



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

**ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ
ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ ΣΥΛΛΗΨΗΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ α
ΜΕ ΣΗΜΑΣΙΑ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΠΡΟΒΑΤΑ

Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών ΕΜΠ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ :

Σ. ΧΑΡΙΣΟΠΟΥΛΟΣ

Διευθυντής Ερευνών, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»

ΑΘΗΝΑ, Απρίλιος 2013



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ
ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ ΣΥΛΛΗΨΗΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ α
ΜΕ ΣΗΜΑΣΙΑ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΠΡΟΒΑΤΑ

Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών ΕΜΠ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ

ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Σ. ΧΑΡΙΣΟΠΟΥΛΟΣ : Δ/ντής Ερευνών
ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» (Επιβλέπων)
2. Α. ΛΑΓΟΓΙΑΝΝΗΣ : Ερευν. Γ'
ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
3. Κ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΣ : Αν. Καθ. ΕΜΠ

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ

ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Σ. ΧΑΡΙΣΟΠΟΥΛΟΣ : Δ/ντής Ερευνών
ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» (Επιβλέπων)
2. Α. ΛΑΓΟΓΙΑΝΝΗΣ : Ερευν. Γ'
ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
3. Κ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΣ : Αν. Καθ. ΕΜΠ
4. Ρ. ΖΑΝΝΗ-ΒΛΑΣΤΟΥ : Καθ. ΕΜΠ
5. Π. ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ : Ερευν. Γ'
ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
6. Μ. ΚΟΚΚΟΡΗΣ : Επ. Καθ. ΕΜΠ
7. Θ. ΜΕΡΤΖΙΜΕΚΗΣ : Επ. Καθ. ΕΚΠΑ

Αθήνα, Απρίλιος 2013

Στους γονείς μου Σπύρο και Ευτέρπη

Ευχαριστίες

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» και στη σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του ΕΜΠ.

Η εργασία αυτή έγινε υπό την επίβλεψη του Διευθυντή Ερευνών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» Δρ. Σ. Χαρισόπουλο στον οποίο και απευθύνω τις θερμές ευχαριστίες μου για τη βοήθεια και καθοδήγηση που μου προσέφερε σε όλη τη διάρκειά της και για την ευκαιρία που μου προσέφερε να συμμετέχω στις ερευνητικές δραστηριότητες της ομάδας Πυρηνικής Αστροφυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος». Χωρίς την υποστήριξη, τις συμβουλές και τις παρατηρήσεις του θα ήταν αδύνατη η υλοποίηση της εργασίας αυτής.

Ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον ερευνητή Γ' του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» Δρ. Α. Λαγογιάννη. Από την πρώτη στιγμή της πορείας μου συνέβαλε καθοριστικά στην πρόοδο μου βοηθώντας με με ατελείωτη υπομονή τις αμέτρητες φορές που τον χρειάστηκα. Μέσα από την καθοδήγηση και την βοήθειά του εφοδιάστηκα με πολλές γνώσεις και απαραίτητες πρακτικές στο αντικείμενο αυτό. Πάνω από όλα όμως τον ευχαριστώ για την ηθική και ψυχολογική υποστήριξη που απλόχερα μου προσέφερε όλα αυτά τα χρόνια.

Στο ΙΠΣΦ του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» πολλοί συνεργάτες συνέβαλαν με την υποστήριξη και την παρουσία τους στην υλοποίηση της εργασίας αυτής. Κατ'αρχάς θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την ερευνήτρια Γ' Δρ. Π. Δημητρίου για τον άφθονο χρόνο που αφιέρωσε στην κατανόηση θεωρητικών θεμάτων, την πολύτιμη βοήθειά της στη σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών με τη βιβλιογραφία καθώς και για την προθυμία της να με βοηθήσει σε όποια απορία μου. Θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στον μεταδιδακτορικό συνεργάτη

του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» και φίλο μου Δρ. Μ. Αξιώτη για την ουσιαστική συμβολή του σε κάθε βήμα της εργασίας αυτής, την υποστήριξή του στις μετρήσεις, την ανάλυση των δεδομένων και τον έλεγχο των θεωρητικών προβλέψεων. Η πρακτική και ηθική συμπαράστασή του είχε για μένα ανεκτίμητη αξία. Επίσης, ευχαριστώ τον Επίκουρο Καθηγητή του ΕΚΠΑ Δρ. Θ. Μερτζιμέκη για την προθυμία του να με βοηθήσει όποτε τον χρειάστηκα και να μου συμπαρασταθεί και να με συμβουλέψει σε πολλά προβλήματα. Ξεχωριστό ευχαριστώ οφείλω στον μεταδιδακτορικό συνεργάτη του CSNSM, Orsay, France, Δρ. Θ. Κωνσταντινόπουλο με τον οποίο αλληλοδοθηθήκαμε και μοιραστήκαμε πολλές όμορφες στιγμές εντός και εκτός του εργαστηρίου και αυτά τα χρόνια συνδεθήκαμε με μια ελκρινή φιλία. Χωρίς τις προσπάθειες των τεχνικών και χειριστών του επιταχυντή Tandem δεν θα ήταν εφικτή η διεξαγωγή των μετρήσεων. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Μ. Ανδριάνη ο οποίος με υπομονή με συμβούλεψε και με βοήθησε όποτε τον χρειάστηκα. Επίσης δεν θα μπορούσα να παραλείψω να ευχαριστήσω τη συνάδελφο Β. Κανταρέλου για τη συμπαράστασή της και τη συμβολή της στη δημιουργία ενός ευχάριστου εργασιακού περιβάλλοντος.

Ό,τι και να γράψω δεν αρκεί για να περιγράψει την ευγνωμοσύνη μου απέναντι στη φίλη μου Δρ. Β. Φωτεινού. Από την πρώτη μου εμπειρία στον «Δημόκριτο» μέχρι και τη συγγραφή της παρούσας διατριβής μοιραστήκαμε κάθε ευχάριστη και δυσάρεστη στιγμή. Χωρίς την ανεκτίμητη συμπαράσταση της εντός και εκτός του εργαστηρίου και την ουσιαστική βοήθειά της σε κάθε φάση της παρούσας εργασίας, θα ήταν αδύνατο, αυτή, να έλθει εις πέρας. Θα είναι δύσκολο να συνηθίσω να δουλεύω χωρίς εσένα δίπλα μου.

Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων στο Εργαστήριο Επιταχυντή Tandem του Πανεπιστημίου του Bochum πολλοί άνθρωποι συνέβαλαν στην ομαλή διεξαγωγή τους. Κατ'αρχάς οφείλω να ευχαριστήσω τους ερευνητές Δρ. H.W. Becker και Δρ. D. Rogalla για την άψογη υποστήριξη των πειραμάτων. Επίσης ευχαριστώ τον καθηγητή του Πανεπιστημίου της Κολωνίας Δρ. A. Zilges και τους συνάδελφους, του ιδίου Πανεπιστημίου, L. Netterdon και J. Winkens για τη συνεργασία τους κατά τη διάρκεια των μετρήσεων αυτών.

During the experiments at the Tandem Accelerator Laboratory of the University of Bochum many people contributed in carrying out the measurements untroubled. First of all I would like to thank the Researchers Dr. H.W. Becker and Dr. D. Rogalla for their excellent support during the experiments. In addition, special thanks go to the Professor of the University of Koln, Dr. A. Zilges and his colleagues from the same University L. Netterdon and J. Winkens for their help during these experiments.

Θα ήθελα, επίσης, να ευχαριστήσω την Καθηγήτρια του ΕΜΠ Δρ. Ρ. Βλαστού Ζάννη, τον Επίκουρο Καθηγητή Δρ. Μ. Κόκκορη και τον Αναπληρωτή Καθηγητή Δρ. Κ. Παπαδόπουλο για το έμπρακτο ενδιαφέρον τους για την πρόοδο μου και την προθυμία τους να με βοηθήσουν στην κατανόηση και αντιμετώπιση ποικίλων προβλημάτων.

Τέλος, ως ελάχιστη έκφραση ευγνωμοσύνης προς τους γονείς μου Σπύρο και Ευτέρπη και τον αδελφό μου Δημήτρη, οι οποίοι με βοηθούν με πολλούς τρόπους να επιδιώκω τους στόχους μου και με στηρίζουν γενικότερα στη ζωή μου, θα ήθελα να τους αφιερώσω τη διατριβή αυτή.

Περίληψη

Στη παρούσα διδακτορική διατριβή μετρήθηκαν οι ενεργές διατομές επτά αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίου α σε ενέργειες μεταξύ 5 και 10 MeV και συγκεκριμένα των αντιδράσεων:

1. $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$
2. $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$
3. $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$
4. $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$
5. $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$
6. $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$
7. $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$

Οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων που μετρήθηκαν κυμαίνονται μεταξύ 0.5 mb και 1.5 mb. Η μέτρηση τόσο μικρών ενεργών διατομών απαιτεί τη χρήση συστημάτων μεγάλης ανιχνευτικής ικανότητας σε συνδυασμό με δέσμη σωματιδίων α υψηλής έντασης. Οι μετρήσεις έλαβαν χώρα στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem Dynamitron του πανεπιστημίου του Bochum (RUBION). Για την ανίχνευση των εκπεμπόμενων από τις αντιδράσεις ακτίνων γ χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής NaI(Tl), μεγάλου όγκου ($12'' \times 12''$) και γεωμετρίας 4π και εφαρμόστηκε η τεχνική των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων ακτίνων γ. Στις μετρήσεις βομβαρδίστηκαν με ιόντα He εμπλουτισμένοι στόχοι σε μορφή λεπτών φύλλων, οι οποίοι είχαν κατασκευαστεί με την τεχνική της ελασματοποίησης (rolling) στο πανεπιστήμιο της Κολωνίας. Η σύσταση και η επιφανειακή πυκνότητα ($\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$) των στόχων προσδιορίστηκαν εφαρμόζοντας την τεχνική της Φασματοσκοπίας Οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS), χρησιμοποιώντας την σχετική διάταξη στο Εργαστήριο Επιταχυντού Tandem του «Δημόκριτου».

Η παρούσα εργασία εντάσσεται στο ερευνητικό πρόγραμμα συστηματικών μετρήσεων ενεργών διατομών της ομάδας Πυρηνικής Αστροφυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» σε ενέργειες κατά πολύ μικρότερες του αντίστοιχου φράγματος Coulomb. Το εν λόγω πρόγραμμα

αποσκοπεί, αρχικά, στον έλεγχο των πυρηνικών προτύπων οπτικού δυναμικού (Optical Model Potential-OMP) των πρωτονίων και σωματιδίων α και των μοντέλων πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων (Nuclear Level Densities-NLD). Τα παραπάνω πρότυπα υπεισέρχονται μαζί με άλλες παραμέτρους, όπως η συνάρτηση ισχύος ακτίνων γ (γ -ray strength function- γ SF), στους υπολογισμούς ενεργών διατομών με την θεωρία Hauser-Feshbach, η οποία περιγράφει αντιδράσεις σύλληψης (capture reactions) μέσω του λεγόμενου μηχανισμού δημιουργίας σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions).

Ο έλεγχος στον οποίο θέλει να συμβάλει η παρούσα διατριβή είναι αναγκαίος για την κατανόηση ασυμφωνιών μεταξύ των παρατηρούμενων στο ηλιακό σύστημα περιεκτικότητας μιας ομάδας πυρήνων γνωστών με τον όρο p -πυρήνες (p -nuclei) και αυτών που προβλέπουν τα σχετικά μοντέλα περιγραφής του μηχανισμού δημιουργίας τους (p process) σε εκρηκτικά αστρικά περιβάλλοντα.

Στην διεργασία p συμμετέχουν πυρήνες βαρύτεροι του σιδήρου που έχουν σχηματιστεί μέσω της διεργασίας s (s -process), και οι οποίοι αναφέρονται ως πυρήνες «σπόροι». Το σενάριο σχηματισμού των p -πυρήνων λαμβάνει χώρα σε αστρικά περιβάλλοντα θερμοκρασιών $1.8 - 3.3 \times 10^9$ K, πλούσια σε πυρήνες «σπόρους», και εξελίσσεται μέσω αντιδράσεων φωτοδιάσπασης νετρονίων, (γ, n) , πρωτονίων, (γ, p) , σωματιδίων α , (γ, α) , των πυρήνων «σπόρων» αλλά και αντίστροφων αντιδράσεων σύλληψης (n, γ) , (p, γ) και (α, γ) σε συνδυασμό με διασπάσεις β^+ και αντιδράσεις σύλληψης ηλεκτρονίου (Electron Capture reactions).

Η σύγκριση πειραματικών δεδομένων ενεργών διατομών με τις προβλέψεις των μοντέλων οπτικού δυναμικού, πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων και συναρτήσεων ισχύος ακτίνων γ είναι το πρώτο βήμα στην πραγματοποίηση του ελέγχου που προαναφέρθηκε. Τα διάφορα πρότυπα OMP, NLD, γ -SF χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό ενός δικτύου περισσότερων από 20000 αντιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν πέραν των 2000 πυρήνων.

