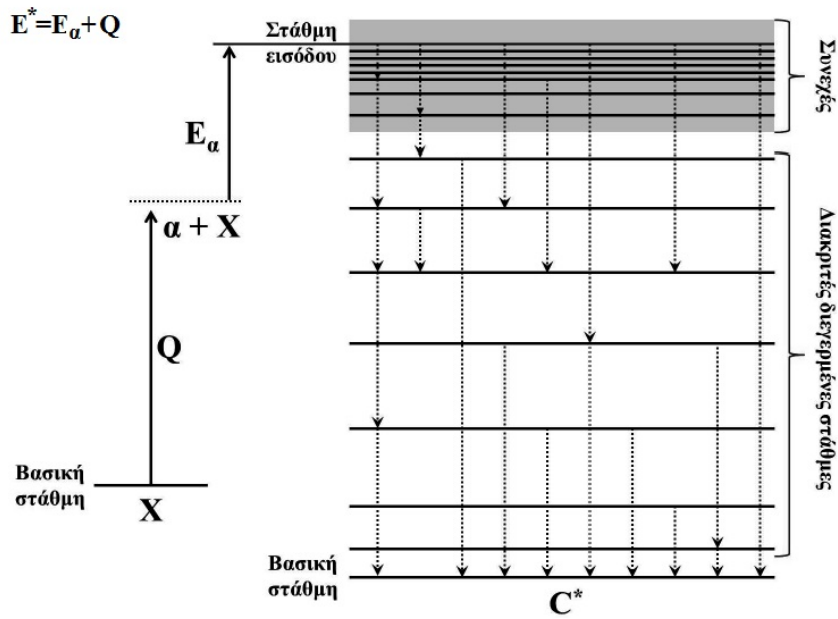
όπου οι δείκτες  $\alpha$  και  $\beta$  περιγράφουν το κανάλι εισόδου και εξόδου, αντίστοιχα. Η παράμετρος  $T_{\beta Y}(J^\pi)$  είναι ο συντελεστής διέλευσης του καναλιού εξόδου και εκφράζει την πιθανότητα διαφυγής ενός σωματιδίου  $\beta$  από μια στάθμη στροφορμής  $J^\pi$  του σύνθετου πυρήνα. Στη σχέση (2.26) ο παράγοντας:

$$\omega_J = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \quad (2.27)$$

ονομάζεται στατιστικός παράγοντας και εκφράζει την πιθανότητα να βρεθεί ο σύνθετος πυρήνας  $C$  σε μια από τις  $2J+1$  υποστάθμες του και ταυτόχρονα οι πυρήνες  $\alpha$  και  $X$  σε μια από τις  $2s+1$  και  $2I+1$  δυνατές υποκαταστάσεις τους.

Ο παραπάνω φορμαλισμός ονομάζεται θεωρία Hauser-Feshbach όπου η χρήση της σχέσης (2.46) για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής απαιτεί την γνώση των συντελεστών διέλευσης αφενός των καναλιών εισόδου και αφετέρου όλων των δυνατών καναλιών εξόδου για όλες τις ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα  $C$  ενέργειας  $E \leq E^*$ , όπου  $E^* = E_\alpha + Q$  η ενέργεια της στάθμης εισόδου.





Σχήμα 2.8: Σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος σύνθετου πυρήνα [19].

Στον υπολογισμό των συντελεστών αυτών υπεισέρχονται οι παρακάτω πυρηνικές παράμετροι για το εκάστοτε κανάλι:

- ▶ Το οπτικό δυναμικό το οποίο εκφράζει την αλληλεπίδραση μεταξύ νουκλεονίου-πυρήνα ή σωματιδίου α-πυρήνα ή μεταξύ πυρήνων
- ▶ Η συνάρτηση ισχύος ακτίνων γ η οποία περιγράφει το μηχανισμό εκπομπής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τον πυρήνα
- ▶ Η πυκνότητα των πυρηνικών καταστάσεων

Για τον προσδιορισμό των παραμέτρων αυτών χρησιμοποιούνται φαινομενολογικά ή μικροσκοπικά πρότυπα μερικά από τα οποία χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία.

## Κεφάλαιο 3

# Μεθοδολογία και πειραματικές διατάξεις

Η παρούσα εργασία πραγματοποιείται την ανάλυση πειραματικών δεδομένων των αντιδράσεων  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , που πραγματοποιήθηκαν με τον μεγάλο όγκου 4π κρύσταλλο NaI(Tl) του Εργαστηρίου Dynamitron του Πανεπιστημίου του Bochum ώστε να εξαχθούν αποτελέσματα για τις ενεργές διατομές τους.

Στις παραγράφους που ακολουθούν δίνονται τα χαρακτηριστικά των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις αλλά και μια αναλυτική περιγραφή της μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε για την εξαγωγή των εν λόγω ενεργών διατομών. Τέλος δίνεται μια σύντομη περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος του Πανεπιστημίου του Bochum καθώς και της μέθodu προσδιορισμού της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του αλλά και μια πιο αναλυτική περιγραφή του καινούριου κρυστάλλου NaI του εργαστηρίου Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος".

## 3.1 Στόχοι

### 3.1.1 Χαρακτηριστικά των στόχων

Για τα πειράματα των αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , των οποίων μελετάμε τις ενεργές διατομές στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιοι στόχοι με της διατριβής [1]. Για την παρασκευή των στόχων αυτών χρησιμοποιήθηκαν χημικές ενώσεις του Sr και πιο συγκεκριμένα οι χημικές ενώσεις  $^{87}\text{SrCO}_3$ , με εμπλουτισμό 91.55% στο ισότοπο  $^{87}\text{Sr}$  και  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  με εμπλουτισμό 99.84% στο ισότοπο  $^{88}\text{Sr}$ .

Ο στόχος για την αντίδραση  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  παρασκευάστηκε στο Insitut für Kernphysik του Πανεπιστημίου της Κολωνίας με εξάχνωση σκόνης  $^{87}\text{SrCO}_3$  πάνω σε υπόστρωμα Ta ενώ ο στόχος για την αντίδραση  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  παρασκευάστηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" με εξάχνωση σκόνης  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  πάνω σε όμοιο υπόστρωμα Ta. Τα υποστρώματα που χρησιμοποιήθηκαν στις εξάχνώσεις ήταν κυκλικοί δίσκοι Ta διαμέτρου 4 cm και πάχους 0.2 ή 0.4 mm. Η διαδικασία της εξάχνωσης περιγράφεται λεπτομερώς στην εργασία [1].

Για τον προσδιορισμό του πάχους των στόχων χρησιμοποιήθηκε η τεχνική Φθορισμού Ακτίνων-X (X-ray Fluorescence-XRF). Για την ανάλυση του στόχου  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  εφαρμόστηκε εκτός από την τεχνική XRF και η Τεχνική Ανάλυσης με χρήση Πυρηνικής Αντίδρασης (Nuclear Reaction Analysis-NRA) προκειμένου να μετρηθεί η στοιχειομετρία του και να ελεγχθεί η ισοτροπικότητά του.

Τα νιτρικά άλατα, τα οποία περιέχονται στον συγκεκριμένο στόχο, όταν θερμαίνονται απουσία υγρασίας διασπώνται και σημαντική ποσότητα αζώτου, που υπάρχει στον στόχο, εκλύεται με την μορφή NO ή NO<sub>2</sub>, ενώσεις οι οποίες επικάθονται στο υπόστρωμα Ta. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, μετά την εξάχνωση ο στόχος να βρίσκεται υπό τη μορφή μιας ή περισσότερων φάσεων ( $\text{Sr}(\text{OH})_2$ ,  $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{SrO}$ ). Επιπλέον, κάτι που μπορεί να μεταβάλλει τη στοιχειομετρία του περαιτέρω είναι η έκθεση του στις ατμοσφαιρικές συνθήκες. Για τους λόγους αυτούς, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος NRA ώστε

να προσδιοριστεί η ακριβής στοιχειομετρία του στόχου η οποία θα χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της ενέργειας της δέσμης στη μέση του στόχου.

Πίνακας 3.1: Αποτελέσματα μετρήσεων του πάχους των στόχων με τη μέθοδο XRF.

Αντίδραση	Υλικό εξαχνωσης	Πάχος ισοτόπου $\xi_{isot}$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Πάχος Sr $\xi_{Sr}$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Εμπλουτισμός ισοτόπου(%)
$^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$	$^{87}\text{SrCO}_3$	$73 \pm 5$	$80 \pm 5$	91.44
$^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$	$^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	$93 \pm 5$	$93 \pm 5$	99.84

### 3.2 Μετρήσεις ενεργών διατομών

Για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής αντιδράσεων σύλληψης μπορούν να χρησιμοποιηθούν τρεις διαφορετικές μέθοδοι. Η πρώτη είναι η μέθοδος της ενεργοποίησης κατά την οποία ένας στόχος ακτινοβολείται με δέσμη ιόντων ή νετρονίων για ορισμένο χρόνο. Για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης γίνεται μέτρηση της εναπομένουσας ακτινοβολίας  $\gamma$  των ασταθών πυρήνων που παράγονται μέσω φασμάτων ακτίνων  $\gamma$  τα οποία συλλέγονται μετά το τέλος της ακτινοβολήσης του στόχου. Τα φάσματα αυτά εμφανίζουν χαμηλότερο υπόβαθρο σε σύγκριση με τα αντίστοιχα φάσματα μιας in-beam μέτρησης. Στην τελευταία περίπτωση το υπόβαθρο περιλαμβάνει ακτίνες  $\gamma$  που προέρχονται από την αλληλεπίδραση της δέσμης είτε με τον στόχο και τις προσμίξεις του είτε με τα διαφραγμάτα και το θαλάμο σκέδασης. Η δυνατότητα εφαρμογής της μεθόδου αυτής περιορίζεται από την απαίτηση ο παραγόμενος πυρήνας να είναι ασταθής και να έχει κατάλληλο χρόνο ημιζωής (πρέπει να έχει χρόνο ημιζωής  $>5\text{min}$  ή μικρότερο των μερικών εβδομάδων).

Η δεύτερη μέθοδος είναι η μέθοδος των γωνιακών κατανομών όπου κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης του στόχου λαμβάνονται σε διάφορες

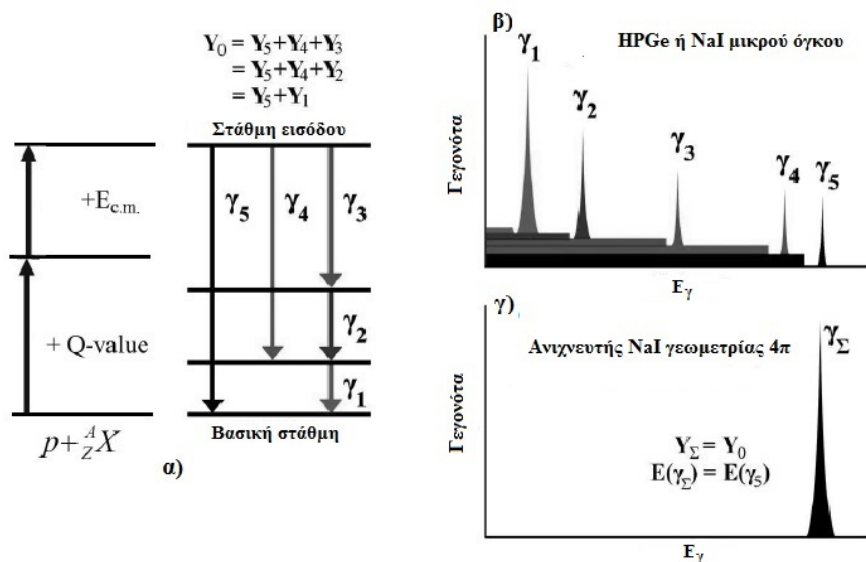
γωνίες φάσματα ακτίνων  $\gamma$  που προκύπτουν κατά την αποδιέγερση των παραγόμενων πυρήνων. Σε μια αντίδραση σύλληψης ο διεγερμένος σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μέσω της εκπομπής ακτίνων  $\gamma$ . Συνεπώς η ενεργός διατομή της αντίδρασης που μελετάται προσδιορίζεται από τη μέτρηση του συνολικού αριθμού των παραγόμενων πυρήνων οι οποίοι αποδιεγείρονται από τη στάθμη εισόδου. Ο αριθμός τους μπορεί να υπολογιστεί είτε από το συνολικό (απόλυτο) αριθμό των ακτίνων  $\gamma$  που αποδιεγείρουν την στάθμη εισόδου (πρωτογενείς μεταπτώσεις) είτε από τον συνολικό αριθμό των ακτίνων  $\gamma$  που απολήγουν στην βασική στάθμη. Τα φάσματα που συλλέγονται κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης του στόχου εμφανίζουν αναλογικά αυξημένο υπόβαθρο λόγω της αλληλεπίδρασης της δέσμης με τα υλικά των διαφραγμάτων και του θαλάμου. Το γεγονός αυτό αποτελεί περιορισμό για την εφαρμογή της συγκεκριμένης τεχνικής σε μετρήσεις πολύ μικρών ενεργών διατομών ( $< \mu\text{barn}$ ). Επιπροσθέτως, η συγκεκριμένη μέθοδος απαιτεί την μέτρηση των γωνιακών κατανομών όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στην βασική στάθμη. Για την εφαρμογή της μεθόδου των γωνιακών κατανομών λαμβάνονται φάσματα σε 5 τουλάχιστον διαφορετικές γωνίες, τα οποία υπάρχει η περίπτωση να περιέχουν πάνω από 20 κορυφές ακτίνων  $\gamma$  που πρέπει να αναλυθούν. Όπως γίνεται αντιληπτό, η μέθοδος αυτή είναι χρονοβόρα όσον αφορά την ανάλυση όσο και την διάρκεια της μέτρησης. Οι ανιχνευτές HPGe οι οποίοι χρησιμοποιούνται έχουν σχετικά χαμηλή απόδοση.

Η τρίτη μέθοδος, η οποία χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, είναι η μέθοδος των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων. Η μέθοδος αυτή θα περιγραφεί διεξοδικά στις παραγράφους που ακολουθούν.

### 3.2.1 Μέθοδος γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων

Κατά την διάρκεια μιας αντίδρασης σύλληψης δημιουργείται ένας σύνθετος πυρήνας σε μια στάθμη (στάθμη εισόδου), η οποία έχει ενέργεια ίση με το άθροισμα της τιμής  $Q_{value}$  της αντίδρασης και της ενέργειας του κέντρου μάζας του συστήματος στόχου-βλήματος. Η αποδιέγερση των παρα-

γόμενων πυρήνων πραγματοποιείται, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1-α), μέσω  $\gamma$  μεταπτώσεων από την στάθμη εισόδου προς την θεμελιώδη στάθμη ή άλλες κατώτερες διεγερμένες στάθμες.