Με βάση τα παραπάνω, οι περιεκτικότητες των στοιχείων που προκύπτουν από την επίλυση του εν λόγω δικτύου αντιδράσεων εξαρτώνται, μεταξύ άλλων, από τα πρότυπα OMP, NLD και γ -SF και το συγκεκριμένο ερώτημα, στην απάντηση του οποίου η παρούσα διατριβή επιθυμεί να συμβάλει, είναι αν τα ισχύοντα μοντέλα οπτικού δυναμικού σωματιδίου α είναι φερέγγυα για ακριβείς υπολογισμούς ενεργών διατομών αντιδράσεων (α, γ) , σε όλο το μήκος και πλάτος του χάρτη των ισοτόπων, αν δηλαδή τα δυναμικά αυτά είναι γενικευμένου και όχι τοπικού χαρακτήρα. Στην κατεύθυνση αυτή έχει ιδιαίτερη σημασία να συγκρίνει κανείς πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών (α, γ) αντιδράσεων σε μια όσο το δυνατόν ευρεία περιοχή μαζών, με τους αντίστοιχους υπολογισμούς τόσο φαινομενολογικών όσο και μικροσκοπικών προτύπων οπτικού δυναμικού σωματιδίων α .

Στην παρούσα διατριβή τα πειραματικά δεδομένα συγκρίθηκαν με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας την έκδοση 1.4 του κώδικα TALYS.

Στον κώδικα αυτό οι ενεργές διατομές προσδιορίζονται με τη θεωρία Hauser Feshbach [HF52]. Πλέον των δεδομένων που μετρήθηκαν στα πλαίσια της εργασίας, έγινε και σύγκριση όλων σχεδόν των διαθέσιμων στη βιβλιογραφία πειραματικών δεδομένων.

Με την υλοποίηση της παρούσας εργασίας προέκυψαν τα παρακάτω συμπεράσματα :

1. Οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές των αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων α εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από την παράμετρο α -OMP. Ειδικότερα σε ενέργειες μικρότερες της ενέργειας κατωφλίου του ανταγωνιστικού καναλιού εκπομπής νετρονίων (α, n), οι υπολογισμοί είναι σχεδόν αμετάβλητοι από την επιλογή μοντέλου NLD, γ -SF. Στις ενέργειες αυτές μπορεί να γίνει σύγκριση των διαφορετικών προτύπων α -OMP
2. Από τη σύγκριση παρατηρήθηκε ότι το ημι-μικροσκοπικό πρότυπο OMPIII έρχεται σε καλύτερη συμφωνία σε σχέση με τα άλλα μικροσκοπικά και φαινομενολογικά πρότυπα του κώδικα TALYS. Η συμφωνία αυτή διαπιστώθηκε για το σύνολο των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία. Το πρότυπο αναπαράγει ικανοποιητικά τα δεδομένα ειδικά στις χαμηλότερες ενέργειες όπου η επίδραση των άλλων παραμέτρων μετριάζεται.
3. Σε ενέργειες μεγαλύτερες ή πλησίον της ενέργειας κατωφλίου της αντίδρασης (α, n) οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές εμφανίζουν έντονη εξάρτηση τόσο από το μοντέλο α -OMP όσο και από τα πρότυπα NLD, γ -SF. Στις μεγαλύτερες αυτές ενέργειες δεν διαπιστώθηκε κάποιος μοναδικός συνδυασμός ο οποίος να μπορεί να αναπαράγει το σύνολο των δεδομένων.
4. Το πρότυπο OMPIII αναπαράγει εξίσου ικανοποιητικά το μεγαλύτερο μέρος των δεδομένων της βιβλιογραφίας. Όμως κρίνεται απαραίτητος ο εμπλουτισμός της βιβλιογραφίας με πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών, ειδικότερα αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων α σε περιοχές μαζών ($A > 100$), ούτως ώστε να συγκριθούν οι προβλέψεις του προτύπου και να ελεγχθεί η αξιοπιστία του στους υπολογισμούς ενεργών διατομών σε περιοχές του χάρτη των ισotόπων όπου δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα.

Στις σελίδες που ακολουθούν η διατριβή αναπτύσσεται σε έξι κεφάλαια. Στο πρώτο κεφάλαιο δίνεται ένα σύντομο θεωρητικό υπόβαθρο που αναφέρεται στα πυρηνικά μεγέθη που σχετίζονται με τις αστρικές διεργασίες. Συγκεκριμένα περιγράφεται η έννοια της ενεργού διατομής μιας πυρηνικής αντίδρασης και η σχέση της με τον λεγόμενο αστροφυσικό παράγοντα, S και τον ρυθμό αντίδρασης. Γίνεται αναφορά στο φαινόμενο σήραγγος και στον φορμαλισμό Gamow καθώς και στο φαινόμενο Screening. Επιπλέον περιγράφεται ο μηχανισμός σύνθετου πυρήνα, που σχετίζεται με τις αντιδράσεις σύλληψης που

μελετήθηκαν. Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται, τέλος, μια σύντομη παρουσίαση της θεωρίας Hauser-Feshbach (HF), καθόσον αυτή χρησιμοποιήθηκε κατά κόρο για τον υπολογισμό ενεργών διατομών.

Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται σύντομη αναφορά στις πυρηνικές διεργασίες που συμβαίνουν στο εσωτερικό αστέρων κατά την εξέλιξή τους και είναι υπεύθυνες για το σχηματισμό των στοιχείων στη φύση. Συγκεκριμένα περιγράφεται συνοπτικά η δημιουργία και καταστροφή ενός αστέρα και στη συνέχεια παρουσιάζονται οι διεργασίες s και r μέσω των οποίων σχηματίζονται οι περισσότεροι βαρύτεροι του σιδήρου πυρήνες. Έμφαση δίνεται στη πυρηνοσυνθετική διεργασία p καθώς και στην αναπαραγωγή των παρατηρούμενων στο ηλιακό σύστημα περιεκτικότητων των p -πυρήνων.

Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται περιγραφή των πειραματικών διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις των ενεργών διατομών. Έτσι παρουσιάζεται η διάταξη RBS στην οποία έγινε η ανάλυση των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις ενεργών διατομών και ο «αθροιστικός» ανιχνευτής NaI(Tl).

Στο τέταρτο κεφάλαιο περιγράφεται η μέθοδος προσδιορισμού της ενεργού διατομής με την τεχνική των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων. Παρουσιάζονται και σχολιάζονται τα φάσματα που συλλέχθηκαν κατά τον βομβαρδισμό των στόχων με ιόντα He καθώς και με ιόντα υδρογόνου και οξυγόνου που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις RBS.

Στο πέμπτο κεφάλαιο γίνεται σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με τους θεωρητικούς υπολογισμούς με τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.4). Για την κατανόηση των πυρηνικών παραμέτρων που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς περιγράφονται τα πρότυπα που χρησιμοποιούνται στον συγκεκριμένο κώδικα. Στη συνέχεια γίνεται σύγκριση των υπολογισμών με τα αποτελέσματα των μετρήσεων της διατριβής. Στο τέλος του κεφαλαίου πραγματοποιείται μια συστηματική σύγκριση των υπολογισμών με δεδομένα της βιβλιογραφίας όχι μόνο για αντιδράσεις (α, γ) αλλά και (α, p) , (α, n) και (n, α) . Η διατριβή ολοκληρώνεται στο έκτο κεφάλαιο με τα τελικά συμπεράσματα.

Abstract

The present work involves cross section measurements of seven alpha particle capture reactions in the energy range 5-10 MeV, specifically the reactions studied are:

1. $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$
2. $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$
3. $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$
4. $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$
5. $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$
6. $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$
7. $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$

The measured cross sections ranged between 0.5 μb and 1.5 mb. The measurement of such small cross sections requires the use of efficient detection systems as well as high alpha particle beam currents. The measurements were performed at the Dynamitron Accelerator laboratory of the University of Bochum (RUBION). For the detection of the emitted γ -rays, the γ -ray angle integrated technique was applied by using the $12'' \times 12''$ NaI(Tl), 4π , γ -summing crystal. During the measurements highly enriched targets were bombarded by He ions, these targets were manufactured at the university of Cologne and were rolled in the form of thin self supporting foils. The composition and the areal density of these targets [$\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$], was measured by applying the Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) technique using the RBS setup of the Tandem Laboratory of NCSR "Demokritos".

This work is a part of a research program involving systematic reaction cross section measurements, carried out by the Nuclear Astrophysics group of NCSR "Demokritos" at

energies far below the Coulomb barrier. This program aims, firstly, at testing the models developed so far for the optical model potential (OMP) for protons or alpha particles and the nuclear level densities (NLD). The aforementioned models along with other parameters, such as the γ -ray strength function (γ -SF), enter in cross section calculations by Hauser-Feshbach theory, which describes capture reactions through the so called "compound nucleus reaction" mechanism.

The check that the present work aims to contribute is necessary for the understanding of the deviations between the observed solar system isotopic abundances of a group of nuclei known as "p-nuclei", and those abundances predicted by models developed for the description of the mechanism that is responsible for their creation ("p-process") at explosive stellar environments.

In p-process nuclei heavier than iron are involved, that are produced by the so called "s-process", and are referred as "seed" nuclei. The scenario of the synthesis of p nuclei takes place at stellar environments of temperatures in the range $1.8 - 3.3 \times 10^9$ K, enriched in seed nuclei, and evolves through photodisintegration reactions of neutron (γ, n), proton (γ, p), and alpha particle (γ, α), along with the inverse capture reactions (n, γ), (p, γ) and (α, γ), followed by β^+ decays or electron capture reactions.

The comparison of experimental cross sections data with the predictions of optical model potentials, nuclear level densities and γ -ray strength functions is the first step for the of the check mentioned above. The several models OMP, NLD and γ -ray strength functions are used in the solution of a reaction network of more than 20000 reactions involving more than 2000 nuclei.

According to the above, the isotopic abundances calculated by solving the reaction network depend, among others, on the OMP, NLD and γ -SF models and the query, the answer of which the present work aims to contribute, is if the current α -particle optical model potentials are trustworthy for accurate cross section calculations of (α, γ) reactions, along the entire range of the table of isotopes. If, namely, are global and not local optical potentials. In this direction it is of great importance the comparison of experimental cross section data of (α, γ) reactions within an as broad mass range as possible, with the corresponding calculations of both phenomenological and microscopic alpha particle OMP.

In the present study the experimental data were compared with theoretical calculations carried out using the version 1.4 of TALYS code. In this code the cross sections are calculated by the Hauser-Feshbach theory. In addition to the cross section measurements performed in this work, furthermore, a comparison of almost all the available data from literature was held.

The implementation of this study resulted the following remarks:

1. The calculated (α, γ) reaction cross sections show strong dependance on the alpha particle OMP parameter. Specifically at energies lower than the energy threshold for neutron emission (α, n) , the calculations are almost independent from the NLD and γ -SF models. At these energies a comparison of the different α -OMP models can be held.
2. The comparison showed a fairly good agreement with the OMPIII model. This agreement was observed for all the cross sections measured in the present work. The model can successfully reproduce the data, especially at lower energies were the influence of the other parameters is moderated.
3. At energies close or higher than the neutron emission energy threshold the calculated cross sections depend strongly also on NLD and γ -SF models. At these higher energies none unique models compination was observed being able to reproduce all the experimental data.
4. The OMPIII model can successfully reproduce the bulk of literature data. However, additional experimental data, in particular of capture reactions extending at higher mass regions ($A > 100$), are needed so as to compare the predictions of the model and test if it is trustworthy to extend the calculation at regions of the table of isotopes where there are no data available.

Περιεχόμενα

1	Βασικά πυρηνικά μεγέθη στην Πυρηνική Αστροφυσική	1
1.1	Ενεργός διατομή και Αστροφυσικός παράγοντας	1
1.2	Ρυθμός αντίδρασης	4
1.3	Φαινόμενο σήραγγος και φορμαλισμός Gamow	6
1.4	Το φαινόμενο "Screening"	10
1.5	Πυρηνικές αντιδράσεις σύλληψης σύνθετου πυρήνα	11
1.6	Η θεωρία Hauser-Feshbach	15
2	Στοιχεία Αστρικής Πυρηνοσύνθεσης	19
2.1	Γέννηση εξέλιξη και θάνατος ενός αστέρα	19
2.2	Πυρηνοσύνθεση μετά το σίδηρο και p-process	21
3	Πειραματικές Μέθοδοι, Διατάξεις και Μετρήσεις	31
3.1	Αναλύσεις Στόχων στο "Δημόκριτο"	31
3.1.1	Μετρήσεις RBS	31
3.1.2	Μετρήσεις προσδιορισμού εμπλουτισμού στόχων	44
3.2	Μετρήσεις Ενεργών Διατομών στο Πανεπιστήμιο Bochum	48
3.2.1	Μέθοδος ανάλυσης γωνιακά ολοκληρωμένων γ-μεταπτώσεων	48
3.2.2	Ο αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl)	51
3.2.3	Απόλυτη απόδοση του αθροιστικού ανιχνευτή NaI(Tl)	52
3.2.4	Μελέτη υποβάθρου	58
3.2.5	Υπολογισμός της ενέργειας των σωματιδίων α. Ενεργειακή απόκλιση της δέσμης	62
3.2.6	Ανάλυση σφαλμάτων	63
4	Ανάλυση μετρήσεων	65
4.1	Η αντίδραση $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$	66
4.2	Η αντίδραση $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$	68

4.3	Η αντίδραση $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$	71
4.4	Η αντίδραση $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$	73
4.5	Η αντίδραση $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$	75
4.6	Η αντίδραση $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$	77
4.7	Η αντίδραση $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Zn}$	79
5	Πειραματικά αποτελέσματα και σύγκριση με την θεωρία	81
5.1	Θεωρητικοί υπολογισμοί	81
5.1.1	Πρότυπα πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων	84
5.1.2	Πρότυπα συνάρτησης ισχύος ακτίνων γ	90
5.1.3	Πρότυπα οπτικού δυναμικού νουκλεονίου–Πυρήνα	92
5.1.4	Πρότυπα οπτικού δυναμικού σωματιδίου α –Πυρήνα	97
5.2	Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με την θεωρία	101
5.3	Σύγκριση με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας	111
6	Σύνοψη και συμπεράσματα	131
	Παράρτημα	135

Κεφάλαιο 1

Βασικά πυρηνικά μεγέθη στην Πυρηνική Αστροφυσική

1.1 Ενεργός διατομή και Αστροφυσικός παράγοντας

Η αλληλεπίδραση ανάμεσα σε ένα πυρήνα a («βλήμα») που προσπίπτει με ενέργεια E_a σε πυρήνα A («στόχος») και οδηγεί στη παραγωγή ενός πυρήνα B («τελικός πυρήνας») και την εκπομπή ενός σωματιδίου b («εκπεμπόμενος πυρήνας») χαρακτηρίζεται ως πυρηνική αντίδραση και συμβολίζεται ως $A(a, b)B$. Στο σχήμα 1.1 απεικονίζεται μια δέσμη σωματιδίων a , έντασης I ($\frac{\text{ιόντα}}{\text{cm}^2}$), η οποία συναντά στόχο πυρήνων A πυκνότητας N_A ($\frac{\text{άτομα}}{\text{cm}^3}$) και πάχους L (cm). Τότε, σε ένα στρώμα πάχους dx μέσα στον στόχο, η ένταση της δέσμης θα μειωθεί κατά ένα ποσό, dI , ανάλογο της προσπίπτουσας έντασης I , του πάχους dx και της πυκνότητας του στόχου N_A , οπότε θα ισχύει:

$$-dI = \sigma I N_A dx \quad (1.1)$$

Ο όρος $\sigma = \sigma(E_a)$ ονομάζεται ενεργός διατομή της αντίδρασης και μετριέται σε μονάδες barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Η ένταση της δέσμης I στην έξοδο του στόχου βρίσκεται ολοκληρώνοντας την σχέση (1.1):

$$I = I_0 e^{-\sigma N_A L} = I_0 e^{-L/\lambda} \quad (1.2)$$

Ο όρος $\lambda = (\sigma N_A)^{-1}$ εκφράζει το μήκος της μέσης ελεύθερης διαδρομής των σωματιδίων της δέσμης στο στόχο θεωρώντας την αντίδραση $A(a, b)B$ ως τη μόνη αλληλεπίδραση. Το μήκος αυτό συνήθως είναι αρκετά μεγαλύτερο του πάχους L ($\lambda \sim 500 \text{ m}$ για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία) και επομένως θα ισχύει $e^{-L/\lambda} \simeq 1 - \frac{L}{\lambda}$. Σύμφωνα με τις σχέσεις (1.1) και (1.2), η πιθανότητα $P(E_a)$ κάθε σωματίδιο a να πραγματοποιήσει

αντίδραση με ένα πυρήνα του στόχου θα είναι ένα μέγεθος ανάλογο της ενεργού διατομής, καθόσον:

$$1 - P(E_a) = \frac{I(L)}{I_0} = 1 - \sigma(E_a)N_A L \quad (1.3)$$

οπότε:

$$P(E_a) = \sigma(E_a)N_A L \quad (1.4)$$

Επιπλέον για $L \ll \lambda$, το εκθετικό $e^{-\sigma N_A L}$ στη σχέση (1.2) αναγράφεται ως:

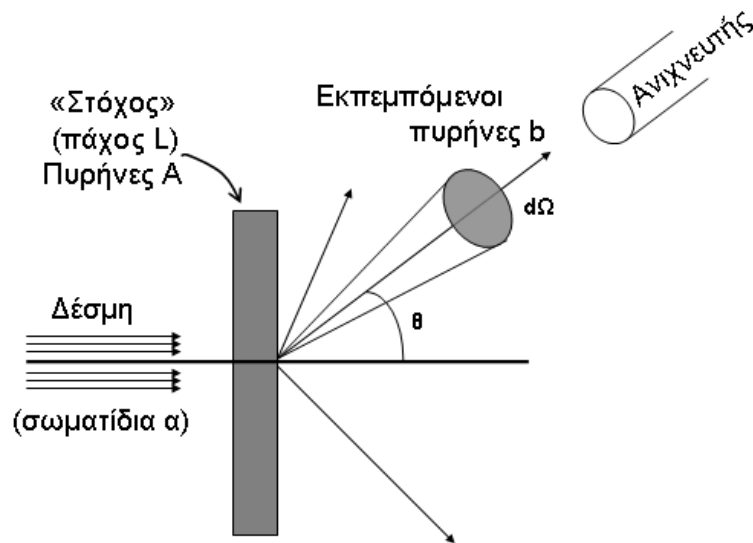
$$e^{-\sigma N_A L} \simeq \sigma N_A L \quad (1.5)$$

και επομένως θα ισχύει:

$$I = I_0 \sigma N_A L \quad (1.6)$$

Επίσης, αν I_b είναι το πλήθος των εκπεμπόμενων σωματιδίων και N_a το πλήθος των βλημάτων που προσπίπτουν στο στόχο τότε θα ισχύει η σχέση:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{I_b}{N_a} \quad (1.7)$$



Σχήμα 1.1: Δέσμη σωματιδίων α αντιδρά με ένα στόχο αποτελούμενο από πυρήνες A. Το εκπεμπόμενο σωματίδιο b ανιχνεύεται από έναν ανιχνευτή τοποθετημένο σε γωνία θ και ο οποίος καλύπτει στερεά γωνία $d\Omega$.

Από τις τελευταίες δύο σχέσεις και γράφοντας την επιφανειακή ατομική πυκνότητα $N_A L$ [cm^{-2}] ως επιφανειακή πυκνότητα μάζας ξ [gr/cm^2] με τη βοήθεια του ατομικού

βάρους A και του αριθμού Avogadro N_A ($N_A L = \xi N_A / A$), προκύπτει η έκφραση (1.8), η οποία χρησιμοποιείται για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής, μετρώντας το πλήθος των προσπιπτώντων σωματιδίων N_a , τον απόλυτο αριθμό των εκπεμπόμενων σωματιδίων I_b και την επιφανειακή πυκνότητα ξ .

$$\sigma = \frac{AI_b}{N_A N_a \xi} \quad (1.8)$$

Αν λ είναι το μήκος κύματος de Broglie του βλήματος στην ενέργεια πρόσπτωσης ($\lambda \propto 1/\sqrt{E}$), τότε προκειμένου να πραγματοποιηθεί μια αντίδραση, πρέπει αρχικά, να ληφθεί υπόψη η πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν οι δύο πυρήνες, θεωρώντας τους υλικά σημεία χωρίς δομή, με ενεργό διατομή που δίνεται ως:

$$\sigma = \pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E} \quad (1.9)$$

Στη συνέχεια, λαμβάνεται υπόψη το γεγονός ότι η αλληλεπίδραση των πυρήνων γίνεται μέσα σε ένα απωστικό δυναμικό Coulomb το οποίο, μέσω του φαινομένου σήραγγος (βλ. §1.3) ξεπερνιέται και έτσι λαμβάνει χώρα η αντίδραση. Η πιθανότητα να συμβούν τα παραπάνω εκφράζεται από το λεγόμενο συντελεστή διέλευσης $T(E)$, οπότε η ενεργός διατομή μιας πυρηνικής αντίδρασης μπορεί να περιγραφεί ως γινόμενο:

$$\sigma \propto \frac{1}{E} T(E) \quad (1.10)$$

Εισάγοντας τον λεγόμενο αστροφυσικό παράγοντα, $S(E)$, (S-factor) στη σχέση (1.10) η τελευταία αναγράφεται ως:

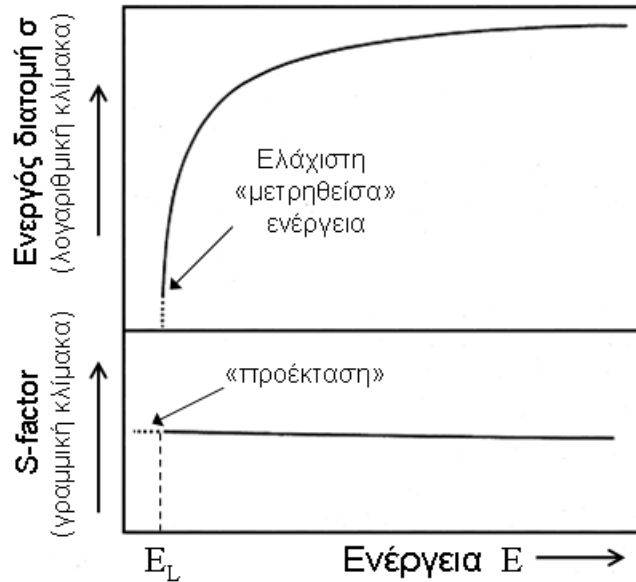
$$\sigma = S(E) \frac{1}{E} T(E) \quad (1.11)$$

Όπως αποδεικνύεται στην §1.3, ο συντελεστής διέλευσης $T(E)$ δίνεται από την σχέση $T(E) = e^{-2\pi\eta}$ με η την λεγόμενη παράμετρο Sommerfeld. Έτσι προκύπτει για τον αστροφυσικό παράγοντα S :

$$S(E) = E \sigma(E) e^{2\pi\eta(E)} \quad (1.12)$$

Ο παράγοντας αυτός καθορίζεται από τα πυρηνικά μεγέθη που υπεισέρχονται κατά την αντίδραση (όπως για παράδειγμα το δυναμικό της αλληλεπίδρασης) και εξαρτάται από την ενέργεια του βλήματος. Στην περίπτωση αντιδράσεων μη συντονιστικού χαρακτήρα, ο αστροφυσικός παράγοντας μεταβάλλεται ομαλά, σχεδόν γραμμικά, συναρτήσει της ενέργειας του βλήματος, σε αντίθεση με την αντίστοιχη ενεργό διατομή η οποία όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2 μπορεί να μεταβάλλεται κατά ορισμένες τάξεις μεγέθους για ενεργειακές μεταβολές ορισμένων MeV, εμφανίζοντας σχεδόν εκθετική συμπεριφορά. Συχνά, σε χαμηλές περιοχές ενεργειών, οι οποίες και αντιστοιχούν στο εύρος του παραθύρου Gamow, όπου η ενεργός

διατομή δεν είναι γνωστή λόγω έλλειψης πειραματικών δεδομένων, γίνεται προέκταση της γραμμικής προσαρμογής του αστροφυσικού παράγοντα σε δεδομένα πολύ χαμηλότερων ενεργειών.



Σχήμα 1.2: Τυπική μεταβολή της ενεργού διατομής και του αστροφυσικού παράγοντα για αντιδράσεις που δεν εξελίσσονται μέσω συντονισμού [Ro88]

1.2 Ρυθμός αντίδρασης

Ο ρυθμός μιας αντίδρασης $A(a, b)B$ είναι ένα μέγεθος που υπεισέρχεται στην πυρηνική αστροφυσική κατά τον υπολογισμό των περιεκτικοτήτων των στοιχείων και εκφράζει τον αριθμό των αντιδράσεων που συμβαίνουν στην μονάδα του χρόνου και ανά μονάδα όγκου, όταν σωματίδια a πυκνότητας N_a αλληλεπιδρούν με πυρήνες A πυκνότητας N_A σε αστρικό περιβάλλον θερμοκρασίας T . Ο ρυθμός αντίδρασης ορίζεται κατ' αρχάς από την σχέση:

$$r = N_a N_A \int_0^{\infty} f(v) \sigma(v) v dv \quad (1.13)$$

όπου v είναι η σχετική ταχύτητα των αλληλεπιδρώντων πυρήνων, $\sigma(v)$ η ενεργός διατομή της αντίδρασης για αυτή την κινητική ενέργεια και $f(v)$ η κατανομή ταχυτήτων στο συγκεκριμένο αστρικό περιβάλλον. Όπως περιγράφεται αναλυτικά στην εργασία [Ga03], η κατανομή ταχυτήτων σε ένα αστρικό αέριο περιγράφεται από την κατανομή Maxwell

Boltzmann και ο μέσος ρυθμός αντίδρασης ανά ζεύγος πυρήνων ορίζεται ως :

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} f(v)\sigma(v)dv \quad (1.14)$$

Πειραματικά ο μέσος ρυθμός $\langle \sigma v \rangle$ προκύπτει από πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών $\sigma(E)$, χρησιμοποιώντας τη σχέση ([Ro88]):

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^2 \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} E\sigma(E)e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (1.15)$$

Στην εξίσωση (1.15), μ είναι η ανηγμένη μάζα του καναλιού εισόδου της αντίδρασης και E η ενέργεια του βλήματος στο σύστημα του κέντρου μάζας.