Σχήμα 3.1: α) Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα ενός σύνθετου πυρήνα σε μια αντίδραση σύλληψης και ο τρόπος αποδιέγερσης του, β) Πρότυπο φάσμα ακτίνων  $\gamma$  από έναν ανιχνευτή HPGe ή NaI μικρού όγκου και γ) Πρότυπο φάσμα ακτίνων  $\gamma$  από έναν ανιχνευτή NaI μεγάλου όγκου και γεωμετρίας 4π [20]

Με την χρήση ενός συνήθη ανιχνευτή HPGe ή NaI μικρού όγκου, οι οποίοι χρησιμοποιούνται στην μέθοδο των γωνιακών κατανομών και της ενεργοποίησης, κατά την αποδιέγερση του παραγόμενου πυρήνα θα συλλεχθεί ένα φάσμα όμοιο με το πρότυπο φάσμα στο σχήμα 3.1-β). Για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής θα πρέπει να αναλυθούν όλες οι μεταπτώσεις που καταλήγουν στην βασική στάθμη από συλλεχθέντα φάσματα σε διάφορες γωνίες ανίχνευσης. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούν τέτοιους ανιχνευτές είναι χρονοβόρες τόσο όσον αφορά τις πειραματικές μετρήσεις όσο και την διαδικασία της ανάλυσης. Το πρώτο οφείλεται στην σχετικά χαμηλή απόδοση που παρουσιάζουν οι ανιχνευτές HPGe ή NaI μικρού όγκου ενώ το δεύτερο σχετίζεται με τον αριθμό των  $\gamma$  κορυφών που χρειάζεται να αναλυθούν αν λάβουμε υπόψιν μας ότι απαιτούνται τουλάχιστον 5 διαφο-

ρετικές γωνίες ανίχνευσης των οποίων τα φάσματα που θα ληφθούν μπορεί να περιέχουν πάνω από 20 γ μεταπτώσεις προς την βασική στάθμη που πρέπει να αναλυθούν.

Σε αντίθεση, η μέθοδος των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων, βασίζεται στην χρήση ενός ανιχνευτή NaI(Tl) μεγάλου όγκου ο οποίος καλύπτει μια στερεά γωνία σχεδόν  $4\pi$  για φωτόνια που εκπέμπονται από ένα στόχο τοποθετημένο στο κέντρο του. Η αρχή λειτουργίας ενός τέτοιου ανιχνευτή στηρίζεται στην μεγάλη χρονική του απόκριση ( $\sim 250ns$ ) και στον μεγάλο του όγκο. Ο μεγάλος όγκος του κρυστάλλου επιτρέπει την πλήρη απορρόφηση ενός εκπεμπόμενου φωτονίου με μεγάλη απόδοση γεγονός που καθιστά τις πειραματικές μετρήσεις γρηγορότερες. Από την άλλη μεριά, λόγω του μεγάλου χρόνου απόκρισης τα φωτόνια που εκπέμπονται από διαδοχικές αποδιεργασίες ενός πυρήνα ανιχνεύονται ως ένα γεγονός με αποτέλεσμα στο φάσμα να εμφανίζεται μια μόνο κορυφή, η λεγόμενη αθροιστική κορυφή, με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων (σχήμα 3.1-γ) ).

Επομένως, χρησιμοποιώντας ένα αθροιστικό ανιχνευτή NaI γεωμετρίας  $4\pi$  για την προσδιορισμό της ενεργού διατομής αντιδράσεων σύλληψης, η διαδικασία της ανάλυσης γίνεται αισθητά πιο γρήγορη καθώς, ιδανικά, μόνο μια κορυφή ακτίνων  $\gamma$  χρειάζεται να αναλυθεί σε κάθε ενέργεια δέσμης. Φωτόνια τα οποία προέρχονται από αποδιεγέρσεις διαφορετικών πυρήνων εκπέμπονται σε μια χρονική διάρκεια μεγαλύτερη από τον χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή, πλην ελάχιστων εξαιρέσεων, οπότε καταγράφονται ως ξεχωριστά γεγονότα στο φάσμα [21].

Επιπροσθέτως, λόγω των υψηλών τιμών- $Q$  που παρουσιάζουν συνήθως οι αντιδράσεις σύλληψης, η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται απομονωμένη στο υψηλοενεργειακό κομμάτι του φάσματος και απαλλαγμένη από υπόβαθρο, καθώς ο μεγάλος όγκος του ανιχνευτή επιτρέπει τη συλλογή φασμάτων με μειωμένο υπόβαθρο Compton .

Φυσικά, η ιδανική εικόνα που απεικονίζεται στο σχήμα 3.1-γ) δεν είναι αυτή που θα συλλέξει κανείς σε ένα πραγματικό πείραμα και αυτό οφείλεται σε δύο παράγοντες: πρώτον στο ότι παρά τον μεγάλο όγκο του ανιχνευτή πάντα θα υπάρχουν ακτίνες  $\gamma$  υψηλής ενέργειας που δεν απορροφούνται

πλήρως, κάτι το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση κάποιου υποβάθρου Compton στην αθροιστική κορυφή και γενικότερα στο φάσμα και δεύτερον στην εμφάνιση κι άλλων διακριτών κορυφών, εκτός της αθροιστικής, οι οποίες προέρχονται από αλληλεπιδράσεις της δέσμης με προσμίξεις του στόχου ή με τα διαφράγματα. Επιπλέον, σε κάποιες περιπτώσεις που ο σύνθετος πυρήνας εμφανίζει στάθμες οι οποίες αποδιηγείρονται με σωματιδιακή εκπομπή ή στάθμες των οποίων οι χρόνοι ημιζωής υπερβαίνουν το χρόνο απόκρισης του κρυστάλλου, υπάρχει σημαντική πιθανότητα να εμφανιστούν στο φάσμα περισσότερες από μια αθροιστικές κορυφές. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  και παρουσιάζεται αναλυτικά στην §4.1.

Η απόλυτη απόδοση ( $Y$ ) της αντίδρασης υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την σχέση:

$$Y = \frac{I_{\Sigma}}{N_b \epsilon_{\Sigma}} \quad (3.1)$$

όπου  $I_{\Sigma}$  είναι το εμβαδόν της αθροιστικής κορυφής,  $N_b$  ο συνολικός αριθμός προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης και  $\epsilon_{\Sigma}$  η ανιχνευτική ικανότητα άθροισης του κρυστάλλου στην ενέργεια της αθροιστικής κορυφής η οποία προσδιορίστηκε σύμφωνα με τη μέθοδο που παρουσιάζεται στην §3.2.3.

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης με την μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης δίνεται από την σχέση:

$$\sigma = \frac{A}{N_A \xi} \frac{1}{N_b} \frac{I_{\Sigma}}{\epsilon_{\Sigma}} \quad (3.2)$$

όπου  $A$  είναι το ατομικό βάρος του στόχου (σε  $g/mol$ ),  $\xi$  το πάχος του στόχου (σε  $g/cm^2$ ) και  $N_A$  ο αριθμός Avogadro (σε  $ατομα/mol^{-1}$ ).

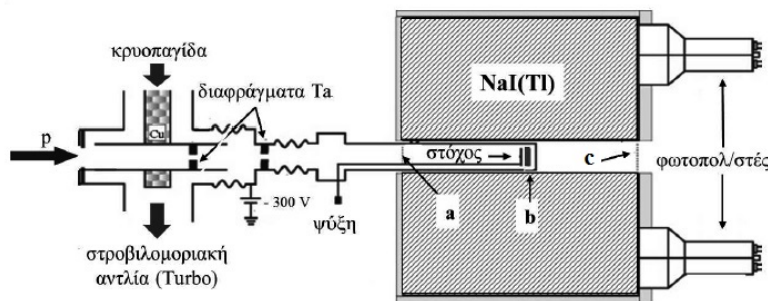
Η παραπάνω σχέση της ενεργού διατομής διαφοροποιείται στην περίπτωση που ο υπό μελέτη πυρήνας έχει κάποια στάθμη η οποία έχει χρόνο ζωής συγκρίσιμο ή μεγαλύτερο από τον χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή. Αν συμβαίνει αυτό, όπως έχει προαναφερθεί, στο φάσμα εμφανίζεται μια επιπλέον κορυφή εκτός της αθροιστικής κορυφής σε ενέργεια  $E_{\Sigma_1} = E_{\Sigma} - E_m$ ,



όπου  $E_m$  είναι η ενέργεια της εν λόγω στάθμης. Η εμφάνιση αυτής της κορυφής προκύπτει από την άθροιση των ακτίνων  $\gamma$  που τροφοδοτούν τη συγκεκριμένη στάθμη. Στην περίπτωση αυτή υπολογίζεται από την σχέση (3.2) η ενεργός διατομή της βασικής ( $\sigma_g$ ) και της μετασταθούς στάθμης ( $\sigma_m$ ) ξεχωριστά και από το άθροισμα τους η ολική ενεργός διατομή ( $\sigma_{tot}$ ).

### 3.2.2 Αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl) 4π του Bochum

Οι αντιδράσεις που μελετώνται στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Dynamitron Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum χρησιμοποιώντας την ανιχνευτική διάταξη που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.2. Η δέσμη πρωτονίων προέρχεται από τον επιταχυντή 4MV Dynamitron Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum και διέρχεται διαμέσου δύο διαφραγμάτων κατασκευασμένων από Ta τα οποία είναι υπεύθυνα για την ευθυγράμμιση και εστίαση της δέσμης. Τα δύο διαφράγματα έχουν διάμετρο 2 mm και 3 mm και ήταν τοποθετημένα σε αποστάσεις 1.85 m και 0.65 m από το στόχο, αντίστοιχα.



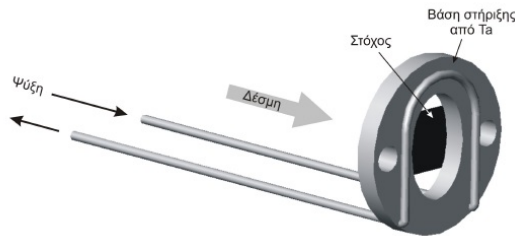
Σχήμα 3.2: Η πειραματική διάταξη του αθροιστικού κρυστάλλου στο DLT του Πανεπιστημίου του Bochum [8]

Μετά τη διέλευση της από τα δύο διαφράγματα, η δέσμη καταλήγει στον στόχο με διάμετρο που δεν ξεπερνά τα 3 mm. Στην περιοχή μεταξύ διαφραγμάτων και στόχου είχαν τοποθετηθεί κρυοπαγίδες, οι οποίες κατά την διάρκεια των μετρήσεων ήταν γεμάτες με υγρό άζωτο και σε συνδυασμό

με μια στροβιλομοριακή αντλία διατηρούσαν το κενό στον επιταχυντικό σωλήνα στην τάξη των  $10^{-7}$  mbar.

Για την καλύτερη εστίαση της δέσμης και τη σωστότερη μέτρηση του φορτίου της δέσμης στο στόχο, τα δύο διαφράγματα, το σύστημα άντλησης και ο στόχος ήταν ηλεκτρικά μονωμένα. Επιπροσθέτως, σε ένα μονωμένο κομμάτι του επιταχυντικού σωλήνα μεταξύ του δεύτερου διαφράγματος και του στόχου εφαρμόστηκε τάση -300V για την μείωση των δευτερογενών ηλεκτρονίων [8].

Ο στόχος ήταν τοποθετημένος σε μια ειδική βάση στήριξης από Ta διαμέτρου 3 cm. Η βάση αυτή είχε στο κέντρο της μια οπή διαμέτρου 1 cm.



Σχήμα 3.3: Η βάση στήριξης των στόχων [8]

Επιπλέον, η βάση στήριξης ήταν εξοπλισμένη με σύστημα ψύξης αποτελούμενο από ένα σωλήνα από ανοξείδωτο ατσάλι διαμέτρου 3 mm όπου εντός του διερχόταν πεπιεσμένος αέρας ώστε να αποφευχθεί η πιθανή αλλοίωση υλικού του στόχου κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης.

Οι ακτίνες  $\gamma$  που παράγονταν από τις υπό μελέτη αντιδράσεις ανιχνεύονταν από έναν κρύσταλλο NaI(Tl) διαστάσεων 12"x12", ο οποίος όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.2 διέθετε μια οπή 35 mm κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του διαμέτρου μέσα στη οποία και ακριβώς στο κέντρο του τοποθετούνταν ο στόχος πάνω στην βάση στήριξή του. Η στερεά γωνία που καλύπτει ο ανιχνευτής αυτός για φωτόνια που εκπέμπονταν στο κέντρο του είναι σχεδόν 4π (98%) ενώ η διακριτική του ικανότητα στην ενέργεια των 10 MeV βρέθηκε να είναι 2%. Τέλος ο ανιχνευτής βρισκόταν πάνω σε τροχήλατη βάση ώστε να μετακινείται κατά την διεύθυνση της γραμμής και η συλλογή των ακτίνων  $\gamma$  πραγματοποιούνταν από έξι φωτοπολλαπλασιαστές που ήταν τοποθετημένοι στην πίσω πλευρά του ανιχνευτή [8].

### 3.2.3 Προσδιορισμός αθροιστικής ανιχνευτικής ικανότητας

Ένα από τα σημαντικότερα μεγέθη που πρέπει να προσδιοριστούν ώστε να είναι εφικτός ο υπολογισμός την ενεργού διατομής με την μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης είναι η ανιχνευτική ικανότητα άθροισης  $\epsilon_{\Sigma}$  η οποία αποτελεί χαρακτηριστικό του κάθε ανιχνευτή. Μελέτες που διεξήχθησαν από την ομάδα Πυρηνικής Αστροφυσικής του Εργαστηρίου Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" με τον ενιαίο κρύσταλλο NaI 4π του Εργαστηρίου Dynamitron Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum [8, 21] έδειξαν πως η αθροιστική ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται τόσο από τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής όσο και από τη μέση πολλαπλότητα της υπό μελέτη αντίδρασης.

Ως πολλαπλότητα ενός καταγισμού  $\gamma$  ορίζεται ο συνολικός αριθμός των φωτονίων σε μια διαδοχή αποδιέγερσεων  $\gamma$  που καταλήγει από την στάθμη εισόδου του παραγόμενου πυρήνα στη βασική του κατάσταση. Για παράδειγμα, εάν σε μία μετάπτωση οι ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμπονται κατά τη μετάβαση από την στάθμη εισόδου στην βασική είναι 2 τότε η πολλαπλότητα  $M$  της αποδιέγερσης είναι  $M=2$ . Όμως, όταν μελετάται μια πυρηνική αντίδραση, λόγω του ότι ο παραγόμενος πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί με πολλές διαφορετικές διαδοχές  $\gamma$ , κάθε μια από τις οποίες έχει τη δική της πολλαπλότητα, χρησιμοποιείται ο όρος "μέση πολλαπλότητα"  $\langle M \rangle$  η οποία υπολογίζεται από την σχέση:

$$\langle M \rangle = \sum_i B_i M_i \quad (3.3)$$

όπου  $M_i$  είναι η πολλαπλότητα της διαδοχής  $i$  και  $B_i$  είναι η πιθανότητα που έχει ο πυρήνας να αποδιεγερθεί μέσω της διαδοχής  $i$  και ισούται με το γινόμενο των πιθανοτήτων μετάβασης των επιμέρους φωτονίων από τα οποία αποτελείται.

Η μέση πολλαπλότητα μπορεί να υπολογιστεί θεωρητικά από την σχέση (3.3) όμως για τις περισσότερες αντιδράσεις της πυρηνικής αστροφυσικής παρουσιάζεται έλλειψη δεδομένων στις τιμές των συντελεστών  $B_i$ . Για να εί-

να δυνατή η χρήση του προαναφερθέντος ανιχνευτικού συστήματος αναπτύχθηκε μια εναλλακτική μέθοδος προσδιορισμού της μέσης πολλαπλότητας της αντίδρασης για κάθε ενέργεια διέγερσης. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται μέθοδος In/Out και δίνεται αναλυτικά στις αναφορές [8, 21]. Στην παρούσα εργασία θα γίνει μια σύντομη περιγραφή της μεθόδου αυτής.