Η σχέση (1.15) είναι ιδιαίτερης σημασίας για την Πυρηνική Αστροφυσική καθώς συνδέει ένα καθαρά «πυρηνικό» μέγεθος, την ενεργό διατομή $\sigma(E)$ με την θερμοκρασία του αστρικού περιβάλλοντος T μέσω του μέσου ρυθμού αντίδρασης $\langle \sigma v \rangle$. Επειδή δε ο μέσος ρυθμός αντίδρασης $\langle \sigma v \rangle$ εισάγεται επιπλέον ως συντελεστής στους υπολογισμούς περιεκτικότητας, η εξάρτηση των τελευταίων από «ακριβή» πυρηνικά δεδομένα γίνεται προφανής. Ο μέσος ρυθμός αντίδρασης που ορίστηκε εδώ, αναφέρεται σε αλληλεπιδρώντες πυρήνες που βρίσκονται στην βασική κατάσταση, σε αντιδράσεις δηλαδή που μελετώνται στο εργαστήριο. Στις ιδιαίτερα υψηλές θερμοκρασίες ενός αστρικού περιβάλλοντος η ύλη βρίσκεται σε μορφή πλάσματος και οι πυρήνες που λαμβάνουν μέρος στις αντιδράσεις μπορούν να βρίσκονται πέραν της βασικής τους κατάστασης και σε άλλες διεγερμένες καταστάσεις. Συνεπώς οι αστρικοί ρυθμοί αντίδρασης $\langle \sigma v \rangle^*$ υπολογίζονται με βάση τους αντίστοιχους ρυθμούς αντίδρασης $\langle \sigma v \rangle$ που προσδιορίζονται από μετρήσεις ενεργών διατομών στο εργαστήριο, ως :

$$\langle \sigma v \rangle^* = f^* \langle \sigma v \rangle \quad (1.16)$$

Στη σχέση (1.16) εισάγεται ο λεγόμενος παράγοντας αστρικής υπερεκτίμησης f^* (stellar enhancement factor), ο οποίος υπολογίζεται στην εργασία [An99] και εξαρτάται από την λεγόμενη συνάρτηση επιμερισμού. Ως συνάρτηση επιμερισμού $G(T)$, ενός πυρήνα ονομάζεται η πιθανότητα κατάληψης των διεγερμένων σταθμών του, λόγω της διέγερσής του σε ένα περιβάλλον θερμοκρασίας T . Για τον υπολογισμό της συνάρτησης αυτής $G(T)$, απαιτείται η γνώση της πυκνότητας πυρηνικών καταστάσεων του πυρήνα (βλέπε §5.1.1). Τόσο το μέγεθος αυτό, $G(T)$, όσο και ο παράγοντας αστρικής υπερεκτίμησης f^* δίνονται στη βιβλιογραφία υπό τη μορφή πινάκων (περισσότερες πληροφορίες για τον τρόπο υπολογισμού τους δίνονται στην διατριβή [Ts05]).

Σε ένα αστρικό περιβάλλον η αντίδραση $A(a, b)B$ μπορεί να συμβαίνει παράλληλα με την αντίστροφη της, $B(b, a)A$, και ο λόγος των μέσων ρυθμών των αντιδράσεων αυτών εξαρτάται από την τιμή Q της αντίδρασης και τη θερμοκρασία T του αστρικού περιβάλλοντος.

Εφαρμόζοντας το θεώρημα αμοιβαιότητας προκύπτει η σχέση [Ro88]:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{\beta\alpha}}{\langle \sigma v \rangle_{\alpha\beta}} = \frac{(2i_a + 1)(2J_A + 1)(1 + \delta_{\beta\alpha})}{(2i_b + 1)(2J_B + 1)(1 + \delta_{\alpha\beta})} \left(\frac{\mu_{\alpha\beta}}{\mu_{\beta\alpha}} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{Q}{kT} \right] \quad (1.17)$$

στην οποία i_a, i_b, J_A, J_B είναι οι ιδιοστροφορμές των συμμετεχόντων πυρήνων και $\mu_{\alpha\beta}, \mu_{\beta\alpha}$ οι ανηγμένες μάζες στο κανάλι εισόδου και εξόδου αντίστοιχα. Η ενέργεια πρόσπτωσης στην αντίστροφη αντίδραση θα είναι $E_{\beta\alpha} = E_{\alpha\beta} + Q$, όπως προκύπτει από την αρχή διατήρησης της ενέργειας. Συγκεκριμένα για αντιδράσεις φωτοδιάσπασης αποδεικνύεται [Ro88], ότι:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{\gamma\alpha}}{\langle \sigma v \rangle_{\alpha\gamma}} = \left(\frac{169}{8\pi^5} \right)^{1/2} \frac{(2i_\alpha + 1)(2J_A + 1)}{2J_B + 1} \left(\frac{\mu c^2}{kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{Q}{kT} \right] \quad (1.18)$$

Εξετάζοντας το παράδειγμα της αντίδρασης $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$, οι ιδιοστροφορμές είναι $i_\alpha = J_A = J_B = 0$, η ανηγμένη μάζα μc^2 ισούται με $\mu c^2 = 3.76 \text{ amu} = 3.493 \text{ GeV}$ και η τιμή Q είναι $Q = 3.956 \text{ MeV}$. Θεωρώντας συνθήκες αστρικής θερμοκρασίας $T = 2 \times 10^9 \text{ K}$, βρίσκεται ότι $kT = 0.164 \text{ MeV}$, επομένως από τη σχέση (1.18) προκύπτει ότι ο λόγος του μέσου ρυθμού των αντιδράσεων φωτοδιάσπασης προς τον μέσο ρυθμό αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίου α είναι ίσος με 2.67×10^{-5} .

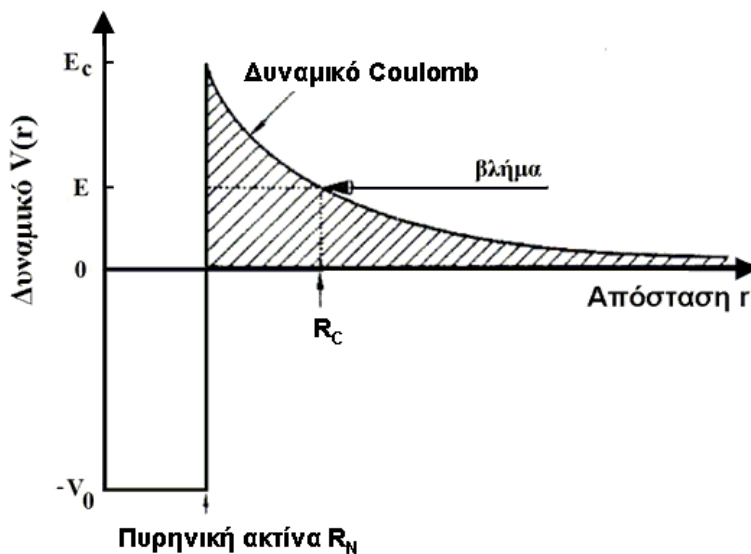
1.3 Φαινόμενο σήραγγος και φορμαλισμός Gamow

Η αλληλεπίδραση ενός φορτισμένου σωματιδίου (όπως το πρωτόνιο ή το σωματίδιο α) με έναν πυρήνα για αποστάσεις μεγαλύτερες της πυρηνικής ακτίνας διέπεται από το δυναμικό Coulomb:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.19)$$

όπου Z_1, Z_2 είναι οι ατομικοί αριθμοί των πυρήνων, R_1 και R_2 οι αντίστοιχες ακτίνες, e το φορτίο του ηλεκτρονίου, και r η μεταξύ τους απόσταση. Για αποστάσεις μικρότερες της πυρηνικής απόστασης $R_N = R_1 + R_2$ επικρατεί το ισχυρό ελκτικό πυρηνικό δυναμικό πεπερασμένης εμβέλειας, το οποίο σε πρώτη προσέγγιση έχει τη σταθερή τιμή $-V_0$ όπως απλά παριστάνεται στο σχήμα 1.3.

Κλασικά για ενέργειες βλήματος $E < E_C$ δεν επιτρέπεται η διέλευσή του στην περιοχή του πυρήνα ($r < R_N$) καθώς αυτό θα παραβίαζε την αρχή διατήρησης της ενέργειας. Όμως, στην κβαντομηχανική, η αρχή της απροσδιοριστίας επιτρέπει το ενδεχόμενο διέλευσης εφόσον αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί για χρονικές κλίμακες $\delta t \sim \frac{\hbar}{E_C - E}$.



Σχήμα 1.3: Δυναμικό Coulomb και πυρηνικό δυναμικό ($-V_0$) κατά την αλληλεπίδραση ενός βλήματος με ένα πυρήνα-στόχο, ενέργειας $E < E_C$.

Το φαινόμενο της διέλευσης διαμέσου ενός δυναμικού για ενέργεια μικρότερη από το ύψος του ονομάζεται "φαινόμενο σήραγγος", για το οποίο ορίζεται ο συντελεστής διέλευσης ως:

$$T = \frac{|\Psi(R_N)|^2}{|\Psi(R_C)|^2} \quad (1.20)$$

όπου $\Psi(R_{N,C})$ είναι οι κυματοσυναρτήσεις του βλήματος στις θέσεις R_N και R_C . Η πιθανότητα διέλευσης P του φράγματος δίνεται [Ro88] ως:

$$P = \exp \left[-2KR_C \left(\frac{\arctan(R_C/R_N - 1)^{1/2}}{(R_C/R_N - 1)^{1/2}} - \frac{R_N}{R_C} \right) \right] \quad (1.21)$$

με:

$$K = \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - E) \right]^{1/2} \quad (1.22)$$

Στις σχέσεις (1.21) και (1.22), R_C είναι η ελάχιστη απόσταση προσέγγισης των δύο πυρήνων και $E_C = V_C(r = R_N)$. Η πιθανότητα αυτή σε ένα αστρικό περιβάλλον, όπου $E \ll E_C$, γράφεται ως [Ro88]:

$$P = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.23)$$

Η ποσότητα η λέγεται παράμετρος Sommerfeld και υπολογίζεται, ως συνάρτηση της ενέργειας στο σύστημα του κέντρου μάζας, από την έκφραση:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E}} \quad (1.24)$$

Ο αστροφυσικός παράγοντας S , ο ρυθμός αντίδρασης $\langle \sigma v \rangle$ και η παράμετρος Sommerfeld χρησιμοποιούνται κατά κόρο στην Πυρηνική Αστροφυσική. Πλέον των μεγεθών αυτών, καθοριστικής σημασίας είναι και η λεγόμενη «ενέργεια Gamow» E_G , η κορυφή Gamow E_0 και το «παράθυρο Gamow» ΔE , τα οποία περιγράφονται αναλυτικά στην εργασία [Ga03] και γι'αυτό παρουσιάζονται εν συντομία παρακάτω.

Έχοντας προσδιορίσει το συντελεστή διέλευσης από το δυναμικό Coulomb, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.11) και (1.15) και θεωρώντας ότι ο αστροφυσικός παράγοντας παραμένει σταθερός στην ενεργειακή περιοχή πραγματοποίησης της αντίδρασης, τότε αποδεικνύεται ότι:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \int_0^\infty \exp \left[-\frac{E}{kT} - \left(\frac{E_G}{E} \right)^{1/2} \right] \quad (1.25)$$

με E_G , που αναφέρεται ως ενέργεια Gamow, να δίνεται από τη σχέση:

$$E_G = 2\mu \left(\frac{Z_1 Z_2 \pi e}{\hbar} \right)^2 \quad (1.26)$$

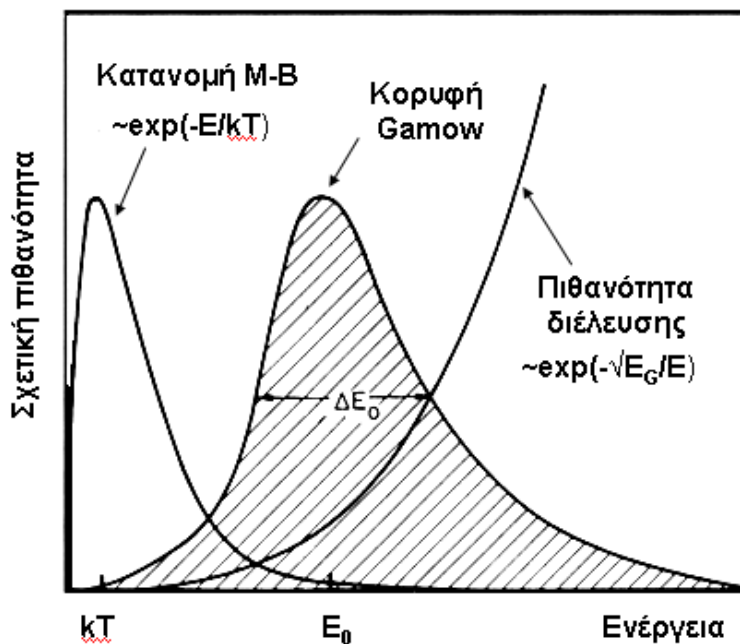
Στη σχέση (1.25) η συνάρτηση προς ολοκλήρωση ονομάζεται κατανομή Gamow και το γράφημα της απεικονίζεται σε μεγέθυνση στο σχήμα 1.4. Η κατανομή Gamow προσεγγίζεται με μια κανονική κατανομή της οποίας η μέση τιμή και το εύρος στο $1/e$ του ύψους της δίνονται στις σχέσεις (1.28) και (1.27) και αντιστοιχούν στην πιθανότερη ενέργεια (E_0), και το ενεργειακό εύρος (ΔE_0), όπου λαμβάνει χώρα η πλειοψηφία των αντιδράσεων σε ένα περιβάλλον θερμοκρασίας T . Το ενεργειακό αυτό εύρος ΔE_0 λέγεται παράθυρο Gamow και δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta E = 0.749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} [keV] \quad (1.27)$$

ενώ η κορυφή Gamow, E_0 , υπολογίζεται ως:

$$E_0 = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} [keV] \quad (1.28)$$

Στις συνθήκες που λαμβάνει χώρα η διεργασία p, οι θερμοκρασίες κυμαίνονται μεταξύ $1.8 - 3.3 \times 10^9$ K και με βάση τα παραπάνω οι αντιδράσεις σύλληψης σωματιδίων α συμβαίνουν σε ενέργειες που δίνονται στον πίνακα 1.1, για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία.



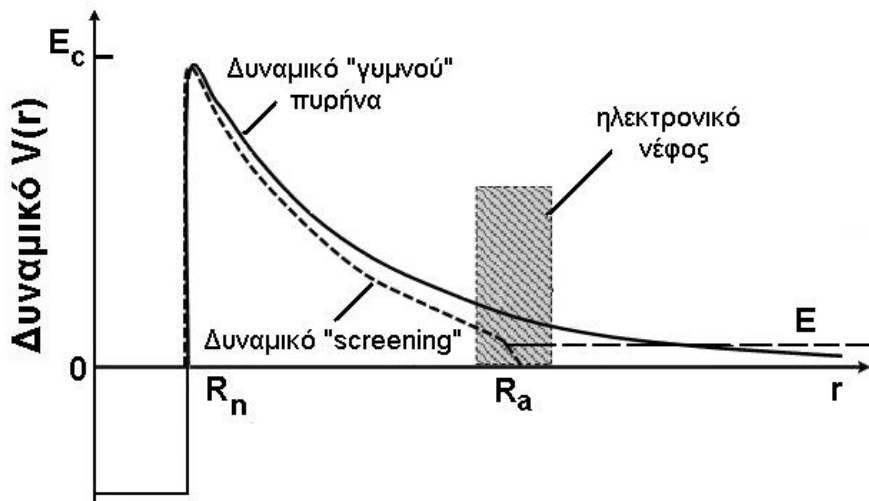
Σχήμα 1.4: Η γραμμοσκιασμένη περιοχή αντιστοιχεί στην περιοχή που ορίζεται από την κατανομή Gamow (σε μεγέθυνση), η οποία προκύπτει από το γινόμενο της πιθανότητας διέλευσης του φράγματος Coulomb και της κατανομής Maxwell-Boltzmann [Ro88].

Πίνακας 1.1: Τα ενεργειακά παράθυρα Gamow των αντιδράσεων που μελετήθηκαν

Αντίδραση	Παράθυρο Gamow (MeV)
$^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$	4.10-9.20
$^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$	4.10-9.20
$^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$	4.30-9.57
$^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$	4.30-9.58
$^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$	4.31-9.59
$^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$	5.77-12.26
$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$	5.93-12.56

1.4 Το φαινόμενο "Screening"

Κατά την πραγματοποίηση μιας πυρηνικής αντίδρασης στο εργαστήριο είναι προφανές ότι οι πυρήνες-στόχοι βρίσκονται στην βασική τους κατάσταση και επιπλέον τα άτομα-στόχοι είναι ουδέτερα και όχι ιονισμένα. Σε αστρικά περιβάλλοντα τα άτομα-στόχοι είναι κατά κανόνα ιονισμένα (πλάσμα) και οι πυρήνες-στόχοι είναι δυνατόν να βρίσκονται, πλην της βασικής τους, και σε διεγερμένες ενεργειακά καταστάσεις. Λόγω του ηλεκτρονικού νέφους που περιβάλλει ένα άτομο-στόχο σε πειράματα στο εργαστήριο είναι προφανές ότι το (απωστικό) δυναμικό Coulomb είναι μειωμένο κατά μία ποσότητα λόγω της ανταγωνιστικής ελκτικής δύναμης ανάμεσα στο αρνητικά φορτισμένο ηλεκτρονικό νέφος και τα θετικά φορτισμένα ιόντα της δέσμης με την οποία βομβαρδίζονται οι πυρήνες-στόχοι.



Σχήμα 1.5: Δυναμικό Coulomb για γυμνό πυρήνα (συνεχής γραμμή) και δυναμικό πυρήνα που περιβάλλεται από ηλεκτρονικό νέφος (διακεκομμένη γραμμή), όπως προκύπτει λόγω του φαινομένου screening .

Τα παραπάνω περιγράφονται ως «electron screening», λόγω του οποίου οι ενεργές διατομές που προσδιορίζονται πειραματικά στο εργαστήριο πρέπει να διορθωθούν κατά ένα συντελεστή f_s ο οποίος ορίζεται ως :

$$f_s = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} \quad (1.29)$$

όπου σ_b είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης για γυμνούς πυρήνες και σ_s για πυρήνες με ηλεκτρονικό νέφος. Για τον παράγοντα f_s , γνωστού και ως παράγοντα ενίσχυσης λόγω

screening, ισχύει [Ro88]:

$$f_s = \frac{\sigma_b(E + U_e)}{\sigma_b(E)} \quad (1.30)$$

με U_e το δυναμικό screening, το οποίο δίνεται [Ro88], ως:

$$U_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_\alpha} \quad (1.31)$$

Στη σχέση (1.31), R_α είναι η ατομική ακτίνα, όπως συμβολίζεται στο σχήμα 1.5. Στην παρούσα εργασία υιοθετήθηκε το «βασικό» δυναμικό screening, που αναφέρεται στο δυναμικό screening που αναπτύσσεται στο σύστημα $d + d$ και έχει τιμή $U_e = 300$ eV [Ke06]. Το δυναμικό αυτό πρέπει στη συνέχεια να κανονικοποιηθεί για τα φορτία Z_1 και Z_2 των πυρήνων-βλημάτων και πυρήνων-στόχων, αντίστοιχα, οπότε το τελικό δυναμικό screening δίνεται ως $U_e = 0.3Z_1Z_2$ keV [Sy07]. Από την εργασία [Ra02] προκύπτει ότι για τις ενέργειες των σωματιδίων a που χρησιμοποιήθηκαν, ορισμένων MeV όπου ($U_e/E \ll 0.1$), θα ισχύει η παρακάτω σχέση:

$$f_{lab} = \frac{E}{E + U_e} \exp[\pi n(E)U_e/E] \quad (1.32)$$

Όπου για το γινόμενο πn ισχύει η έκφραση [Ro88]:

$$2\pi n = 31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2} \quad (1.33)$$

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω εκφράσεις προσδιορίστηκε ο παράγοντας f_s για κάθε περίπτωση και με τον τρόπο αυτό υπολογίστηκε η ενεργός διατομή για γυμνούς πυρήνες σ_b προκειμένου να χρησιμοποιηθεί για τη σύγκριση με τις θεωρητικές προβλέψεις. Ο παράγοντας ενίσχυσης για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν κυμάνθηκε μεταξύ 1.03 και 1.11.

1.5 Πυρηνικές αντιδράσεις σύλληψης σύνθετου πυρήνα

Όλες οι αντιδράσεις που μελετήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας χαρακτηρίζονται ως αντιδράσεις σύλληψης μέσω σχηματισμού σύνθετου πυρήνα που συμβολίζονται ως



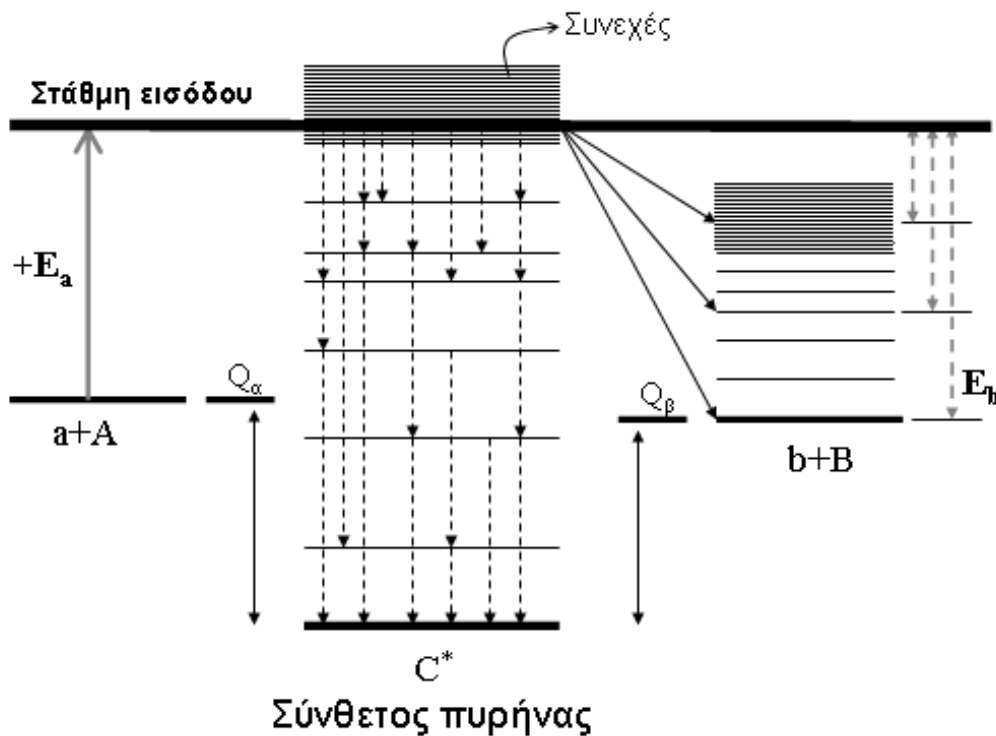
Το σύστημα (a, A) αποτελεί το κανάλι "εισόδου" και το ζεύγος (b, B) το κανάλι "εξόδου" της αντίδρασης. Η ιδέα του σύνθετου πυρήνα διατυπώθηκε αρχικά από τον Bohr [Bo36] παράλληλα με την "υπόθεση της ανεξαρτησίας", σύμφωνα με την οποία οι διάφορες πιθανές

τελικές καταστάσεις του σύνθετου πυρήνα εξαρτώνται από την ιδιοστροφορμή και την ομοτιμία της σχηματιζόμενης στάθμης εισόδου είναι όμως ως ενδεχόμενα ασυσχέτιστα τόσο από το κανάλι εισόδου όσο και μεταξύ τους. Στηριζόμενοι στην υπόθεση της ανεξαρτησίας του Bohr, οι Weisskopf και Ewing [We40] ανέπτυξαν ένα στατιστικό πρότυπο με σκοπό τον υπολογισμό των ενεργών διατομών αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα. Το εν λόγω πρότυπο βελτιώθηκε από τους Hauser και Feshbach [HF52] οι οποίοι έλαβαν υπόψη τους και την ύπαρξη διακριτών σταθμών με καθορισμένη στροφορμή και ομοτιμία. Έτσι προέκυψε η θεωρία Hauser-Feshbach, η οποία παρουσιάζεται σύντομα στην επόμενη παράγραφο.

Ο σύνθετος πυρήνας C^* σχηματίζεται σε ενέργεια διέγερσης E^* :

$$E^* = E_{cm} + Q \quad (1.35)$$

όπου E_{cm} είναι η ενέργεια στο σύστημα του κέντρου μάζας και Q η τιμή Q της αντίδρασης. Ένα απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα μια αντίδρασης σύνθετου πυρήνα δίνεται στο σχήμα 1.6.



Σχήμα 1.6: Ενεργειακό διάγραμμα μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα. Ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί είτε με εκπομπή ακτίνων γ είτε με εκπομπή σωματιδίου b και το σχηματισμό του παραγόμενου πυρήνα B , στη βασική ή σε κάποια διεγερμένη κατάσταση του.

Στο διάγραμμα αυτό ο σύνθετος πυρήνας σχηματίζεται σε ενέργεια διέγερσης ίση με

το άθροισμα της κινητικής ενέργειας του βλήματος και τιμής Q της αντίδρασης. Καθώς η κατανομή ενεργειών της εισερχόμενης δέσμης μπορεί να εμφανίζει μια διασπορά ΔE , θα σχηματίζονται αντίστοιχα σύνθετοι πυρήνες με ενέργειες διέγερσης μέσα σε εύρος ΔE . Στις αντιδράσεις σύλληψης α-σωματιδίων που μελετήθηκαν στην παρούσα διατριβή οι ενέργειες της δέσμης κυμαίνονταν μεταξύ 5 και 10 MeV και οι αντίστοιχες ενέργειες διέγερσης του σύνθετου πυρήνα ήταν μεταξύ 9 και 14 MeV. Η ενεργειακή αυτή περιοχή αντιστοιχεί στο συνεχές φάσμα διέγερσης του σύνθετου πυρήνα. Επιπλέον, λόγω του ενεργειακού «διασκορπισμού» της δέσμης στο στόχο, ο ενδιαμέσος πυρήνας διεγείρεται σε στάθμες που καλύπτουν ένα εύρος της τάξης των 20 keV (βλ. §3.2.5) γύρω από τη στάθμη εισόδου, ενέργειας E^* (βλ. σχέση 1.35).