### Μέθοδος In/Out

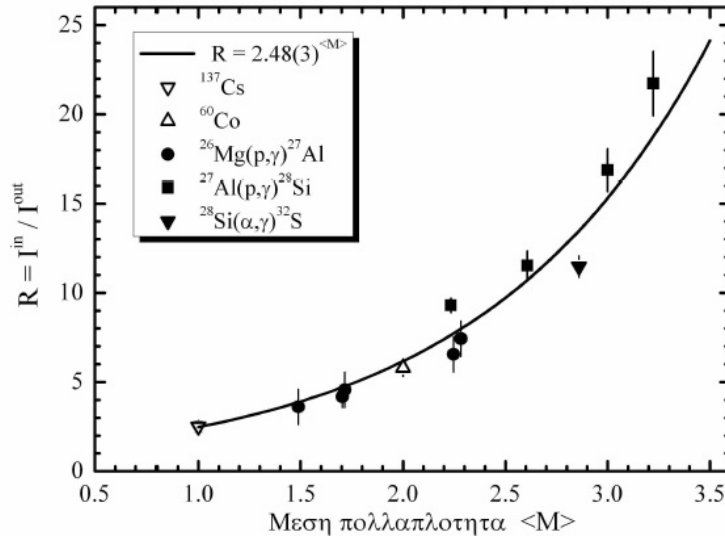
Η μέθοδος In/Out στηρίζεται στο γεγονός ότι η αθροιστική ικανότητα ενός ενιαίου κρυστάλλου NaI γεωμετρίας 4π και κατέπεκταση η απόδοση της αθροιστικής κορυφής  $\epsilon_{\Sigma}$  εξαρτάται από την θέση του στόχου σε σχέση με τον κρύσταλλο NaI, με άλλα λόγια τη στερεά γωνία που καλύπτει ο ανιχνευτής. Αν ο στόχος τοποθετηθεί ακριβώς στο κέντρο του κρυστάλλου (θέση b στο σχήμα 3.2) τότε η ένταση της αθροιστικής κορυφής  $I_{\Sigma}^{in}$  μεγιστοποιείται ενώ αν τοποθετηθεί σε κάποια από τις δύο άκρες του (θέση a ή c στο σχήμα 3.2) τότε η στερεά γωνία υποδιπλασιάζεται και έχουμε μια διαφορετική ένταση αθροιστικής κορυφής η οποία είναι  $I_{\Sigma}^{out}$ . Ο λόγος R των εντάσεων των αθροιστικών κορυφών, των δύο παραπάνω περιπτώσεων, είναι:

$$R = \frac{I_{\Sigma}^{in}}{I_{\Sigma}^{out}} \quad (3.4)$$

Αν για παράδειγμα τοποθετήσουμε μία πηγή που αποδιεγείρεται μέσω μίας διαδοχής δύο φωτονίων δηλαδή έχουμε πολλαπλότητα  $M = 2$ , ο λόγος R αναμένεται να έχει την τιμή  $R = 2 \times 2 = 4$ , αν είχαμε πολλαπλότητα  $M = 3$  τότε ο λόγος θα ήταν  $R = 2 \times 2 \times 2 = 8$  κ.ο.κ.. Επομένως, γίνεται φανερό ότι ο λόγος R παρουσιάζει μια εξάρτηση από την πολλαπλότητα της αποδιέγερσης της μορφής  $R = \alpha^M$  και πιο συγκεκριμένα για την περίπτωση που μελετάμε μια αντίδραση η σχέση γίνεται  $R = \alpha^{<M>}$ .

Ο προσδιορισμός της παραμέτρου  $\alpha$  επιτεύχθηκε με την προσαρμογή των πειραματικών τιμών του λόγου R για πηγές και αντιδράσεις γνωστής πολλαπλότητας με την σχέση  $R = \alpha^{<M>}$  όπου για την συγκεκριμένη περι-

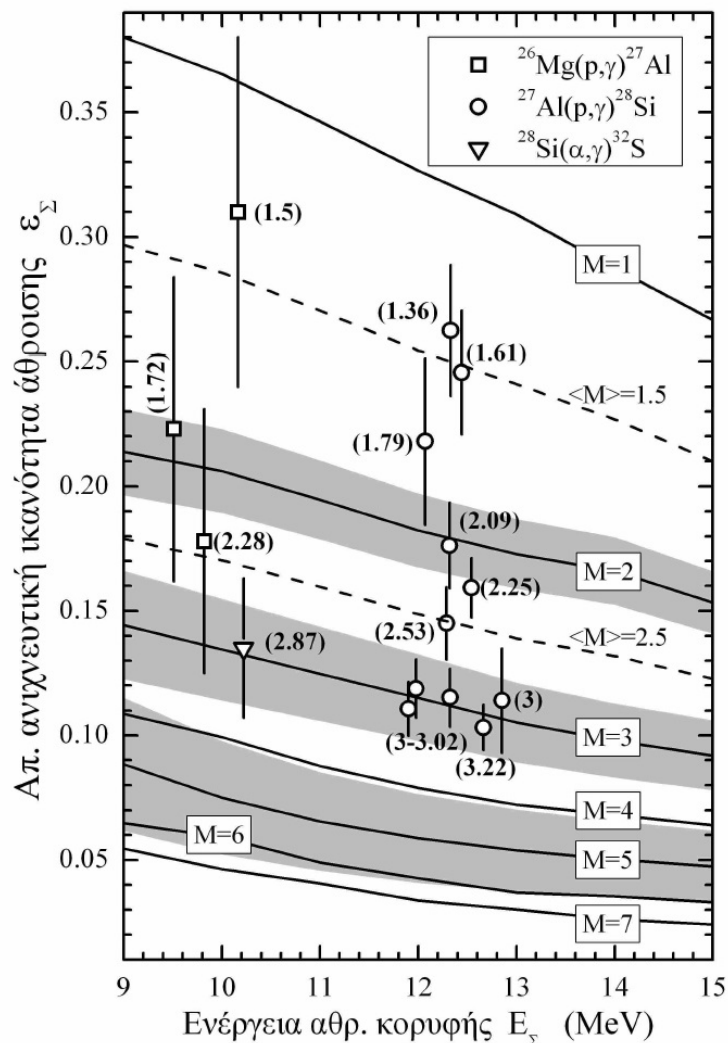
πωση βρέθηκε ότι είναι  $\alpha = 2.48(3)$ . Αφού έχει βρεθεί η σχέση που συνδέει τον λόγο R με την μέση πολλαπλότητα  $\langle M \rangle$ , μπορεί να υπολογιστεί η μέση πολλαπλότητα  $\langle M \rangle$  για οποιαδήποτε αντίδραση εφόσον είναι δυνατός ο προσδιορισμός του λόγου R για την αντίδραση που μας ενδιαφέρει και για κάθε ενέργεια δέσμης.



Σχήμα 3.4: Γραφική παράσταση του λόγου R με την μέση πολλαπλότητα  $\langle M \rangle$  [8]

Το διάγραμμα 3.5 έχει δημιουργηθεί από μια σειρά προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα Geant4 για γεγονότα συγκεκριμένης πολλαπλότητας για διαφορετικές ενέργειες αθροιστικής κορυφής. Οι προσομοιώσεις έγιναν θεωρώντας ακέραιες τιμές πολλαπλότητας ενώ για την οερίπτωση μη ακέραιων τιμών εφαρμόζεται μια σχέση η οποία αναγράφεται αναλυτικά στην εργασία [20]

Η ανιχνευτική ικανότητα άθροισης, που ήταν και το κύριο ζητούμενο από την αρχή, μπορεί να προσδιοριστεί εισάγοντας στο σχήμα 3.5 τη τιμή της μέση πολλαπλότητας της αντίδρασης που μας ενδιαφέρει σε συνδυασμό με την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής της.



Σχήμα 3.5: Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του αθροιστικού κρυστάλλου ως εξάρτηση της ενέργειας και της πολλαπλότητας. Οι συνεχείς γραμμές αφορούν του υπολογισμούς με την χρήση του κώδικα Geant4 ενώ τα σημεία σε πειραματικές μετρήσεις [8]

Η μέθοδος In/Out εφαρμόστηκε σε μεγάλο αριθμό αντιδράσεων σύλληψης στις εργασίες [8, 19, 20] για τον κρυστάλλο του Πανεπιστημίου του Bochum. Παρατηρήθηκε ότι τα πειραματικά σημεία της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης  $\epsilon_{\Sigma}$  τα οποία παριστάνονται στο σχήμα 3.6 συναρτήσε

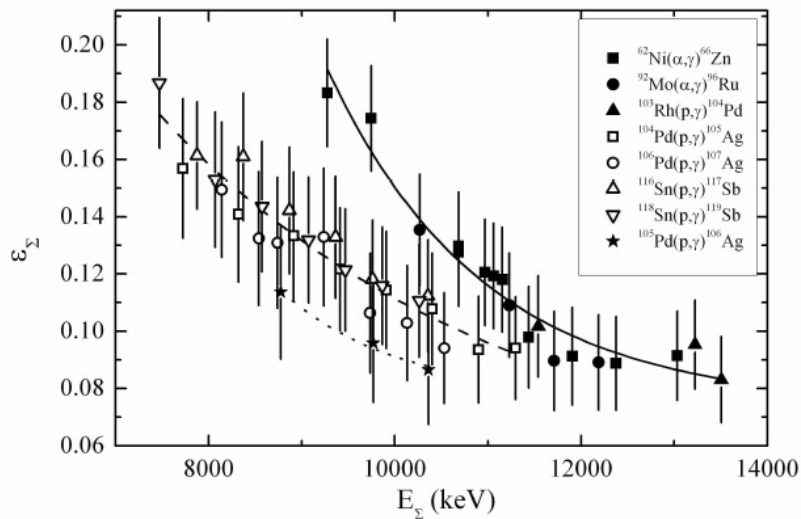
της ενέργειας της αθροιστικής κορυφής  $E_{\Sigma}$  μπορούν να ομαδοποιηθούν σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με το αν ο παραγόμενος πυρήνας είναι:

- ▶ άρτιος-άρτιος
- ▶ άρτιος-περιττός
- ▶ περιττός-περιττός

Η παραπάνω διαπίστωση οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η μέση πολλαπλότητα εξαρτάται από το είδος του παραγόμενου πυρήνα.

Στις τρεις αυτές κατηγορίες πειραματικών σημείων του σχήματος 3.6 έγινε προσαρμογή με συνάρτηση εκθετικού τύπου της μορφής:

$$\epsilon_{\Sigma} = \epsilon_0 + \alpha \exp(-E_{\Sigma}/\beta) \quad (3.5)$$



Σχήμα 3.6: Ανιχνευτικές ικανότητες άθροισης  $\epsilon_{\Sigma}$  που προσδιορίστηκαν με την μέθοδο In/Out. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί σε παραγόμενο πυρήνα άρτιο-άρτιο, η διακεκομμένη σε άρτιο-περιττό και η εστιγμένη σε περιττό-περιττό. [8]

Στην παρούσα εργασία για τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης των αντιδράσεων σύλληψης που μελετώνται με το ανιχνευτικό σύστημα του Πανεπιστημίου του Bochum εφαρμόστηκε η σχέση (3.5) χρησιμοποιώντας τις εξής τιμές για τις παραμέτρους  $\epsilon_0$ ,  $\alpha$  και  $\beta$  [19, 20] :

- ▶ άρτιος-άρτιος  $\rightarrow \epsilon_0=0.070$  ,  $\alpha=12.576$  ,  $\beta=1958.21$
- ▶ άρτιος-περιττός  $\rightarrow \epsilon_0=0.056$  ,  $\alpha=0.959$  ,  $\beta=3564.26$
- ▶ περιττός-περιττός  $\rightarrow \epsilon_0=0.078$  ,  $\alpha=38.061$  ,  $\beta=1262.40$

### 3.2.4 Αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl) 4π του Δημοκρίτου

Η ομάδα της Πυρηνικής Αστροφυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος" έχει πραγματοποιήσει αρκετές μετρήσεις με τη χρήση του 12"x12" αθροιστικού κρυστάλλου NaI ο οποίος είναι εγκατεστημένος στο εργαστήριο Dynamitron Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum. Από αυτές τις μετρήσεις, όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, βελτιστοποιήθηκε η μέθοδος των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων αναπτύσσοντας μια καινούρια τεχνική για την εύρεση της απόδοσης του κρυστάλλου [21].

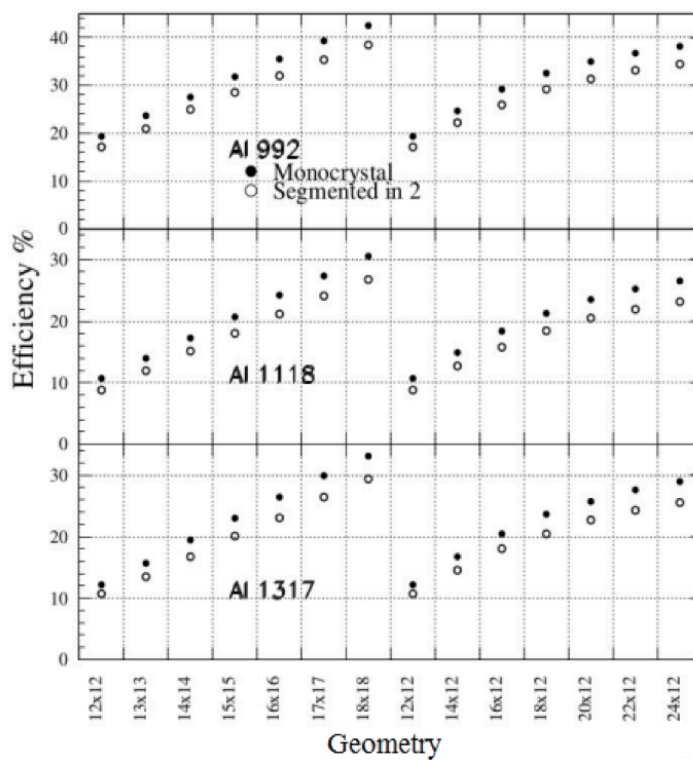


Σχήμα 3.7: Το καινούριο  $\gamma$ -Καλορίμετρο του Εργαστηρίου του Επιταχυντή Tandem στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος".



Με σκοπό την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, ένας καινούριος ανιχνευτής NaI μεγάλου όγκου και γεωμετρίας 4π, αποκτήθηκε και εγκαταστάθηκε στο Εργαστήριο Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". Ο καινούριος αθροιστικός ανιχνευτής NaI έχει διαστάσεις 14"x14" και αποτελείται από δύο τμήματα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7.