Στο κανάλι εξόδου της αντίδρασης, ο ενδιαμέσος πυρήνας, ανάλογα με την ενέργεια διέγερσης μπορεί να αποδιεγερθεί είτε μέσω εκπομπής σωματιδίου είτε μέσω εκπομπής ακτίνας γ . Στην τελευταία περίπτωση η αντίδραση ονομάζεται αντίδραση σύλληψης με εκπομπή γ -ακτινοβολίας και συμβολίζεται ως:



Σε μια αντίδραση σύλληψης ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί είτε με απευθείας μετάπτωση γ από τη στάθμη εισόδου στην βασική στάθμη είτε με μεταπτώσεις γ από τη στάθμη εισόδου σε άλλες «διακριτές» στάθμες και στη συνέχεια στην βασική. Οι ακτίνες γ που εκπέμπονται από την αποδιέγερση της στάθμης εισόδου ονομάζονται πρωτογενείς ακτίνες γ (primaries), ενώ οι ακτίνες γ που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση διακριτών καταστάσεων σε ενεργειακά χαμηλότερες στάθμες ή τη βασική λέγονται δευτερογενείς ακτίνες γ (secondaries). Κάθε μετάπτωση γ έχει δυνατές τιμές πολυπολικότητας λ και μπορεί να είναι είτε «ηλεκτρική» ($E(\lambda)$), είτε «μαγνητική» ($M(\lambda)$), ή συνδυασμός τους ανάλογα με τις τιμές της ομοτιμίας και της ιδιοστροφορμής των σταθμών που συμμετέχουν στην αποδιέγερση, σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$|J_f - J_i| \leq \lambda \leq |J_f + J_i| \quad (1.37)$$

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^\lambda, & E(\lambda) \\ (-1)^{\lambda-1}, & M(\lambda) \end{cases} \quad (1.38)$$

όπου, J_i και π_i είναι η ιδιοστροφορμή και η ομοτιμία της αρχικής στάθμης και J_f και π_f οι αντίστοιχες τιμές της τελικής κατάστασης. Εφόσον κατά την αποδιέγερση συμβαίνει μετάπτωση μεταξύ σταθμών χωρίς μεταβολή της ιδιοστροφορμής ($0 \rightarrow 0$) τότε η αποδιέγερση αυτή συμβαίνει χωρίς την εκπομπή ακτινοβολίας γ ($E0$), μέσω του μηχανισμού της εσωτερικής μετατροπής.

Για ενέργειες μεταξύ 10 και 200 MeV, μια πυρηνική αντίδραση μπορεί να λάβει χώρα είτε μέσω του λεγόμενου μηχανισμού προ-ισορροπίας είτε του μηχανισμού άμεσων αντιδράσεων [Sa90] με τον μηχανισμό σύλληψης να μην εξαλείφεται πλήρως αλλά να είναι σχεδόν απίθανος. Για ενέργειες μεταξύ 10 και 50 MeV υπερισχύει ο μηχανισμός προ-ισορροπίας ενώ για μεγάλες ενέργειες επικρατεί η συνιστώσα των άμεσων αντιδράσεων. Οι παραπάνω τρεις μηχανισμοί αντιδράσεων διαφοροποιούνται ως προς τη χρονική κλίμακα στην οποία εξελίσσονται. Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ο χρόνος αλληλεπίδρασης είναι της τάξης 10^{-16} s, για αντιδράσεις προ-ισορροπίας 10^{-18} s και για τις άμεσες αντιδράσεις 10^{-22} s [Π08].

Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα το βλήμα και ο στόχος "συντήκονται" και δημιουργείται ένα ενδιάμεσο σύστημα, ο σύνθετος πυρήνας, σε διεγερμένη κατάσταση μέχρις ότου η ενέργεια διέγερσης κατανεμηθεί ομοιόμορφα μεταξύ των νουκλεονίων. Στη συνέχεια το σύστημα αποδιεγείρεται είτε μέσω εκπομπής ακτινοβολίας γ είτε μέσω εκπομπής σωματιδίου, εφόσον υπάρχει επαρκές ποσό ενέργειας γι'αυτό, εντοπισμένο τυχαία σε κάποιο νουκλεόνιο ή ομάδα νουκλεονίων του σύνθετου πυρήνα. Εάν η αποδιέγερση του σύνθετου συστήματος γίνει πριν την αποκατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας τότε η αντίδραση περιγράφεται μέσω του μηχανισμού προ-ισορροπίας. Εντός χρόνου $\sim 10^{-21}$ s, όσο δηλαδή και ο χρόνος που απαιτείται ώστε το βλήμα να διασχίσει το στόχο, λαμβάνουν χώρα άμεσες αντιδράσεις, στις οποίες δεν σχηματίζεται κάποιος ενδιάμεσος πυρήνας αλλά το σύστημα μεταβαίνει απευθείας από την αρχική στην τελική κατάσταση. Ο μηχανισμός άμεσης αντίδρασης υπερισχύει σε πολλές κατηγορίες αντιδράσεων όπως: α) αντιδράσεις ανταλλαγής φορτίου (π.χ. αντιδράσεις (p, n)), β) αντιδράσεις απογύμνωσης ή υφαρπαγής (π.χ. αντιδράσεις (d, p)), γ) ελαστική ή ανελαστική σκέδαση (π.χ. αντιδράσεις (p, p) , (p, p')) αντίστοιχα [Π08].

Για τη περιγραφή των τριών μηχανισμών και τον υπολογισμό των ενεργών διατομών των αντίστοιχων αντιδράσεων γίνονται διαφορετικές υποθέσεις και χρησιμοποιούνται διαφορετικά πρότυπα για την περιγραφή τους. Εξαιτίας του μεγάλου χρόνου αλληλεπίδρασης στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα θεωρείται ότι η τελική κατάσταση είναι ασυσχέτιστη με το κανάλι εισόδου (a, A) , και η ενεργός διατομή προσδιορίζεται με στατιστικό τρόπο, λαμβάνοντας υπόψη την δυνατότητα σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα σε πιθανές καταστάσεις ορισμένης ιδιοστροφορμής και ομοτιμίας. Αντίθετα στις άμεσες αντιδράσεις η αρχική και τελική κατάσταση του συστήματος συνδέονται άμεσα χωρίς την μεσολάβηση κάποιας ενδιάμεσης κατάστασης σύνθετου πυρήνα.

Όπως προαναφέρθηκε, στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν αντιδράσεις σύλληψης σωματιδίου α σε ενέργειες ≤ 10 MeV. Σε αυτές τις χαμηλές ενέργειες οι αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα μέσω του μηχανισμού σύνθετου πυρήνα και η ενεργός διατομή υπολογίζεται με τον φορμαλισμό Hauser-Feshbach που περιγράφεται στην συνέχεια.

1.6 Η θεωρία Hauser-Feshbach

Η θεωρία Hauser-Feshbach περιγράφει τον σχηματισμό και την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα χρησιμοποιώντας συγκεκριμένες πυρηνικές παραμέτρους και μεγέθη αλλά και αρχές διατήρησης όπως πολύ αναλυτικά δίνεται στην αναφορά [Ga03]. Έτσι εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της συνολικής στροφορμής του συστήματος κατά την αντίδραση, ισχύει:

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S} \quad (1.39)$$

Με ℓ να είναι η τροχιακή στροφορμή του βλήματος. Αν s είναι ιδιοστροφορμή του βλήματος, I , π_t η ιδιοστροφορμή I και η ομοτιμία του πυρήνα-στόχου και J , π είναι η ιδιοστροφορμή και η ομοτιμία της στάθμης στην οποία σχηματίζεται ο σύνθετος πυρήνας, τότε η ιδιοστροφορμή του καναλιού εισόδου, \vec{S} , ορίζεται από την εξίσωση:

$$\vec{S} = \vec{s} + \vec{I} \quad (1.40)$$

Από τις σχέσεις (1.39) και (1.40) προκύπτουν οι δυνατές τιμές των S και J :

$$\begin{aligned} |s - I| \leq S \leq |s + I| \\ |\ell - S| \leq J \leq |\ell + S| \end{aligned} \quad (1.41)$$

Επιπλέον, εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της ομοτιμίας θα ισχύει:

$$\pi = \pi_\ell (-1)^\ell \quad (1.42)$$

Κάθε ενδεχόμενο πραγματοποίησης της αντίδρασης $A(a, b)B$ μέσω σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα σε κατάσταση ορισμένης στροφορμής και ομοτιμίας συνεισφέρει με ενεργό διατομή $\sigma_{\alpha\beta}^{J\pi}$ (όπου α , β είναι το κανάλι εισόδου και εξόδου αντίστοιχα) στην συνολική ενεργό διατομή της αντίδρασης, $\sigma_{\alpha\beta}$, η οποία υπολογίζεται έπειτα από άθροιση σε όλες τις δυνατές τιμές των J και π :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J\pi} \sigma_{\alpha\beta}^{J\pi} \quad (1.43)$$

Στη συνέχεια θεωρώντας την υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr η ενεργός διατομή $\sigma_{\alpha\beta}^{J\pi}$ μπορεί να γραφτεί ως:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J\pi} = \sigma_{CN}^{J\pi}(\alpha) \cdot P_\beta^{J\pi} \quad (1.44)$$

όπου, $\sigma_{CN}^{J\pi}(\alpha)$ είναι η ενεργός διατομή σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα σε στάθμη $J\pi$ από το κανάλι εισόδου α και $P_\beta^{J\pi}$ είναι η πιθανότητα αποδιέγερσης της στάθμης αυτής μέσω του καναλιού β .

Για τον προσδιορισμό του πρώτου όρου του γινομένου της σχέσης (1.44) θεωρείται ότι η ενεργός διατομή σχηματισμού σύνθετου πυρήνα ισούται με την ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης ενός βλήματος a από ένα κέντρο σκέδασης αποτελούμενο από τον πυρήνα A . Αυτή η ενεργός διατομή μπορεί να γραφτεί σε μορφή αναπτύγματος μερικών κυμάτων τροχιακής στροφορμής ℓ και συντελεστή διέλευσης $T_\ell(\alpha)$. Αν $\sigma_{CN}(\alpha)$ είναι η ολική ενεργός διατομή σχηματισμού σύνθετου πυρήνα μέσω του καναλιού α και λ_α το μήκος κύματος de Broglie της δέσμης, τότε θα ισχύει:

$$\sigma_{CN}(\alpha) = \sum_{J^\pi} \sigma_{CN}^{J^\pi}(\alpha) = \pi \lambda_\alpha^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_\ell(\alpha) \quad (1.45)$$

Από την τελευταία σχέση και θεωρώντας τον συντελεστή διέλευσης $T^{J^\pi}(\alpha)$, όπως δίνεται από τη σχέση $T^{J^\pi}(\alpha) = \sum_{S,\ell} T_\ell(\alpha)$, αποδεικνύεται [Ga03], ότι ο πρώτος όρος του γινομένου στη σχέση (1.44) δίνεται από τη σχέση (1.46):

$$\sigma_{CN}^{J^\pi}(\alpha) = \pi \lambda_\alpha^2 \frac{(2J + 1)}{(2s + 1)(2I + 1)} T^{J^\pi}(\alpha) \quad (1.46)$$

ενώ ο δεύτερος όρος $P_\beta^{J^\pi}$ του γινομένου της σχέσης (1.44) μπορεί να εκφραστεί μέσω του πλάτους αποδιέγερσης του καναλιού β , $\Gamma_\beta^{J^\pi}$, και του ολικού πλάτους αποδιέγερσης $\Gamma_{tot}^{J^\pi}$ ως:

$$P_\beta^{J^\pi} = \frac{\Gamma_\beta^{J^\pi}}{\Gamma_{tot}^{J^\pi}} \quad (1.47)$$

Ο λόγος στη σχέση (1.47) υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το θεώρημα αμοιβαιότητας, το οποίο συνδέει την ενεργό διατομή $\sigma_{\alpha\beta}$ της αντίδρασης $A(\alpha, \beta)B$ με την ενεργό διατομή $\sigma_{\beta\alpha}$ της αντίστροφης αντίδρασης $B(\beta, \alpha)A$ και σύμφωνα με την εργασία [Bl79] ισχύει:

$$\Gamma_\beta^{J^\pi} \propto \frac{g_\beta}{\lambda_\beta^2} \sigma_{CN}^{J^\pi}(\beta) \quad (1.48)$$

Το σύμβολο g_β είναι το στατιστικό βάρος του καναλιού εξόδου και δίνεται ως $g_\beta = (2s' + 1)(2I_Y + 1)$, όπου s' και I_Y είναι οι ιδιοστροφορμές του εκπεμπόμενου σωματιδίου και του τελικού πυρήνα, αντίστοιχα. Από τις εξισώσεις (1.48) και (1.44) προκύπτει τελικά ότι:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J^\pi} = \sigma_{CN}^{J^\pi}(\alpha) \frac{\frac{g_\beta}{\lambda_\beta^2} \sigma_{CN}^{J^\pi}(\beta)}{\sum_e \frac{g_e}{\lambda_e^2} \sigma_{CN}^{J^\pi}(e)} \quad (1.49)$$

Επομένως, η ενεργός διατομή της αντίδρασης μπορεί να προσδιοριστεί εφόσον είναι γνωστές όλες οι επιμέρους ενεργές διατομές σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα $\sigma_{CN}^{J^\pi}(e)$ για

όλα τα δυνατά κανάλια εισόδου e , οι τελευταίες, μέσω του θεωρήματος αμοιβαιότητας, αντιστοιχούν στους δυνατούς τρόπους αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα. Ο υπολογισμός των τελευταίων, μέσω της σχέσης (1.46), ανάγεται σε πρόβλημα υπολογισμού των συντελεστών διέλευσης όλων των καναλιών εξόδου β . Έτσι, αποδεικνύεται ότι η ενεργός διατομή της αντίδρασης $A(\alpha, \beta)B$ στη θεωρία Hauser-Feshbach δίνεται ως:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_{\alpha}^2 \frac{1}{(2i_{\alpha} + 1)(2J_A + 1)} \sum_{J_C^{\pi}} (2J_C + 1) \frac{T^{J_C^{\pi}}(\alpha)T^{J_C^{\pi}}(\beta)}{\sum_e T^{J_C^{\pi}}(e)} \quad (1.50)$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι, σε ενέργειες δέσμης, όπου δεν είναι πολλά κανάλια εξόδου ανοιχτά, στην παραπάνω σχέση εισάγεται ο πολλαπλασιαστικός διορθωτικός παράγοντας διακύμανσης πλάτους $W_{\alpha\beta}$, ο οποίος περιγράφει την επίδραση της σχέσης ανάμεσα στα προσπίπτοντα μερικά κύματα και στα εκπεμπόμενα κύματα και υπολογίζεται με τη μέθοδο των Hoffman et. al [Ho80].