Προκειμένου να γίνει η επιλογή των διαστάσεων του καινούριου ανιχνευτή, πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις Monte-Carlo με τον κώδικα Geant4 για μια καλά μελετημένη αντίδραση από την ομάδα Πυρηνικής Αστροφυσικής του εργαστηρίου. Σκοπός των προσομοιώσεων αυτών ήταν να εκτιμηθούν οι αποδόσεις αθροιστικών ανιχνευτών NaI(Tl) γεωμετρίας 4π διαφόρων διαστάσεων. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων δίνονται στο σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.8: Αποτελέσματα των προσομοιώσεων, που διεξήχθησαν από την ομάδα Πυρηνικής Αστροφυσικής του Εργαστηρίου Tandem του "Δημοκρίτου", με τον κώδικα Geant4 για την εξαγωγή της απόδοσης ανιχνευτών NaI(Tl) 4π διαφόρων διαστάσεων.

Παρατηρώντας το σχήμα 3.8 είναι αξιοσημείωτο να αναφερθεί ότι ένας ενιαίος κρύσταλλος 14"x14" έχει λίγο καλύτερη απόδοση σε σύγκριση με έναν τεμαχισμένο στις ίδιες διαστάσεις.

Όμως η μέθοδος που έχει περιγραφεί στην προηγούμενη παράγραφο, για τον προσδιορισμό της αθροιστικής ανιχνευτικής ικανότητας ενός κρυστάλλου μπορεί να απλοποιηθεί χρησιμοποιώντας έναν τεμαχισμένο κρυστάλλο από ότι έναν ενιαίο.

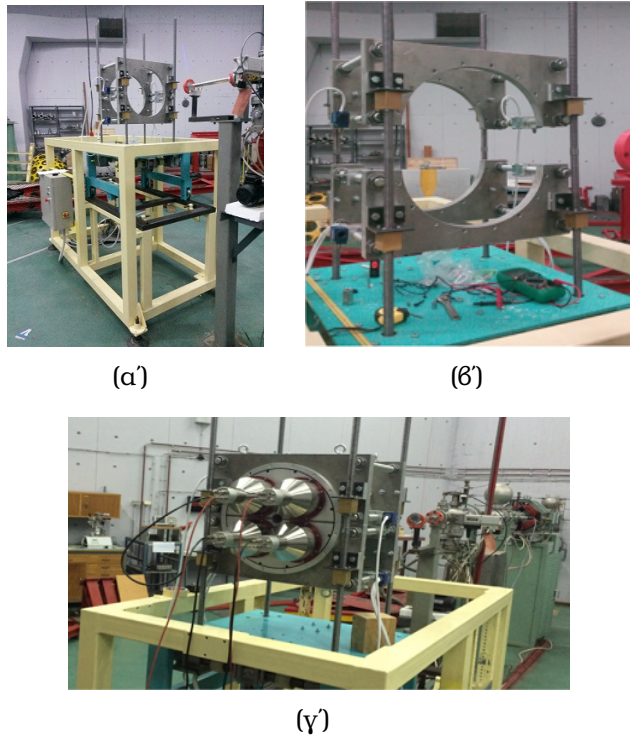
Στη μέθοδο In/Out είναι απαραίτητο να βρεθεί ο λόγος  $R$  των εντάσεων των αθροιστικών κορυφών από φάσματα που έχουν συλλεχθεί τοποθετώντας τον στόχο μια φορά στον κέντρο και μια φορά στην άκρη του ανιχνευτή. Με την χρήση ενός τεμαχισμένου ανιχνευτή μπορούμε να συλλέξουμε φάσματα από όλο τον κρύσταλλο καθώς και από ένα τμήμα του ταυτόχρονα. Συγκρίνοντας τις εντάσεις των αθροιστικών κορυφών από αυτά τα δύο φάσματα μπορεί να υπολογισθεί ισοδύναμα ο λόγος  $R$  με χρήση της σχέσης:

$$R = I_{A\pi} / I_{Top \text{ or } Bottom} \quad (3.6)$$

αντί της σχέσης (3.4). Το γεγονός αυτό μειώνει το πειραματικό χρόνο για την εύρεση της αθροιστικής ικανότητας του κρυστάλλου και είναι ο λόγος για τον οποίο προτιμήθηκε η απόκτηση ενός τεμαχισμένου κρυστάλλου.

Παρόμοιες μελέτες σαν κι αυτές της εργασίας [8] χρησιμοποιώντας πηγές και αντιδράσεις συντονιστικού χαρακτήρα για τον προσδιορισμό της σχέσης που συσχετίζει την μέση πολλαπλότητα με τον λόγο  $R$  αλλά και προσομοιώσεις με τον κώδικα Geant4 για τον υπολογισμό της αθροιστικής ικανότητας ως συνάρτηση της ενέργειας και της μέσης πολλαπλότητας έχουν προγραμματιστεί να διεξαχθούν στο κοντινό μέλλον.

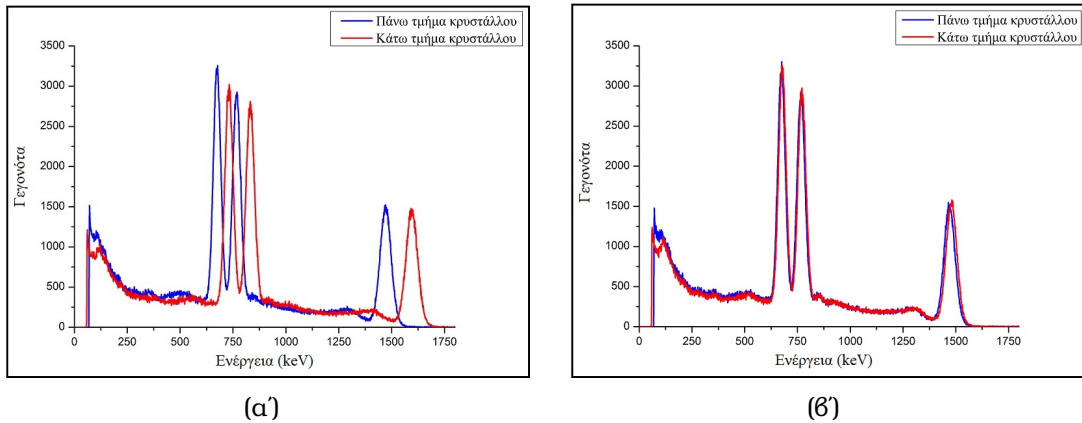
Ο καινούριος ανιχνευτής τοποθετήθηκε πάνω σε ανοξείδωτο πλαίσιο αποτελούμενο από δύο τμήματα που έχουν την δυνατότητα να κινούνται πάνω και κάτω μηχανικά. Το πλαίσιο αυτό είναι τοποθετημένο με την σειρά του πάνω σε μια τροχήλατη βάση ώστε να μπορεί να μετακινεί τον ανιχνευτή κατά την διεύθυνση της γραμμής.



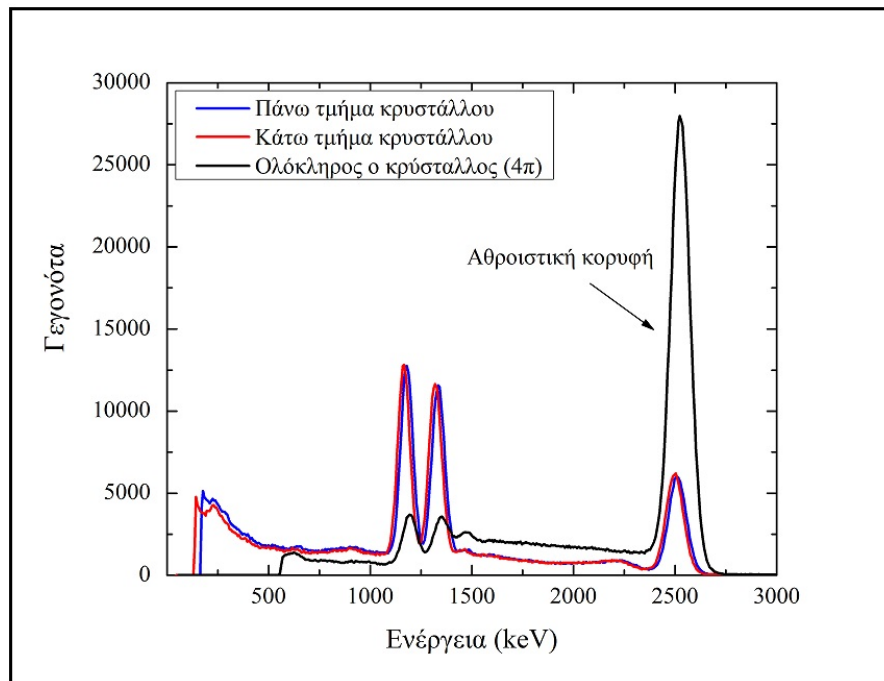
Σχήμα 3.9: (α') Η πλήρης βάση του ανιχνευτή, (β') Το πλαίσιο πάνω στο οποίο τοποθετήθηκε ο ανιχνευτής και (γ') Ο ανιχνευτής τοποθετημένος σε μια από τις γραμμές του εργαστηρίου σήμερα.

Στο ανιχνευτή αυτόν αυτό διεξήχθησαν κάποια πρώτα τεστ με μια πηγή  $^{60}\text{Co}$  ακτίνων  $\gamma$  τοποθετημένη στο κέντρο του. Τα πρώτα φάσματα που συλλέχθηκαν παρουσιάζονται στο σχήμα 3.10.

Μια αξιοσημείωτη παρατήρηση είναι πως η ενίσχυση (gain) του ζεύγους των φωτοπολλαπλασιαστών που βρίσκονται στο πάνω τμήμα του κρυστάλλου δεν είχε, κατ'ρχάς, την ίδια τιμή με την ενίσχυση του ζεύγους των φωτοπολλαπλασιαστών στο κάτω τμήμα του. Μετά την προσαρμογή της τιμής της ενίσχυσης στα δύο ζεύγη φωτοπολλαπλασιαστών, συλλέξαμε και ένα φάσμα από όλο τον κρύσταλλο το οποίο απεικονίζεται στο σχήμα 3.11. Αναλύοντας τις κορυφές των φασμάτων του σχήματος 3.11 βρήκαμε ότι η κορυφή στα 1333 keV έχει διακριτική ικανότητα γύρω στα 5% και η αθροιστική κορυφή γύρω στα 4%.



Σχήμα 3.10: (α') Φάσμα το οποίο έχει συλλεχθεί ξεχωριστά από το πάνω και κάτω τμήμα του ανιχνευτή πριν την προσαρμογή τους (β') Φάσμα το οποίο έχει συλλεχθεί ξεχωριστά από το πάνω και κάτω τμήμα του ανιχνευτή μετά την προσαρμογή τους.



Σχήμα 3.11: 2π και 4π φάσματα από τον καινούριο ανιχνευτή 4π NaI.

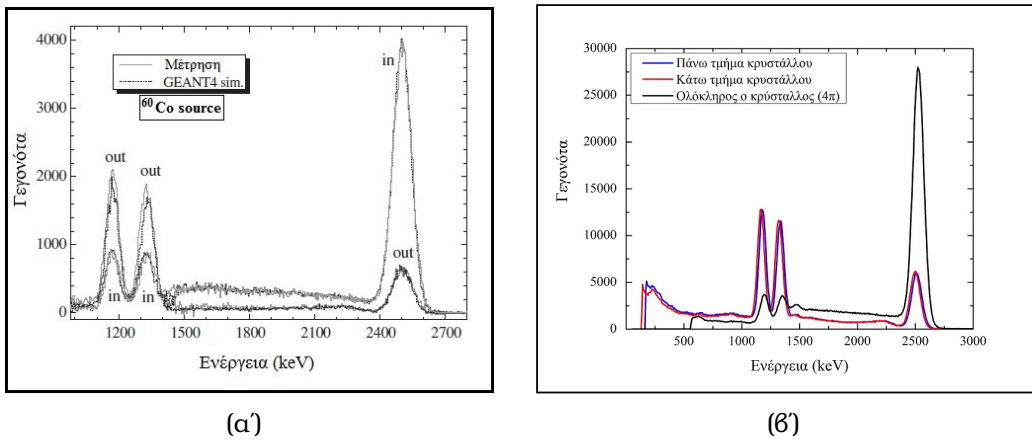
Επιπροσθέτως, έγινε και μια εκτίμηση της απόδοσης της αθροιστικής κορυφής, χωρίς την χρήση της μεθόδου της εργασίας [8], χρησιμοποιώντας

την σχέση:

$$\epsilon_{\Sigma} = \frac{I_{\Sigma}}{b_i t A} \quad (3.7)$$

όπου  $I_{\Sigma}$  είναι το εμβαδόν της αθροιστικής κορυφής,  $b_i$  η πιθανότητα εκπομπής μιας ακτίνας  $\gamma$  με ενέργεια  $E_i^{\gamma}$ ,  $t$  ο χρόνος που διήρκησε η μέτρηση και  $A$  η ενεργότητα της ραδιοπηγής υπολογισμένη σε Bq την ημέρα της μέτρησης. Από την σχέση (3.7) η απόδοση της αθροιστικής κορυφής βρέθηκε να είναι γύρω στα 48%.

Ο καινούριος ανιχνευτής του εργαστηρίου Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημοκρίτος" υπερτερεί σε σχέση με τον κρύσταλλο του εργαστηρίου Dynamitron Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum καθώς ο μεγαλύτερος όγκος του συνεπάγεται υψηλότερη αθροιστική απόδοση.



Σχήμα 3.12: (α') Φάσμα με την μέθοδο in/out από τον αθροιστικό ανιχνευτή 12"x12" NaI του Bochum [21] και (β') Φάσμα από τον αθροιστικό ανιχνευτή 14"x14" NaI του Δημοκρίτου.

Αυτό γίνεται φανερό αν συγκρίνουμε τους λόγους των δυο αθροιστικών κορυφών σε καθένα από τα φάσματα του σχήματος 3.12, δηλαδή:

$$(\alpha')R = \frac{I_{in}}{I_{out}} = \frac{700}{4000} = 0.175 \quad , \quad (\beta')R = \frac{I_{4\pi}}{I_{Top \text{ or } Bottom}} = \frac{6000}{28000} = 0.214 \quad (3.8)$$

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των δύο παραπάνω λόγων διαπιστώνε-

ται μια διαφορά στην αθροιστική απόδοση της τάξης του 20%.

## Κεφάλαιο 4

# Αποτελέσματα και σύγκριση με την Θεωρία

Στις παραγράφους που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων για τις δύο αντιδράσεις σύλληψης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  που μελετήθηκαν σύμφωνα με την μέθοδο που περιγράφηκε στην §3.2.1. Για την εύρεση της ενεργού διατομής της αντίδρασης ενδιαφέροντος χρησιμοποιήθηκε η σχέση (1.14) όπου για λόγους πληρότητας δίνεται και σε αυτό το κεφάλαιο:

$$\sigma = \frac{A}{N_A \xi} \frac{1}{N_b} \frac{I_\Sigma}{\epsilon_\Sigma} \quad (4.1)$$

Το εμβαδόν της αθροιστικής κορυφής  $I_\Sigma$  κάθε συλλεχθέντος φάσματος υπολογίστηκε με προσαρμογή μιας κατανομής Gauss στις εν λόγω κορυφές έπειτα από αφαίρεση κατάλληλου υποβάθρου (1<sup>ov</sup> ή 3<sup>ov</sup> βαθμού). Για την επίτευξη αυτού του υπολογισμού, χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό ανάλυσης φασμάτων TV [22]. Όσον αφορά τα πάχη των στόχων  $\xi$  είχαν ήδη προσδιοριστεί στην διατριβή [1] δεδομένου ότι είχαν χρησιμοποιηθεί οι ίδιοι στόχοι και δίνονται στον πίνακα 3.1. Για τον υπολογισμό του αριθμού των προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης  $N_b$  χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$N_b = Q/Zq_e$  [1], όπου  $Q$  το φορτίο της δέσμης,  $Z$  ο ατομικός αριθμός των σωματιδίων της δέσμης και  $q_e$  το φορτίο του ηλεκτρονίου. Όσον αφορά την ανιχνευτική ικανότητα άθροισης  $\epsilon_\Sigma$  χρησιμοποιήθηκε η σχέση (3.5). Τέλος, οι τιμές της ενεργού διατομής που προσδιορίστηκαν από την σχέση (4.1) διορθώθηκαν λόγω του φαινομένου Screening εφαρμόζοντας τις σχέσεις (2.30), (2.34) και (2.35).

Με βάση τα παραπάνω έχουν υπολογιστεί όλες οι ποσότητες που υπεισέρχονται στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής. Για τον καθορισμό της αβεβαιότητας στις ενεργές διατομές που μετρήθηκαν έγινε διάδοση σφαλμάτων με βάση τη σχέση:

$$\delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial I_\Sigma}\delta I_\Sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \epsilon_\Sigma}\delta \epsilon_\Sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial Q}\delta Q\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \xi}\delta \xi\right)^2} \quad (4.2)$$

Οι αβεβαιότητες των επιμέρους ποσοτήτων της σχέσης (4.2) είναι οι εξής: α)Σφάλμα λόγω στατιστικής και εμβαδομέτρησης  $\approx 1-6\%$ , β)Σφάλμα στον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας  $\approx 20\%$ , γ)Σφάλμα στη μέτρηση του συλλεγόμενου φορτίου  $\approx 3\%$  και δ)Σφάλμα στο πάχος των στόχων  $\approx 6-7\%$ . Έτσι, οι αβεβαιότητες των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία κυμάνθηκαν μεταξύ 18-22%.

Τέλος, όσον αφορά το σφάλμα στην ενέργεια του κέντρου μάζας κυμάνθηκε από 0.4 keV έως 1 keV.

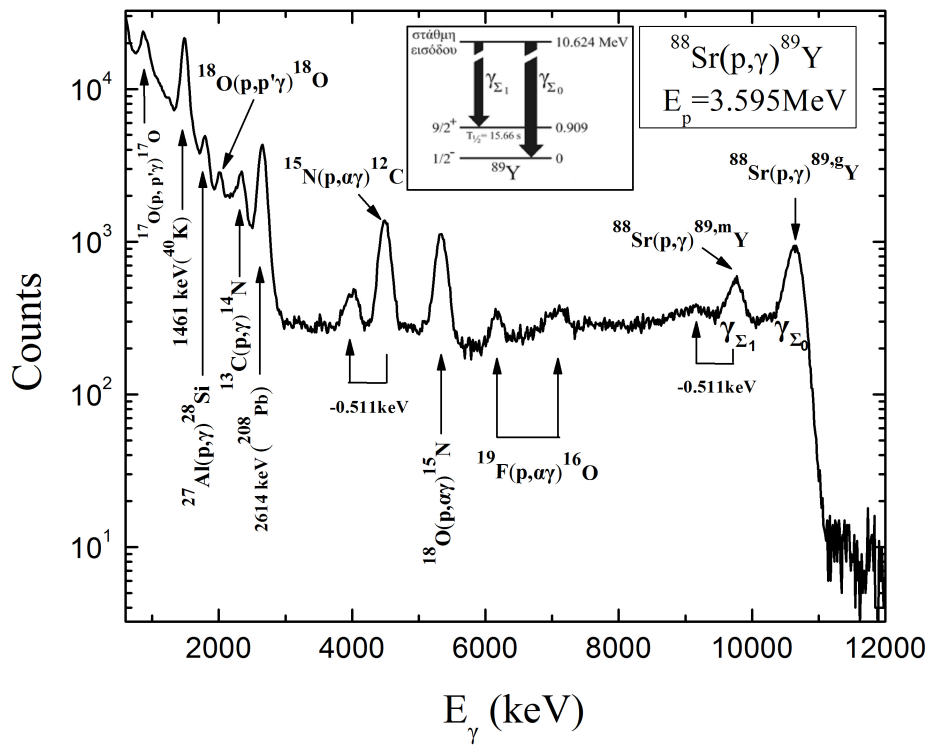
## 4.1 Ανάλυση πειραματικών μετρήσεων

### 4.1.1 Αντίδραση $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$

Η μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  πραγματοποιήθηκε σε ενέργειες πρωτονίων από 2 MeV έως 4.6 MeV. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 16 nA έως 20 nA και το αντίστοιχο φορτίο



από 0.02-0.04 mC. Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε ήταν η χημική ένωση  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  η οποία εξαχνώθηκε πάνω σε υπόστρωμα Ta. Η περιεκτικότητα του στόχου στο ισότοπο του  $^{88}\text{Sr}$  ήταν 99.84% ενώ το πάχος του ήταν ίσο με  $152 \pm 12 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ . Ένα τυπικό φάσμα από τον βομβαρδισμό του στόχου αυτού με πρωτόνια ενέργειας 3.595 MeV παρουσιάζεται στο σχήμα 4.1. Στο φάσμα αυτό η αθροιστική κορυφή της υπό μελέτη αντίδρασης  $\gamma_{\Sigma_0}$  εμφανίζεται σε ενέργεια  $E_{\Sigma_0} = Q + E_{cm} = 10625 \text{ keV}$ .

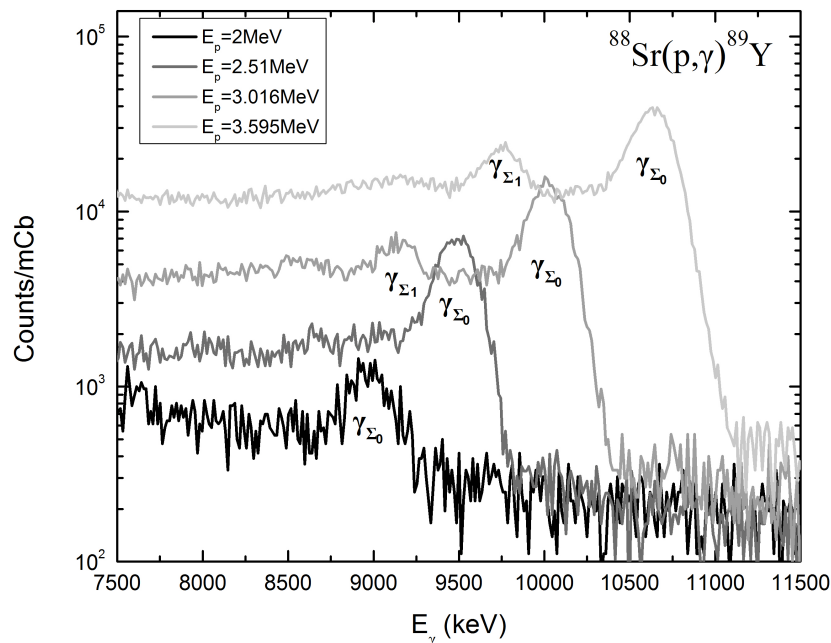


Σχήμα 4.1: Φάσμα από την αντίδραση  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  για ενέργεια πρωτονίων 3.595 MeV.

Εκτός από την αθροιστική κορυφή  $\gamma_{\Sigma_0}$  εμφανίζεται και άλλη μια κορυφή  $\gamma_{\Sigma_1}$  κοντά σε αυτήν σε ενέργεια 9718 keV. Η κορυφή αυτή αντιστοιχεί στις ακτίνες γ που καταλήγουν στην μετασταθή στάθμη ενέργειας 909 keV του πυρήνα  $^{89}\text{Y}$ . Λόγω του μεγάλου χρόνου ημιζωής της ( $\sim 15.6 \text{ s}$ ) σε σύ-

γκριση με την απόκριση του αθροιστικού κρυστάλλου ( $\sim 250$  ns) οι ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση της στάθμης αυτής δεν αθροίζονται με τις υπόλοιπες ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση του πυρήνα από την στάθμη εισόδου μέχρι την μετασταθή στάθμη. Η ένταση της αθροιστικής κορυφής  $\gamma_{\Sigma_1}$  λαμβάνεται υπόψη στον προσδιορισμό της ολικής ενεργού διατομής  $\sigma_{tot}$  και της  $\sigma_m$  της υπό μελέτη αντίδρασης.

Η ενέργεια  $E_{\Sigma_1}$  της κορυφής αυτής προκύπτει από την αφαίρεση της ενέργειας της μετασταθούς στάθμης από την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής  $\gamma_{\Sigma_0}$ ,  $E_{\Sigma_1} = E_{\Sigma_0} - 909$  keV = 9718 keV. Πέρα από τις δύο κορυφές της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  εμφανίζονται στο φάσμα και οι αναμενόμενες κορυφές υποβάθρου από τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα  $^{40}\text{K}$  και  $^{208}\text{Pb}$ , αντιδράσεις με τα υλικά του στόχου ( $^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ) καθώς και με το αλουμίνιο ( $^{27}\text{Al}$ ) της βάσης στήριξης του στόχου.



Σχήμα 4.2: Περιοχή αθροιστικής κορυφής της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  για ενέργειες πρωτονίων 2 MeV, 2.51 MeV, 3.016 MeV και 3.595 MeV.

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται φάσματα εστιασμένα στην ενεργειακή περιοχή των δύο αθροιστικών κορυφών ( $\gamma_{\Sigma_0}, \gamma_{\Sigma_1}$ ) της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  για τέσσερις ενέργειες πρωτονίων 2 MeV, 2.51 MeV, 3.016 MeV και 3.595 MeV, κανονικοποιημένα σε φορτίο 1 mC.

Παρατηρούμε ότι το εμβαδόν των αθροιστικών κορυφών ( $\gamma_{\Sigma_0}, \gamma_{\Sigma_1}$ ) αυξάνεται με την αύξηση της ενέργειας πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα και την αύξηση της ενεργού διατομής. Κάτι τέτοιο είναι αναμενόμενο για μη συντονιστικές αντιδράσεις (p,γ) δεδομένου ότι στην ενεργειακή περιοχή που μελετάται η αντίδραση  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  δεν έχει ανοίξει κάποιο ανταγωνιστικό κανάλι.

Στον πίνακα 4.1 δίνονται οι τιμές των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89,m}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89,g}\text{Y}$  καθώς και οι τιμές της ολικής ενεργού διατομής  $\sigma_{tot}$  της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , διορθωμένες με τον παράγοντα Screening ώστε να αντιστοιχούν σε αντιδράσεις για γυμνούς πυρήνες, για όλες τις ενέργειες δέσμης που μελετήθηκαν στο σύστημα του εργαστηρίου και στο σύστημα του κέντρου μάζας.

Πίνακας 4.1: Οι ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

$E_p$ (MeV)	$E_{cm}$ (MeV)	Screen. factor $f_s$	$\sigma_m$ (mbarn)	$\sigma_g$ (mbarn)	$\sigma_{tot}$ (mbarn)
2	1.971	1.053	-	$0.019 \pm 0.004$	$0.019 \pm 0.004$
2.510	2.476	1.048	-	$0.141 \pm 0.030$	$0.141 \pm 0.030$
3.016	2.977	1.043	$0.063 \pm 0.014$	$0.309 \pm 0.066$	$0.372 \pm 0.068$
3.595	3.550	1.039	$0.253 \pm 0.055$	$0.885 \pm 0.190$	$1.138 \pm 0.200$
4.595	4.539	1.035	$0.720 \pm 0.157$	$2.295 \pm 0.493$	$3.014 \pm 0.517$

Όσον αφορά την ενέργεια στο κέντρο μάζας χρειάστηκε ο υπολογισμός της δραστηκής ενέργειας της δέσμης  $E_{eff}$  και η απώλεια ενέργειας της δέσμης πρωτονίων  $\Delta E/\Delta x$ . Η τελευταία προσδιορίστηκε με την χρήση του προγράμματος SRIM [23]. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης καθώς και

οι σχέσεις που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στο Παράρτημα Α. Στις περιπτώσεις που εμφανίζονται περισσότερες από μια αθροιστικές κορυφές ολική ενεργός διατομή  $\sigma_{tot}$  θεωρείται ότι ισούται με το άθροισμα των μερικών ενεργών διατομών.

Οι τιμές της ενεργού διατομής της εν λόγω αντίδρασης παρουσιάζουν μια μονότονη αύξηση σε όλη την ενεργειακή περιοχή που μελετήθηκε λόγω του ότι δεν έχει ανοίξει κάποιο ανταγωνιστικό κανάλι. Το (p,n) κανάλι ανοίγει στα 4.5 MeV και οι τιμές της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης βρίσκονται έξω από την ενεργειακή περιοχή του καναλιού αυτού εκτός της τελευταίας η οποία βρίσκεται ενεργειακά λίγο μετά το άνοιγμα του εν λόγω καναλιού.

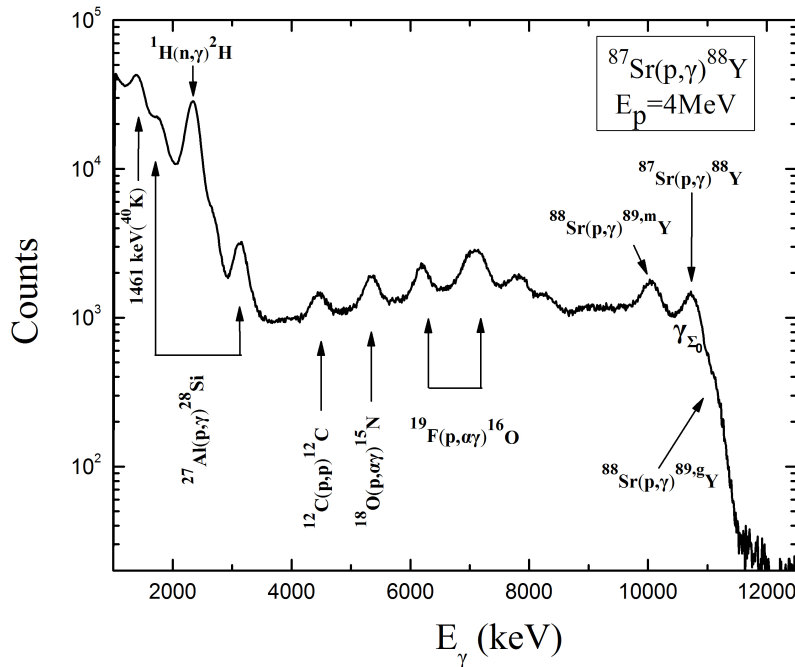
#### 4.1.2 Αντίδραση $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Sr}$

Για την μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  καλύφθηκε μια ενεργειακή περιοχή από τα 2.6 MeV έως τα 5 MeV. Ο στόχος ήταν εμπλουτισμένος κατά 91.55% στο ισότοπο  $^{87}\text{Sr}$  με πάχος  $73 \pm 5 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ . Το ρεύμα της δέσμης των πρωτονίων στο στόχο κυμάνθηκε μεταξύ των τιμών 7.8 nA και 130 nA και το αντίστοιχο συλλεγόμενο φορτίο μεταξύ 0.01-0.3 mC.

Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα ακτίνων  $\gamma$  από τη μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  το οποίο συλλέχθηκε με τον αθροιστικό ανιχνευτή για ενέργεια πρωτονίων 4 MeV. Στο φάσμα αυτό η αθροιστική κορυφή της υπό μελέτη αντίδρασης  $\gamma_{\Sigma_0}$ , η οποία αντιστοιχεί στην άθροιση όλων των ακτίνων  $\gamma$  από τη στάθμη εισόδου στη βασική κατάσταση, εμφανίζεται στην ενέργεια  $E_{\Sigma_0} = Q + E_{cm} = 10890 \text{ keV}$ .

Επιπλέον, στην ουρά της αθροιστικής εμφανίζεται άλλη μια κορυφή η οποία αντιστοιχεί στην αντίδραση  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89g}\text{Y}$ . Η κορυφή αυτή περιέχει όλες τις ακτίνες  $\gamma$  από τη στάθμη εισόδου στη βασική κατάσταση εκτός από εκείνες που διέρχονται από την μετασταθή 909 keV του  $^{88}\text{Y}$  της οποία ο χρόνος ημιζωής ( $\sim 15.6 \text{ s}$ ) είναι σημαντικά μεγαλύτερος από την απόκριση του κρυστάλλου NaI ( $\sim 250 \text{ ns}$ ) με αποτελέσματα να καταγράφονται ξεχωρι-

στά στο φάσμα σε άλλη κορυφή ( $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89,m}\text{Y}$ ).



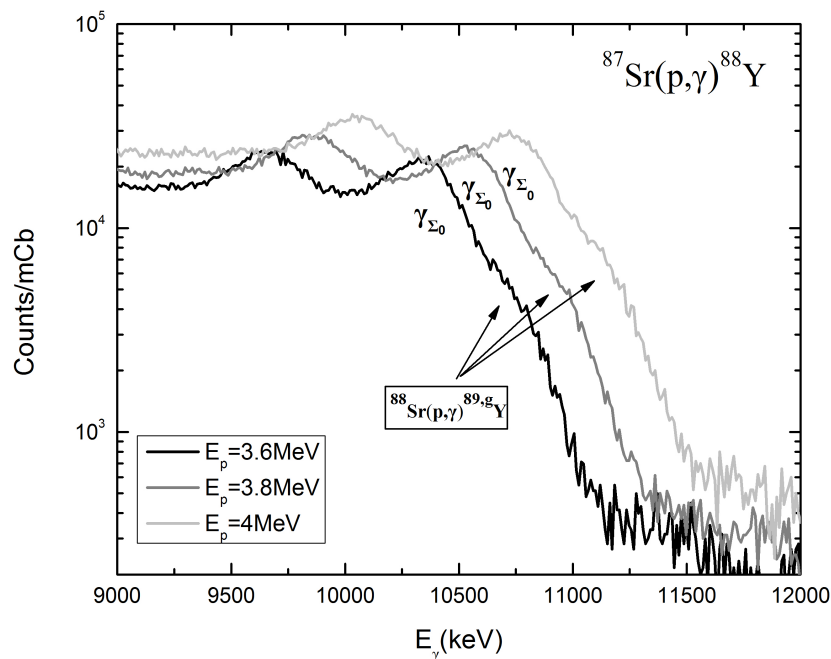
Σχήμα 4.3: Φάσμα από την αντίδραση  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  για ενέργεια πρωτονίων 4 MeV.

Η ύπαρξη των δύο κορυφών, οι οποίες προέρχονται από την αντίδραση  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , οφείλεται σε δύο παράγοντες: πρώτον στην μεγάλη φυσική αφθονία (82.58%) που παρουσιάζει το ισότοπο  $^{88}\text{Sr}$  σε σχέση με τα υπόλοιπα ισότοπα του Sr με αποτέλεσμα να υπάρχει σε σημαντική περιεκτικότητα στον στόχο σε σύγκριση με τα υπόλοιπα ισότοπα Sr (με εξαίρεση το  $^{87}\text{Sr}$  με το οποίο έχει εμπλουτιστεί) και δεύτερον στις υψηλές τιμές της ενεργού διατομής της συγκεκριμένης αντίδρασης, που φτάνει να είναι μέχρι και 2.5 φορές μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες της  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  για ενέργειες από τα  $\sim 3.5$  MeV μέχρι και τα  $\sim 4.5$  MeV όπου ανοίγει το ανταγωνιστικό κανάλι (p,n).

Στο φάσμα αυτό εκτός από την αθροιστική και τις κορυφές της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  παρατηρούνται κορυφές προερχόμενες από τις αντι-

δράσεις  $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ ,  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ ,  $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ ,  $^{18}\text{O}(p, \alpha\gamma)^{15}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  καθώς και η κορυφή στα 1461 keV από το φυσικό ραδιενεργό ισότοπο  $^{40}\text{K}$ .

Η εμφάνιση των παραπάνω αντιδράσεων είναι δικαιολογημένη αν σκεφτεί κανείς πως πρώτον τα ισότοπα  $^{18}\text{O}$  και  $^{12}\text{C}$  βρίσκονται σε σημαντική περιεκτικότητα στο υλικό του στόχου δεδομένου ότι έχει δημιουργηθεί με εξάχνωση υλικού  $^{87}\text{SrCO}_3$ , δεύτερον το  $^{19}\text{F}$  προκύπτει από το υπόστρωμα (Ta) του στόχου του οποίου η βασικότερη, συνήθως, πρόσμιξη είναι το F και τρίτον το Al περιέχεται στα διαφράγματα των επιταχυντικών γραμμών. Όσον αφορά την αντίδραση  $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ , τα νετρόνια που την ενεργοποιούν προέρχονται από την αντίδραση  $^{87}\text{Sr}(p, n)^{87}\text{Y}$  που έχει κατώφλι στα 2.6 MeV περίπου.



Σχήμα 4.4: Περιοχή αθροιστικής κορυφής της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  για ενέργειες πρωτονίων 3.6 MeV, 3.8 MeV και 4 MeV.

Στο σχήμα 4.4 παρουσιάζονται φάσματα της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$

που μετρήθηκαν σε τρεις διαφορετικές ενέργειες πρωτονίων στα 3.6 MeV, 3.8 MeV και 4 MeV εστιασμένα στην περιοχή που εμφανίζεται η αθροιστική κορυφή της εν λόγω αντίδρασης και κανονικοποιημένα για φορτίο 1 mC. Στο σχήμα αυτό διακρίνεται πολύ καλύτερα η κορυφή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{gY}$  στα διάφορα φάσματα καθώς και η τάση της να αυξάνεται σε εμβαδόν όσο μεγαλώνει και η ενέργεια. Αυτό είναι λογικό η ενεργός διατομή της εν λόγω αντίδρασης αυξάνεται ραγδαία από τα  $\sim 3.5$  MeV μέχρι και τα  $\sim 4.5$  MeV όπου ανοίγει το ανταγωνιστικό (p,n) κανάλι.

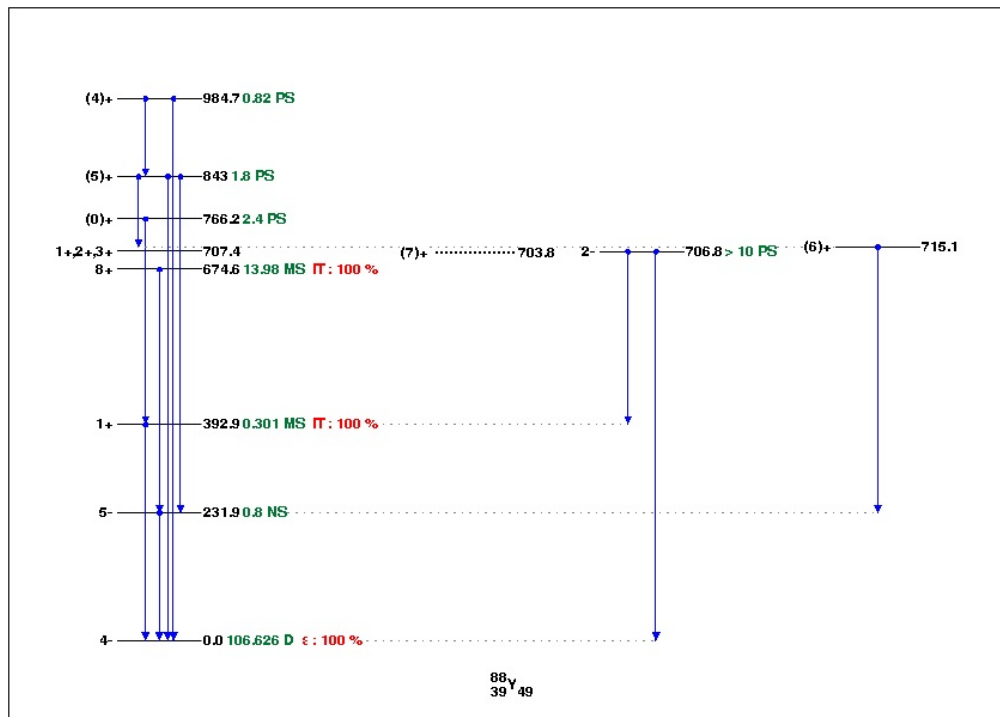
Στον πίνακα 4.2 παρουσιάζονται οι τιμές της ολικής ενεργού διατομής  $\sigma_{tot}$  της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$ , διορθωμένες με τον παράγοντα Screening ώστε να αντιστοιχούν σε αντιδράσεις για γυμνούς πυρήνες, για όλες τις ενέργειες δέσμης που μελετήθηκαν τόσο στο σύστημα του εργαστηρίου όσο και στο σύστημα του κέντρου μάζας. Ο υπολογισμός της ενέργειας στο κέντρο μάζας δίνεται στο Παράρτημα Α.

Πίνακας 4.2: Οι ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

$E_p$ (MeV)	$E_{cm}$ (MeV)	Screening factor $f_s$	$\sigma_{tot}$ (mbarn)
2.6	2.567	1.053	$0.424 \pm 0.090$
2.8	2.765	1.048	$0.753 \pm 0.160$
3	2.963	1.043	$1.264 \pm 0.268$
3.2	3.161	1.039	$0.895 \pm 0.191$
3.4	3.358	1.035	$0.848 \pm 0.181$
3.6	3.556	1.032	$0.866 \pm 0.184$
3.8	3.754	1.030	$0.983 \pm 0.209$
4	3.952	1.028	$1.286 \pm 0.274$
4.2	4.150	1.020	$1.211 \pm 0.258$
4.0	4.941	1.026	$0.800 \pm 0.175$

Οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  αυξάνουν μέχρι τα 3 MeV παρόλο που έχει ανοίξει το ανταγωνιστικό κανάλι (p,n) το

οποίο έχει κατώφλι τα  $\sim 2.6$  MeV όμως μετά τα 3 MeV έως τα 3.6 MeV λόγω της απότομης αύξησης της ενεργού διατομής του καναλιού (p,n) της οποίας οι τιμές ξεπερνούν κατά πολύ τις αντίστοιχες του καναλιού (p, $\gamma$ ). Από τα 3.6 MeV παρατηρείται μια μικρή αύξηση της ενεργού διατομής η οποία σταματά στα 4 MeV λόγω του καναλιού (p,n) και του (p,p) το οποίου οι τιμές για την ενεργό διατομή συνεχίζουν να αυξάνονται στις ενέργειες που μελετάμε.



Σχήμα 4.5: Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του πυρήνα  $^{88}\text{Y}$  που παράγεται από την αντίδραση  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  [24].

Στο απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του σχήματος 4.5 παρατηρούμε ότι ο πυρήνας  $^{88}\text{Y}$  έχει μια μετασταθή στάθμη στα 674.6 keV η οποία όμως δεν παρατηρείται στα πειραματικά φάσματα (σχήματα 4.3 και 4.4). Το γεγονός αυτό οφείλεται στην υψηλή ιδιοστροφορμή ( $J^\pi = 8^+$ ) που παρουσιάζει σε σύγκριση με την ιδιοστροφορμή της στάθμης εισόδου ( $J^\pi = 5^+$ ) με αποτέλεσμα να είναι μικρή η πιθανότητα συμπλήρωσης της ώστε να αποδιεγερθεί και να καταγραφεί στο πειραματικό φάσμα.



## 4.2 Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τους θεωρητικούς υπολογισμούς

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζεται η σύγκριση των ενεργών διατομών που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία για τις αντιδράσεις  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  με τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών της θεωρίας Hauser-Feshbach χρησιμοποιώντας τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [2] και με αποτελέσματα μετρήσεων της ενεργού διατομής, των εν λόγω αντιδράσεων, που είχαν διεξαχθεί με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [1, 25].

Πίνακας 4.3: Φαινομενολογικά και (ημι)μικροσκοπικά μοντέλα στον κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [2] της παρούσας εργασίας.

Μέγεθος	Φαινομενολογικά μοντέλα	(Ημι)μικροσκοπικά μοντέλα
p-OMP	1.Οπτικό Δυναμικό Koning-Delaroche (KD) [26]	2.Οπτικό Δυναμικό Bauge, Delaroche και Girod (JLM/B) [27]
NLD	Αέριο Fermi σταθερής θερμοκρασίας (CTFG) [28]	1.Μικροσκοπικό στατιστικό πρότυπο Demetriou-Goriely (HFBCS) [29] 2.Μικροσκοπικό συνδυαστικό πρότυπο Hilaire-Goriely (HFB) [30]
$\gamma$ SF	Γενικευμένη Λορεντζιανή των Kopecky-Uhl [31] (KU)	1.Μικροσκοπικό πρότυπο Hartee Fock BCS-Quasi-particle Random-phase Approximation (HFBCS-QRPA) [32] 2.Μικροσκοπικό πρότυπο Hartee Fock-Bogolyubov-QRPA (HFB-QRPA) [32, 33]

Ο κώδικας αυτός χρησιμοποιεί τόσο φαινομενολογικά όσο και (ημι)μικροσκοπικά μοντέλα Οπτικού Δυναμικού πρωτονίου-πυρήνα (p-OMP), Πυκνότητων Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD) και Συναρτήσεων Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  ( $\gamma$ SF) για τον υπολογισμό ενεργών διατομών. Τα πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία αναγράφονται στον πίνακα 4.3.

Σε όλα τα παρακάτω διαγράμματα τα πειραματικά αποτελέσματα της παρούσας εργασίας αντιστοιχούν στα μαύρα τετράγωνα ενώ τα πειραματικά σημεία άλλων εργασιών στους ανοιχτούς κύκλους. Οι καμπύλες αντιστοιχούν στους τρεις διαφορετικούς συνδυασμούς Οπτικού Δυναμικού πρωτονίου-πυρήνα (p-OMP), Πυκνότητα Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD), και Συναρτήσεως Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  ( $\gamma$ SF) οι οποίοι δίνονται στον πίνακα 4.4.

Πίνακας 4.4: Συνδυασμοί Οπτικού Δυναμικού πρωτονίου-πυρήνα (p-OMP), Πυκνότητας Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD), και Συναρτήσεως Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  ( $\gamma$ SF) που χρησιμοποιήθηκαν στους θεωρητικούς υπολογισμούς των ενεργών διατομών.