Στους υπολογισμούς μέσω της παραπάνω σχέσης υπεισέρχονται οι πυρηνικές μάζες από τις οποίες προσδιορίζεται η τιμή Q της αντίδρασης και συνεπώς η ενέργεια της στάθμης εισόδου ($E = E_{cm} + Q$), η οποία υπεισέρχεται στον υπολογισμό των συντελεστών διέλευσης, καθώς και το μήκος κύματος λ_{α} του καναλιού εισόδου αφού $\lambda_{\alpha} = \frac{h}{\sqrt{2\mu E_{cm}}}$. Επιπλέον, καθώς η ενέργεια διέγερσης γίνεται μεγαλύτερη, όσο αυξάνεται η ενέργεια, η πυκνότητα των ενεργειακών σταθμών αυξάνεται, όπως φαίνεται στο σχήμα (1.6), και εκτός από την άθροιση των διακριτών ενεργειακών σταθμών στις χαμηλότερες ενέργειες, πρέπει να ληφθεί υπόψη και η περιγραφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων για την ενεργειακή περιοχή του συνεχούς. Για τον λόγο αυτό το άθροισμα στον παρονομαστή της σχέσης (1.50) υπολογίζεται ως:

$$\sum_e T_e(J^{\pi}) = \sum_e \sum_i T_e^i(J^{\pi}) + \sum_{e, I, \pi'} \int T(E', J^{\pi}) \rho(E', I, \pi') dE' \quad (1.51)$$

όπου, e είναι το κανάλι εξόδου, i ο αριθμός των διακριτών σταθμών ενώ στο συνεχές η ολοκλήρωση γίνεται σε όλες τις ενέργειες E' μέχρι την ενέργεια διέγερσης. Στην ολοκλήρωση αυτή, $\rho(E', I, \pi')$ είναι η πυκνότητα πυρηνικών σταθμών ανά μονάδα ενέργειας για ενέργεια διέγερσης E' σε κατάσταση στροφορμής I και ομοτιμίας π' . Επίσης για τον υπολογισμό των συντελεστών διέλευσης μέσα από το δυναμικό ενός πυρήνα πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση Schrödinger για ένα πρόβλημα αλληλεπίδρασης δυο σωματιδίων χωρίς δομή μέσω ενός πρότυπου οπτικού δυναμικού ενώ για τους συντελεστές διέλευσης για την εκπομπή ακτίνων γ πρέπει να ληφθεί υπόψη ο μηχανισμός εκπομπής ακτίνων γ από τον πυρήνα, ο οποίος περιγράφεται από την συνάρτηση ισχύος ακτινοβολίας γ [Ko90].

Με βάση τα παραπάνω, μέσω της θεωρίας Hauser-Feshbach μπορεί να υπολογιστεί η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης εφόσον είναι γνωστοί οι συντελεστές διέλευσης των καναλιών εισόδου και εξόδου καθώς και κάθε άλλου δυνατού καναλιού εξόδου για δεδομένη ενέργεια δέσμης. Στον υπολογισμό των συντελεστών αυτών υπεισέρχονται οι παρακάτω πυρηνικές παραμέτροι για το εκάστοτε κανάλι:

- Το οπτικό δυναμικό μεταξύ νουκλεονίου και πυρήνα ή σωματιδίου α και πυρήνα
- Η συνάρτηση ισχύος ακτίνων γ
- Η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων
- Οι μάζες των συμμετεχόντων πυρήνων

Για τον προσδιορισμό των παραμέτρων αυτών χρησιμοποιούνται φαινομενολογικά ή μικροσκοπικά πρότυπα όπως περιγράφεται στο πέμπτο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 2

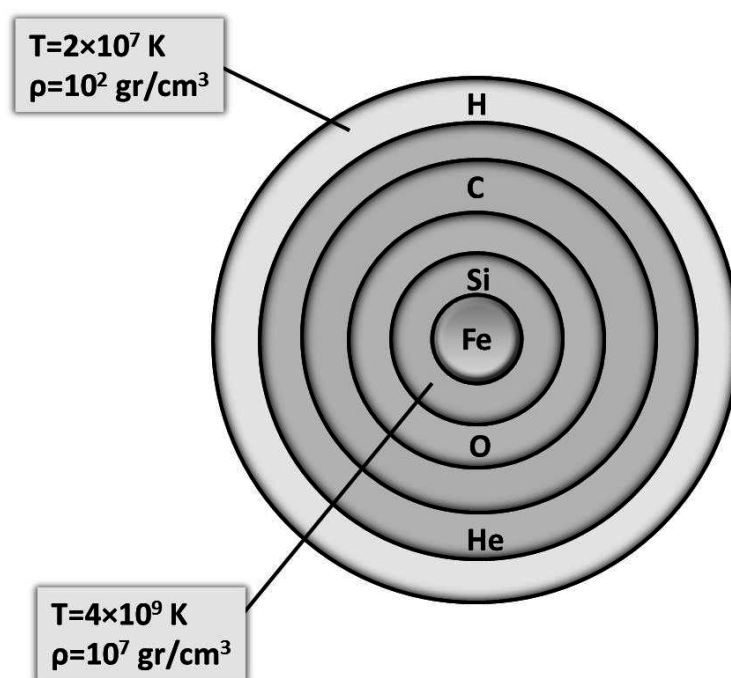
Στοιχεία Αστρικής Πυρηνοσύνθεσης

2.1 Γέννηση εξέλιξη και θάνατος ενός αστέρα

Αστέρες σχηματίζονται σε νεφελώματα όταν μεσοαστρική ύλη κατάλληλης μάζας ($0.08M_{\odot} < M < 60M_{\odot}$, με M_{\odot} το σύμβολο για την μάζα του Ήλιου) υφίσταται βαρυτική κατάρρευση. Η μεσοαστρική ύλη ενός νεφελώματος αποτελείται κυρίως από ^1H , το οποίο σχηματίστηκε αμέσως μετά την Μεγάλη Έκρηξη ("Big Bang") μαζί με ελάχιστες κατά αναλογία ποσότητες ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li και ^7Li . Στα νεφελώματα αυτά είναι δυνατόν να υπάρχουν και βαρύτερα στοιχεία σε μικρές ποσότητες που προέρχονται από αστέρες προηγούμενων γενεών, που έχουν εν τω μεταξύ "πεθάνει" όπως περιγράφεται παρακάτω.

Όταν η θερμοκρασία στον πυρήνα ενός "πρωταστέρα" που υφίσταται βαρυτική κατάρρευση η θερμοκρασία ανέλθει στους 10^7 K [Ro88] ξεκινά η "καύση" του Υδρογόνου, εκείνες δηλαδή οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της λεγόμενης αλυσίδας "πρωτονίου-πρωτονίου" (proton-proton chain), μέσω των οποίων τελικά σχηματίζεται ένας πυρήνας ^4He . Η διαδικασία αυτή είναι εξώθερμη και στο κέντρο του αστέρα εκλύονται μεγάλα ποσά ενέργειας έτσι η βαρυτική κατάρρευση του αστέρα σταματά καθώς με την έναρξη των πυρηνικών αντιδράσεων η εσωτερική πίεση του αστέρα αυξάνει με αποτέλεσμα να ισορροπείται η δύναμη της βαρύτητας και στον αστέρα να επιτυγχάνεται υδροστατική και θερμική ισορροπία. Από το σημείο αυτό η εξέλιξη της πορεία του αστέρα εξαρτάται από την μάζα του και την αρχική του σύσταση [Ro88]. Όταν το υδρογόνο στον πυρήνα του αστέρα εξαντληθεί, αίρεται η ισορροπία και το αστέρι επανέρχεται σε κατάσταση βαρυτικής κατάρρευσης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την περαιτέρω αύξηση της πυκνότητας και της θερμοκρασίας του πυρήνα του, ο οποίος αποτελείται σχεδόν αποκλειστικά από He, μέχρις ότου επιτευχθούν οι συνθήκες για την έναρξη της καύσης του He οπότε και επανέρχεται θερμοδυναμική ισορροπία. Βαρυτική κατάρρευση και υδροστατική/θερμική ισορροπία εναλλάσσονται μέσω της "καύ-

σης” διαφόρων στοιχείων σε διαφορετικές φάσεις που είναι οι εξής: Καύση H, He, C, Ne, O και Si. Οι αντιδράσεις που συντελούνται σε αυτές τις φάσεις καύσεων, συνθέτουν τους λεγόμενους κύκλους πυρηνικών αντιδράσεων και συγκεκριμένα: κύκλος pp, CNO, NeNa, MgAl και ο κύκλος καύσης του Si. Μέσω αυτών των διεργασιών πραγματοποιείται η σύνθεση των ελαφρών στοιχείων μέχρι την περιοχή του σιδήρου. Εφόσον η μάζα κάποιου αστέρα δεν είναι αρκετά μεγάλη ($< 8 M_{\odot}$), η διαδικασία πυρηνοσύνθεσης μπορεί να τερματιστεί σε κάποια ενδιάμεση φάση καύσης.



Σχήμα 2.1: Η δομή φλοιών ενός αστέρα μεγάλης μάζας ($M \approx 25M_{\odot}$) σε φάση προ-συπερνόβα.

Τα στοιχεία στην περιοχή του σιδήρου σχηματίζονται κυρίως από αστέρες μεγάλης μάζας ($> 8 M_{\odot}$). Σε έναν τέτοιο αστέρα η πυρηνοσύνθεση συνεχίζεται μέχρι τη περιοχή του σιδήρου και οι καύσεις των πυρήνων εξελίσσονται σε φλοιούς όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1, γύρω από έναν κεντρικό πυρήνα σιδήρου. Με την ολοκλήρωση της καύσης του Si στον αστέρα έχει επιτευχθεί ο σχηματισμός του σταθερότερου πυρηνικού συστήματος ^{56}Fe καθώς αυτό διαθέτει την μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο από όλα τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα.

Σε έναν αστέρα μεγάλης μάζας με τον κεντρικό πυρήνα να αποτελείται από σίδηρο, ξεκινά εκ νέου βαρυτική κατάρρευση καθώς δεν υπάρχει πλέον επαρκής πυρηνική ενέργεια ώστε να διατηρείται θερμοδυναμική ισορροπία. Κατά την κατάρρευση στη κεντρική περιοχή του αστέρα επιτυγχάνονται συνθήκες ολοένα αυξανόμενης πυκνότητας και θερμοκρασίας.

Παράλληλα, αντιδράσεις σύλληψης ηλεκτρονίου και αντιδράσεις φωτοδιάσπασης σιδήρου λαμβάνουν χώρα. Οι αντιδράσεις αυτές επιταχύνουν την βαρυτική κατάρρευση μέχρις ότου η αστρική πυκνότητα φτάσει στα επίπεδα της πυρηνικής πυκνότητας. Τότε, η ύλη στο κέντρο του αστέρα συμπεριφέρεται ως πυρηνική ύλη και η κεντρική περιοχή του αστέρα μπορεί να θεωρηθεί ως ένας γιγαντιαίος πυρήνας [Ro88]. Σε αυτές τις συνθήκες η βαρυτική κατάρρευση επιβραδύνεται και σταματά απότομα μέσα σε ~ 1 s. Η πίεση της βαρύτητας αντισταθμίζεται από την εσωτερική πίεση της αστρικής ύλης, που, σε αυτές τις συνθήκες, είναι ένα εκφυλισμένο φερμιονικό αέριο.