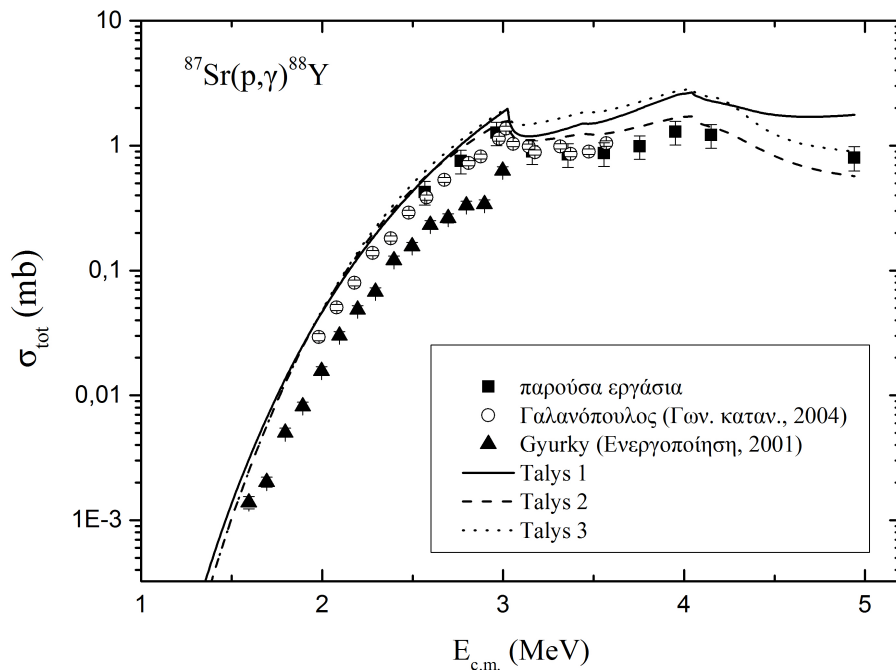
Συμβολισμός	Οπτικό Δυναμικό	Πυκνότητα Πυρηνικών Καταστάσεων	Συνάρτηση Ισχύος Ακτίνων $\gamma$
Talys 1	KD	CTFG	KU
Talys 2	JLM/B	HFBCS	HFBCS/QRPA
Talys 3	JLM/B	HFB	HFB/QRPA

#### 4.2.1 Αντίδραση $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$

Στο γράφημα 4.6 παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα για τις ολικές ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  για ενέργειες δέσμης πρωτονίων από 2.6-5MeV. Εκτός των πειραματικών δεδομένων της παρούσας εργασίας στο γράφημα απεικονίζονται και τρεις καμπύλες που αντιστοιχούν στον θεωρητικό υπολογισμό των εν λόγω ενεργών διατομών με τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) για τρεις διαφορετικούς συνδυασμούς πυρηνικών παραμέτρων καθώς και πειραματικά δεδομένα που έχουν ληφθεί με την μέθοδο των γωνιακών κατανομών στην διατριβή [1] ώστε να συγκριθούν

με τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας.

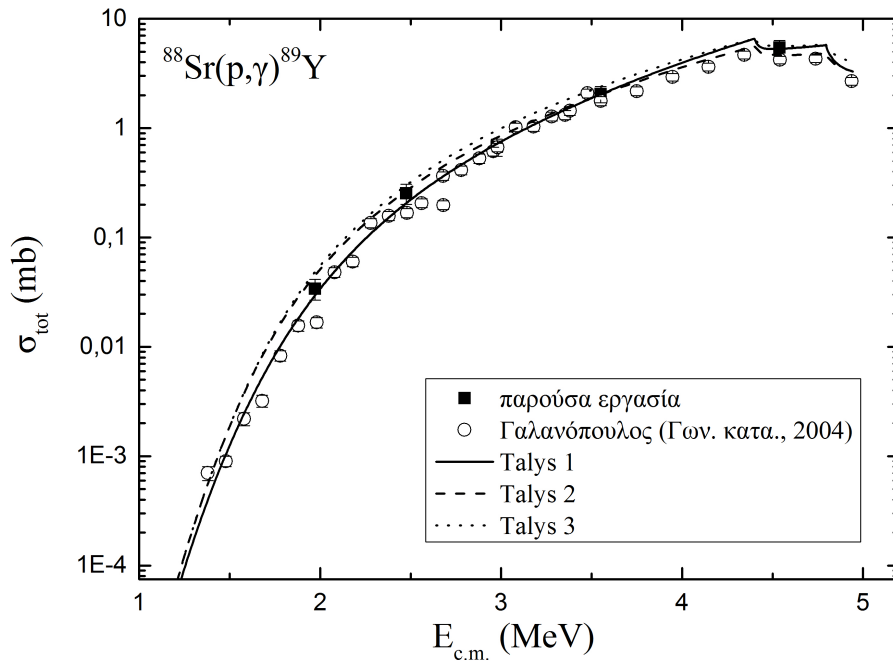
Παρατηρούμε ότι οι δύο διαφορετικές ομάδες πειραματικών δεδομένων βρίσκονται σε ιδιαίτερα καλή συμφωνία μεταξύ τους (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 8\%$ ), γεγονός που όχι μόνο επαληθεύει τα αποτελέσματα των δύο μετρήσεων που έχουν πραγματοποιηθεί με τις δύο διαφορετικές μεθόδους. Όσον αφορά τις καμπύλες των θεωρητικών υπολογισμών, υπολογίζοντας την μέση τιμή του λόγου  $\sigma_{exp}/\sigma_{TALYS}$  κάθε συνδυασμού από τα πειραματικά δεδομένα, για την συγκεκριμένη αντίδραση, βρέθηκε ότι ο συνδυασμός Talys 2 αναπαράγει το σύνολο των πειραματικών δεδομένων με τις μικρότερες αποκλίσεις ( $\approx 21\%$ ).



Σχήμα 4.6: Πειραματικά δεδομένα ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  της παρούσας εργασίας (μαύρα τετράγωνα) σε ενέργειες  $E_p = 2.6 - 5\text{MeV}$  σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς και με τα δεδομένα από την διατριβή [1] (ανοιχτοί κύκλοι).

### 4.2.2 Αντίδραση $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$

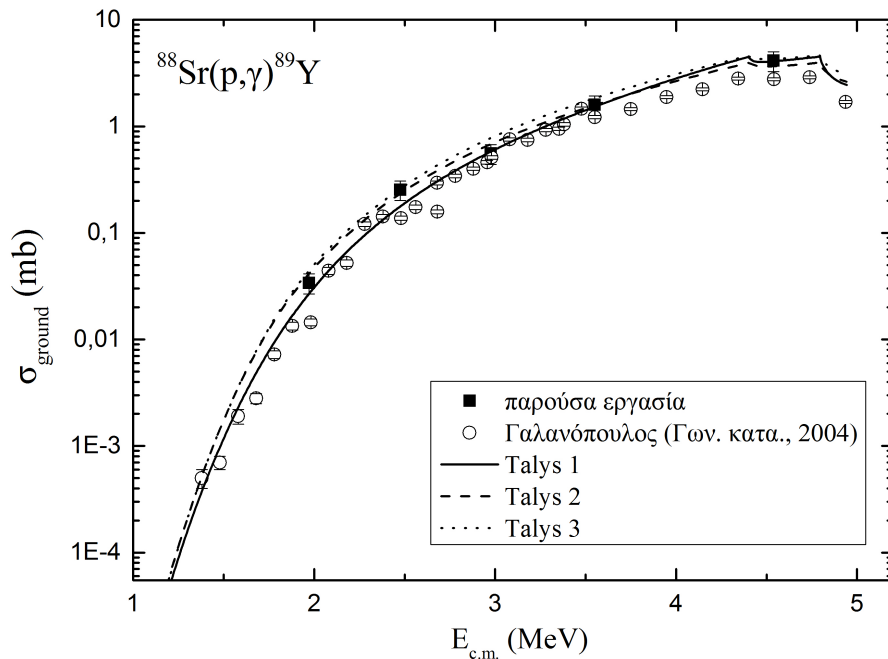
Στο σχήμα 4.7 απεικονίζονται τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας για την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  σε ενέργειες δέσμης πρωτονίων από 2-4.6 MeV. Εκτός των πειραματικών αυτών σημείων απεικονίζονται τρεις καμπύλες που εξήχθησαν με τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) και αντιστοιχούν στο θεωρητικό υπολογισμό των εν λόγω ενεργών διατομών για τρεις διαφορετικούς συνδυασμούς πυρηνικών παραμέτρων αλλά και πειραματικά δεδομένα με την μέθοδο των γωνιακών κατανομών από την διατριβή [1].



Σχήμα 4.7: Πειραματικά δεδομένα ολικών ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  της παρούσας εργασίας (μαύρα τετράγωνα) σε ενέργειες  $E_p = 2 - 4.6 \text{ MeV}$  σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς και με τα δεδομένα από την διατριβή [1] (ανοιχτοί κύκλοι).

Από το γράφημα μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι δύο ομάδες πειραματι-

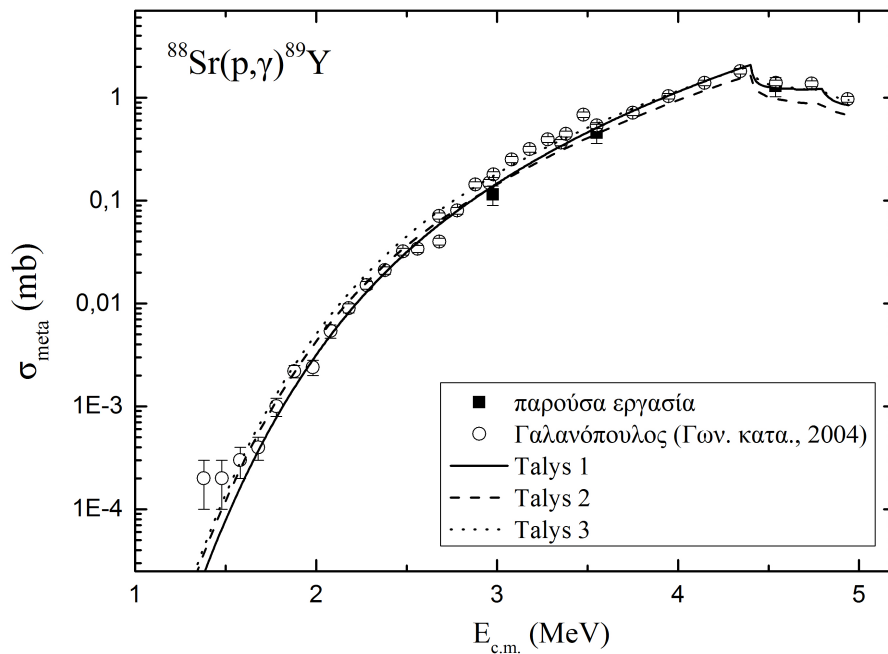
κών δεδομένων που υπολογίστηκαν με δύο διαφορετικές μεθόδους βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ τους εκτός δύο σημείων σε ενέργειες 2.476 MeV και 2.977 MeV (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 27\%$ ). Όσον αφορά τις θεωρητικές καμπύλες, ο συνδυασμός που αναπαράγει τα περισσότερα από τα δεδομένα είναι ο Talys 1 (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 36\%$ ).



Σχήμα 4.8: Πειραματικά δεδομένα των μερικών ενεργών διατομών σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  στη βασική κατάσταση.

Στα σχήματα 4.8 και 4.9 δίνονται η μερικές ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  που καταλήγουν στο σχηματισμό του τελικού πυρήνα στην βασική και στην μετασταθή στάθμη αντίστοιχα. Τα δεδομένα της παρούσας εργασίας συμβολίζονται με μαύρα τετράγωνα και συγκρίνονται τόσο με τους θεωρητικούς υπολογισμούς όσο και με τα δεδομένα από την διατριβή [1] (ανοιχτοί κύκλοι).

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας για την μερική ενεργό διατομή της βασικής στάθμης βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τα αντίστοιχα της διατριβής [1]. Και εδώ, όπως και για το γράφημα της ολικής ενεργού διατομής, ο συνδυασμός των πυρηνικών παραμέτρων που αναπαράγει το σύνολο των δεδομένων της παρούσας εργασίας είναι ο Talys 1.



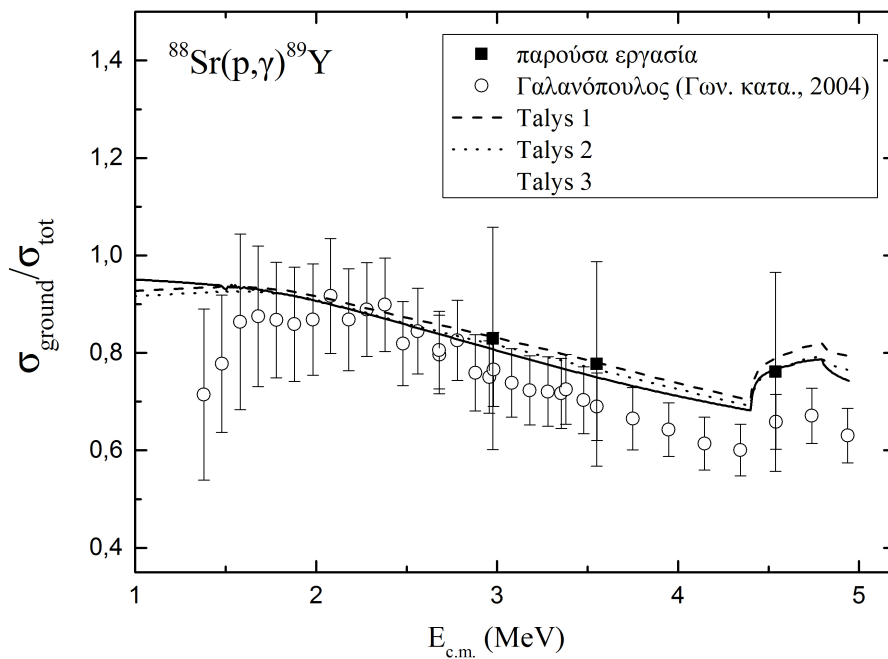
Σχήμα 4.9: Πειραματικά δεδομένα των μερικών ενεργών διατομών σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  στην μετασταθή κατάσταση του.

Το γράφημα του σχήματος 4.8 απεικονίζει τον λόγο της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα  $^{89}\text{Y}$  στην βασική κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  ενώ το γράφημα του σχήματος 4.9 τον λόγο της μετασταθούς κατάστασης προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ .

Οι καμπύλες αναπαριστούν τους θεωρητικούς υπολογισμούς με τον

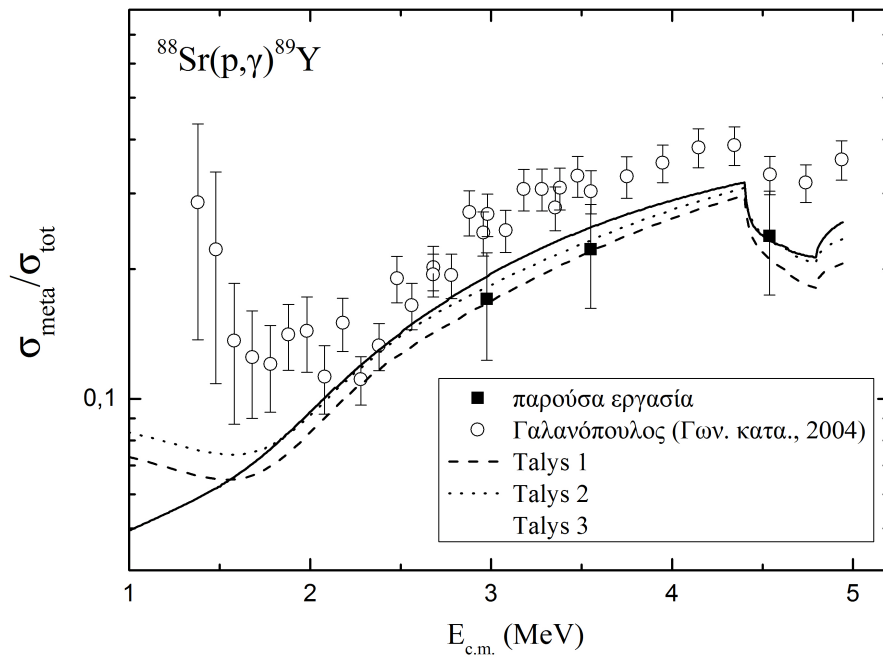
κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [2] για τρεις διαφορετικούς συνδυασμούς πυρηνικών παραμέτρων. Ο συνδυασμός πυρηνικών παραμέτρων για τον θεωρητικό υπολογισμό των προαναφερθέντων λόγων που αναπαράγει καλύτερα και τους δύο είναι ο Talys 2.

Τέλος, δίνονται τα γραφήματα του λόγου της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα  $^{89}\text{Y}$  στην βασική και στην μετασταθή του κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ .



Σχήμα 4.10: Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα  $^{89}\text{Y}$  προς την βασική κατάσταση του και

Παρατηρούμε ότι παρά τα μεγάλα σφάλματα που έχουν τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας σε σύγκριση με τα αντίστοιχα της διατριβής του Γαλανόπουλου, το σύνολο των σημείων ακολουθούν την θεωρία, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η θεωρία είναι σωστή.



Σχήμα 4.11: Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα  $^{89}\text{Y}$  προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ .



## Κεφάλαιο 5

### Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης σε δύο ισότοπα του Sr σε ενέργειες που παρουσιάζουν ενδιαφέρον στην αστρική πυρηνοσύνθεση ώστε να εξαχθούν αποτελέσματα σχετικά με τα μοντέλα των πυρηνικών παραμέτρων που υπεισέρχονται στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής των εν λόγω αντιδράσεων στην θεωρία Hauser-Feshbach. Οι αντιδράσεις αυτές ήταν οι  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ .

Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν χημικές ενώσεις του Sr εξαχνωμένες σε υπόστρωμα Ta. Πιο συγκεκριμένα οι χημικές ενώσεις  $^{87}\text{SrCO}_3$ , με εμπλουτισμό 91.55% στο ισότοπο  $^{87}\text{Sr}$  και  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  με εμπλουτισμό 99.84% στο ισότοπο  $^{88}\text{Sr}$ .

Η ολική ενεργός διατομή των παραπάνω αντιδράσεων υπολογίστηκε με την μέθοδο των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων χρησιμοποιώντας τον αθροιστικό κρύσταλλο 4π NaI, διαστάσεων 12"x12", του Εργαστηρίου Dynamitron του Πανεπιστημίου του Bochum. Η μέθοδος αυτή επιτρέπει την αποδοτική ανίχνευση των ακτίνων-γ που εκπέμπονται από τον σύνθετο πυρήνα λόγω του μεγάλου όγκου του ανιχνευτή που χρησιμοποιείται και παράλληλα λόγω του μεγάλου χρόνου απόκρισης ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης απλοποιείται και γίνεται από την ανάλυση μόνο της αθροιστικής κορυφής σε κάθε ενέργεια δέσμης.

Στην παρούσα εργασία έγινε η ανάλυση για τον προσδιορισμό των ενεργ-

γών διατομών των αντιδράσεων  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  σε ενέργειες 2.6-5MeV και  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  σε ενέργειες 2-4.6 MeV. Όσον αφορά την αντίδραση  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$ , η ολική ενεργός διατομή εκτείνεται μεταξύ 0.424 mb και 1.286 mb με σχετικό σφάλμα  $\sim 22\%$  ενώ για την  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  εκτείνεται μεταξύ 0.019 mb και 3.014 mb με σχετικό σφάλμα που κυμαινόταν από 17% έως 22%.

Τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας συγκρίθηκαν με πειραματικά δεδομένα παλαιότερης εργασίας [1] που όμως είχαν ληφθεί με την μέθοδο των γωνιακών κατανομών αλλά και με υπολογισμούς της θεωρίας Hauser-Feshbach όπως φαίνεται στα σχήματα 4.6, 4.7, 4.8 και 4.9 κάνοντας χρήση του κώδικα Talys (έκδοση 1.8). Για την περίπτωση της αντίδρασης  $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$  τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας έρχονται σε ιδιαίτερα καλή συμφωνία με της διατριβής [1] (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 8\%$ ) γεγονός που επαληθεύει τις μετρήσεις και ενισχύει την εγκυρότητα των αποτελεσμάτων. Όσον αφορά τις θεωρητικές καμπύλες ο συνδυασμός που αναπαράγει με τις μικρότερες αποκλίσεις (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 21\%$ ) τα πειραματικά αποτελέσματα είναι ο Talys 2. Για την περίπτωση της αντίδρασης  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  οι δύο ομάδες πειραματικών δεδομένων βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία εκτός δύο σημείων στις ενέργειες 3.016 MeV και 3.59 5MeV (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 27\%$ ). Όσον αφορά την αντίδραση αυτή ο συνδυασμός Talys 1 αναπαράγει με τις μικρότερες αποκλίσεις τα πειραματικά δεδομένα (αποκλίσεις της τάξης του  $\approx 36\%$ ).

Τέλος, παρατηρούμε ότι παρά τα μεγάλα σφάλματα που έχουν τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας σε σύγκριση με τα αντίστοιχα της διατριβής του Γαλανόπουλου, το σύνολο των σημείων ακολουθούν την θεωρία, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η θεωρία είναι σωστή.

# Παράρτημα Α

## Απώλειες ενέργειας

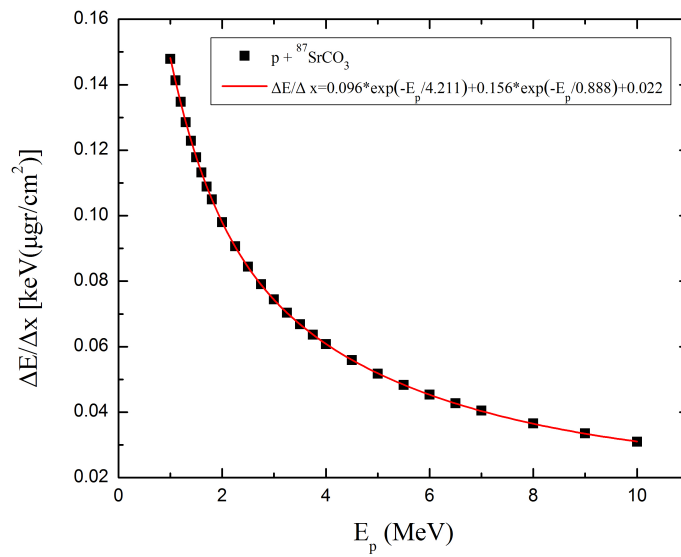
Για τον υπολογισμό της ενέργειας στο κέντρο μάζας του συστήματος βλήμα-στόχος χρησιμοποιείται η σχέση (1.9):

$$E_{CM} = \frac{m_X}{m_a + m_X} E_a \quad (\text{A.1})$$

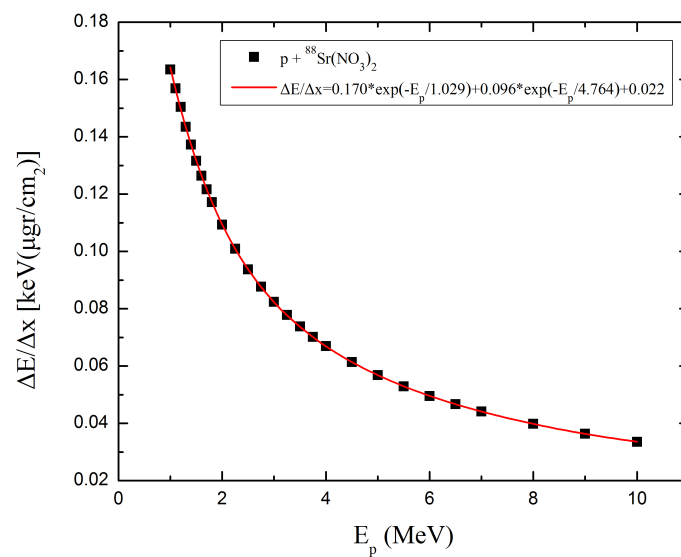
όπου  $E_a$  είναι η ενέργεια των σωματιδίων της δέσμης,  $m_a$  η μάζα του βλήματος και  $m_X$  η μάζα του πυρήνα-στόχου. Για λεπτό στόχο θεωρείται ότι όλες οι αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα στο κέντρο του στόχου και έτσι πρέπει να συμπεριληφθεί και η απώλεια της δέσμης μέσα στον στόχο. Η απώλεια αυτή λαμβάνεται υπόψιν αντικαθιστώντας στην σχέση (A.1) την  $E_a$  με την δραστική ενέργεια αλληλεπίδρασης  $E_{eff}$  να δίνεται από την σχέση:

$$E_{eff} = E_a - \Delta E/2 \quad (\text{A.2})$$

Για τον υπολογισμό του  $\Delta E$  χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα προσομοίωσης SRIM [21]. Με το πρόγραμμα αυτό υπολογίστηκε η απώλεια ενέργειας δέσμης πρωτονίων για ενέργειες από 1 έως 10MeV και σε όλους του στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών φαίνονται στα παραπάνω σχήματα.



Σχήμα A1: Απώλεια ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα πάχους του στόχου  $^{87}\text{SrCO}_3$ .



Σχήμα A2: Απώλεια ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα πάχους του στόχου  $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ .

## Βιβλιογραφία

- [1] Ευστράτιος Γεώργιος Γαλανόπουλος, *Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδραστήρων πρωτονικής σύλληψης των ισοτόπων του σφρουτίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση*, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2004
- [2] A. Koning, S. Hilaire and M. Duijvestijn, *TALYS-1.0*, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, edited by E. R. O.Bersillon, F.Gunsing and S.Leray, pp. 211–214, EDP Sciences, 2007
- [3] Carlos A. Bertulani, *Nuclear Physics in a Nutshell*, edited by Princeton University Press, 2007, ISBN 9781400839322
- [4] <http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/nuclear-engineering-fundamentals/neutron-nuclear-reactions/direct-nuclear-reactions/>
- [5] Sheldon Landsberger and Nicholas Tsoulfanidis, *Measurement & detection of radiation*, 4th edition, edited by CRC Press, Taylor & Francis Group, LLC, 2015
- [6] Awnar Kamal, *Nuclear Physics*, Graduate Texts in Physics, edited by Springer, 2014, ISBN 978-3-642-38654-1
- [7] Carlo Giunti and Chung W. Kim, *Fundamental of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press, 2007

- [8] Σπύρου Αρτεμισία, *Μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης με σημασία στην πυρηνοσύνθεση μεσοβαρών πυρήνων*, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2007
- [9] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, 1988
- [10] Hans Paetz gen. Schieck, *Nuclear Reactions, An introduction*, edited by Springer, 2014
- [11] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler and F. Hoyle, *Synthesis of the Elements in Stars*, Rev. Mod. Phys., vol.29, p.547, 1957, ISBN 0-08-043751-6
- [12] A.G.W. Cameron, *Nuclear Reactions in Stars and Nucleosynthesis*, Astronomical Society of the Pasific, vol.69, p.408, 1957
- [13] H.Palme and A.Jones, *Solar System Abundances of the Elements*, Treatise on Geochemistry, Elsevier, vol.1, p.41-61, 2003
- [14] Jordi José and Christian Iliadis, *Nuclear astrophysic: the unfinished quest for the origin of the elements*, Reports on Progress in Physics, 74(9):096901, 2011
- [15] M. Arnould and S. Goriely, *The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status*, Physics Reports, vol. 384, p. 1-84, 2003, ISSN 0370-1573, doi:[10.1016/S0370-1573\(03\)00242-4](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(03)00242-4)
- [16] Gbor Gyula Kiss, *Proton induced reactions and the astrophysical p process*, Ph.D. Thesis, University of Debrecen and Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, Debrecen, 2008
- [17] M Rayet, M Arnould, M Hashimoto, N Prantzos, and K Nomoto, *The p-process in Type II supernovae*, Astronomy and Astrophysics, p.298-517, 1995

- [18] N. Bohr, *Neutron Capture and Nuclear Constitution*, Nature 137, p.344, 1936
- [19] Βαρθάρα Φωτεινού, *Μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων και Αστρική Πυρηνοσύνθεση*, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2013
- [20] Γεώργιος Προβατάς, *Πειραματική μελέτη αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων- $\alpha$  με σημασία στην Πυρηνική Αστροφυσική*, PhD thesis, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2013
- [21] A. Spyrou, H.-W. Becker, A. Lagoyiannis, S. Harissopoulos and C. Rolfs, *Cross-section measurements of capture reactions relevant to the p-process using a  $4\pi$   $\gamma$ -summing method*, Physics Review C 76, 2007, doi:[10.1103/PhysRevC.76.015802](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.015802)
- [22] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch and H. Wolters, *TV Analysis Code*, University of Cologne
- [23] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, *The stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York, 1984, edition 2013
- [24] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [25] S. Galanopoulos, P. Demetriou, M.Kokkoris and S. Harissopoulos, *The  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  reaction at astrophysically relevant energies*, Physical Review C67, 015801, 2003
- [26] A.J. Koning and J.P. Delaroche, *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*, Nuclear Physics A713, p.231, 2003
- [27] E. Bauge, J.P. Delaroche and M. Girod, *Lane-consistent, semimicroscopic nucleon-nucleus optical model*, Physical Review C63, 024607, 2001

- [28] A.J. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn, *TALYS-1.0*, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, edited by O.Bersillon, F.Gunsing, E. Bauge, R. Jacqrnin and S.Leray, EDP Sciences Lew Ulis, France, p. 211, 2008 <http://dx.doi.org/10.1051/ndata:07767>
- [29] P. Demetriou and S. Goriely, *Microscopic nuclear level densities for practical applications*, Nuclear Physics A695, p.95, 2001
- [30] S. Goriely, S. Hilaire and A.J. Koning, *Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method*, Physical Review C78, 064307, 2008
- [31] J. Kopecky and M. Uhl, *Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations*, Phys. Rev. C 41, 1941 (1990)
- [32] E. Khan, S. Goriely, D. Allard, E. Parizot, T.Suomijarvi, A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, *Photodintegration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays revisited*, Astropart. Phys. 23, p.191, 2005
- [33] R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P.G. Young, S.Goriely, T. Belgya, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E. Soukhovitskii, P. Talou, H. Yinlu and G. Zhigang, *RIPL-Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations*, Nucl. Data Sheets 110, 3107, 2009