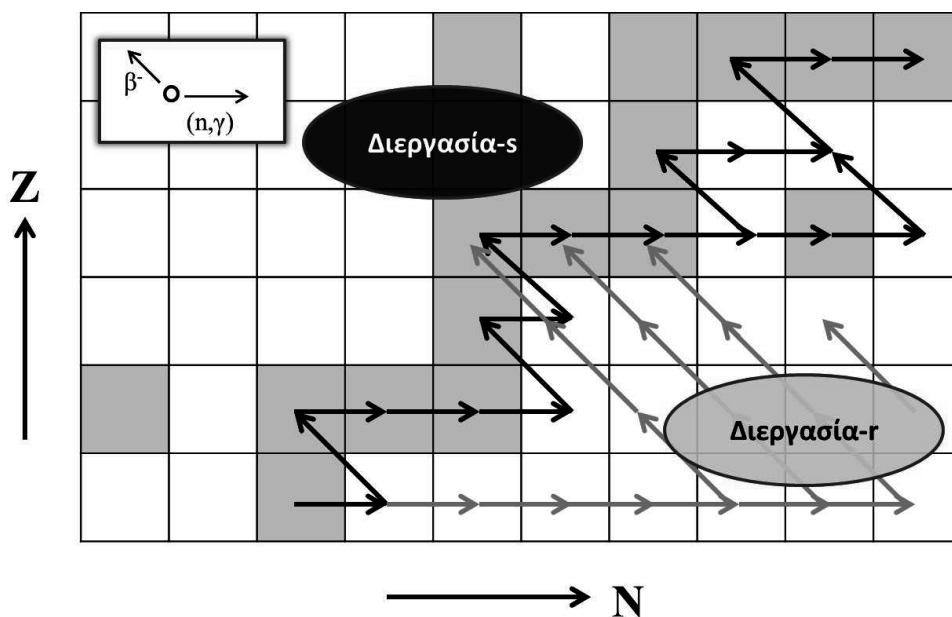
Η απότομη ανακοπή της βαρυτικής κατάρρευσης δημιουργεί ωστικά κύματα που διαδίδονται προς την επιφάνεια του αστέρα μέσα από τους περιβάλλοντες φλοιούς του, όπου συνεχίζουν να λαμβάνουν χώρα θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Λόγω του ωστικού κύματος μάζες σε διαφορετικά στρώματα του αστέρα μπορούν να αποκτήσουν ταχύτητες μεγαλύτερες από την ταχύτητα διαφυγής από τον αστέρα και να συμβεί έκρηξη. Ο εκρηκτικός αυτός μηχανισμός οδηγεί στη δημιουργία ενός υπερκαινοφανούς. Οι υπερκαινοφανείς διακρίνονται σε τύπου I ή II (SNI και SNII), με τους υπερκαινοφανείς τύπου I να μην εμφανίζουν γραμμές Υδρογόνου στα φάσματά τους λόγω της απουσίας του εξωτερικού φλοιού Υδρογόνου στον εν λόγω αστέρα.

Με την παραπάνω διαδικασία δεν είναι απαραίτητο να εκτιναχθεί όλη η μάζα ενός αστέρα, οπότε αν η μάζα M , του αρχικού αστέρα είναι $M > 25 M_{\odot}$ τότε η βαρυτική κατάρρευση ολοκληρώνεται με το σχηματισμό μελανής οπής ενώ για $M < 25 M_{\odot}$ ο αστέρας καταλήγει ως αστέρας νετρονίων, όπου η βαρυτική κατάρρευση εξισορροπείται από τη πίεση του εκφυλισμένου φερμιονικού αερίου νετρονίων, που αποτελεί τον πυρήνα του.

2.2 Πυρηνοσύνθεση μετά το σίδηρο και p-process

Το 1957, οι Burbidge, Burbidge, Fowler και Hoyle, στην εργασία [BBFH], δημοσίευσαν για πρώτη φορά τις διεργασίες πυρηνοσύνθεσης των στοιχείων σε αστρικά περιβάλλοντα. Η εργασία αυτή έβαλε τα θεμέλια της Πυρηνικής Αστροφυσικής. Η σύνθεση των βαρύτερων του Σιδήρου στοιχείων μέσω αντιδράσεων φορτισμένων σωματιδίων που εμποδίζονται λόγω του υψηλού δυναμικού Coulomb, είναι δυνατή μόνο μέσω αντιδράσεων νετρονικής σύλληψης και διασπάσεων β^- . Οι σχετικές διεργασίες είναι γνωστές στην βιβλιογραφία ως s-process και r-process και εφεξής στην εργασία αυτή θα αναφέρονται ως διεργασίες s και r. Η διεργασία s συντελείται σε αστρικά περιβάλλοντα με θερμοκρασίες μεταξύ 1 και 3×10^8 K και πυκνότητας νετρονίων μεταξύ $10^7 - 10^{11}$ νετρόνια/cm³, σε χρονικές κλίμακες μεταξύ 10 και 10^4 y [Ro88]. Για τις αντιδράσεις νετρονικής σύλληψης τα νετρόνια

παρέχονται σχεδόν αποκλειστικά από τις αντιδράσεις $^{12}\text{C}(a, n)^{16}\text{O}$ και $^{22}\text{Ne}(a, n)^{25}\text{Mg}$. Για τη διεργασία r απαιτούνται συνθήκες ακόμα μεγαλύτερης θερμοκρασίας: $1 - 3 \times 10^9$ K και πυκνότητας νετρονίων ($\sim 10^{20}$ νετρόνια/cm³), σε χρόνους της τάξης του 1 s. Οι συνθήκες αυτές πιστεύεται ότι πληρούνται σε εξωτερικούς φλοιούς ενός διογκούμενου αστέρα νετρονίων [Ar03].



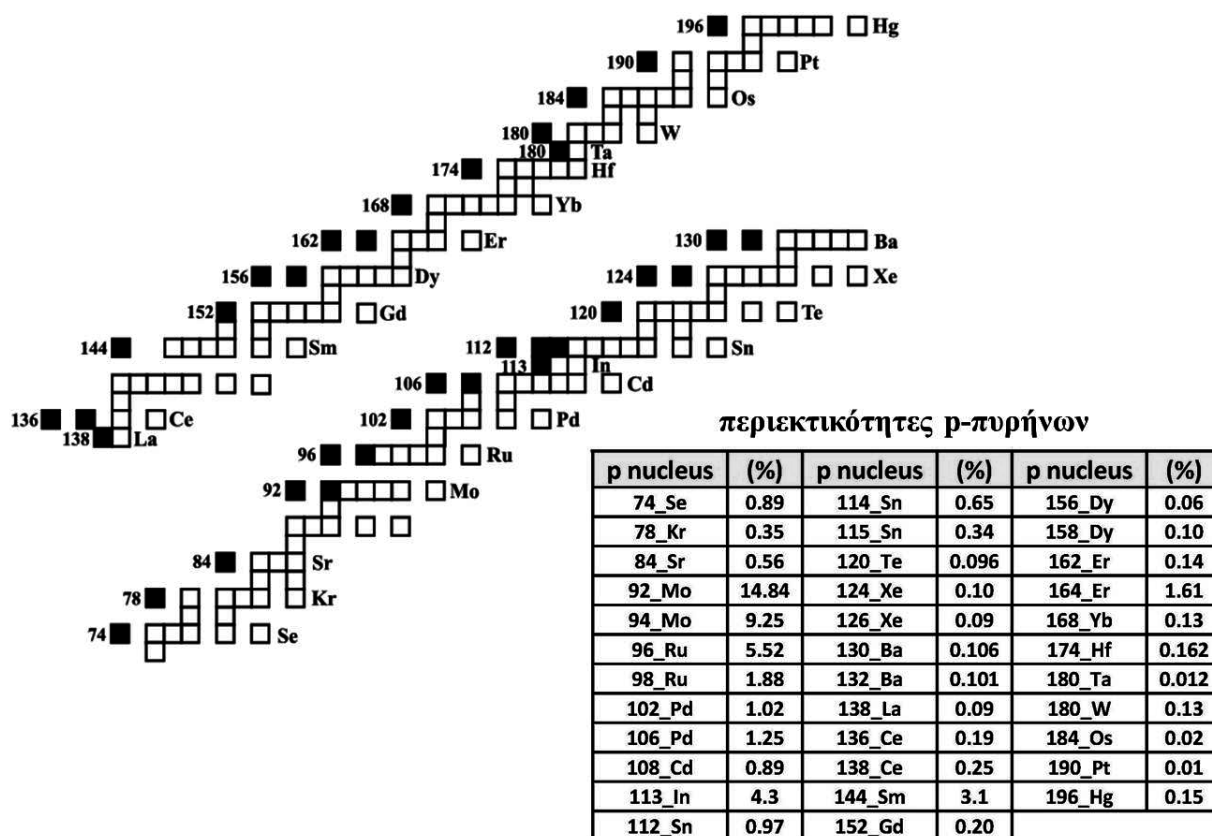
Σχήμα 2.2: Χάρτης των ισωτόπων στο οποίο οι σταθεροί πυρήνες απεικονίζονται με γκρι τετράγωνα και οι ασταθείς με λευκά. Η διαδρομή που ακολουθούν τα μαύρα βέλη απεικονίζει ενδεικτικά την πορεία της διεργασίας s και με γκρι της διεργασίας r.

Θεωρώντας έναν σταθερό πυρήνα (Z, N) (μαύρα τετράγωνα στο σχήμα 2.2) μέσω νετρονικής σύλληψης μετατρέπεται σε βαρύτερο πυρήνα $(Z, N+1)$. Αν ο πυρήνας αυτός είναι σταθερός μπορεί να συνεχιστεί η μεταστοιχείωση του σε ακόμη βαρύτερο πυρήνα με διαδοχική νετρονική σύλληψη. Αν ο παραγόμενος πυρήνας μετά από κάθε (n, γ) αντίδραση είναι ασταθής (λευκά τετράγωνα στο σχήμα 2.2) τότε μπορεί είτε να αποδιεγερθεί μέσω β^- -διασπάσεων σε έναν ισοβαρή πυρήνα $(Z+1, N)$, πριν προλάβει να συλλάβει κάποιο νετρόνιο, είτε να σχηματιστεί ένας ακόμα βαρύτερος πυρήνας $(Z, N+2)$ εφόσον ακολουθήσει νέα αντίδραση νετρονικής σύλληψης.

Η σύνθεση των βαρύτερων του Fe στοιχείων γίνεται ως επί το πλείστον με το μηχανισμό που περιγράφηκε παραπάνω. Αν στο αστρικό περιβάλλον ο χρόνος μεταξύ νετρονικών συλλήψεων είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρόνο των β^- -αποδιεγέρσεων τότε η πυρηνοσύνθεση συνεχίζεται μέσω της s-διεργασίας (μαύρα βέλη στο σχήμα 2.2), ενώ αν είναι μικρότερος

γίνεται μέσω της r -διεργασίας (γρι βέλη στο σχήμα 2.2). Έτσι, με την s -διεργασία συντίθενται οι πυρήνες των στοιχείων κοντά και κατά μήκος της κοιλάδας σταθερότητας ενώ με την r -διεργασία δημιουργούνται οι πυρήνες πλούσιοι σε νετρόνια και δεξιά της κοιλάδας σταθερότητας.

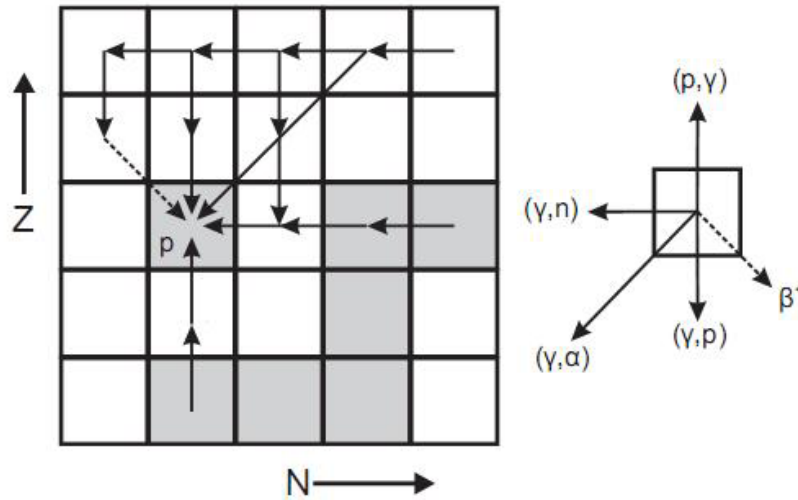
Ενώ οι περισσότεροι βαρείς πυρήνες ($A > 56$) σχηματίζονται με τις διεργασίες s και r , οι 35 πλούσιοι σε πρωτόνια πυρήνες που παρουσιάζονται στο σχήμα 2.3, οι οποίοι ονομάζονται p -πυρήνες, δεν μπορούν να δημιουργηθούν με τις εν λόγω διεργασίες. Η σύνθεση των p -πυρήνων δεν μπορεί να υλοποιηθεί με νετρονικές συλλήψεις καθώς ισοβαρείς πυρήνες στην κοιλάδα σταθερότητας τερματίζουν την πορεία των διαδοχικών β^- - διασπάσεων (διαγώνια βέλη στο σχήμα 2.2). Οι p -πυρήνες εμφανίζονται με ισοτοπικές περιεκτικότητες που δίνονται στο σχήμα 2.3 και είναι από 10 έως 100 φορές μικρότερες από αυτές των υπολοίπων πλουσιότερων σε νετρόνια ισοτόπων τους.



Σχήμα 2.3: Αριστερά: Ο χάρτης των p -πυρήνων (μαύρα τετράγωνα). Δεξιά: Ισοτοπικές αναλογίες των p -πυρήνων στο ηλιακό σύστημα [Sy07].

Οι τιμές των περιεκτικότητων των p -πυρήνων, στο σχήμα 2.3, αναφέρονται αποκλειστικά στο ηλιακό σύστημα καθώς με τις σημερινές τεχνικές δεν είναι εύκολη η μέτρηση ισοτοπικών

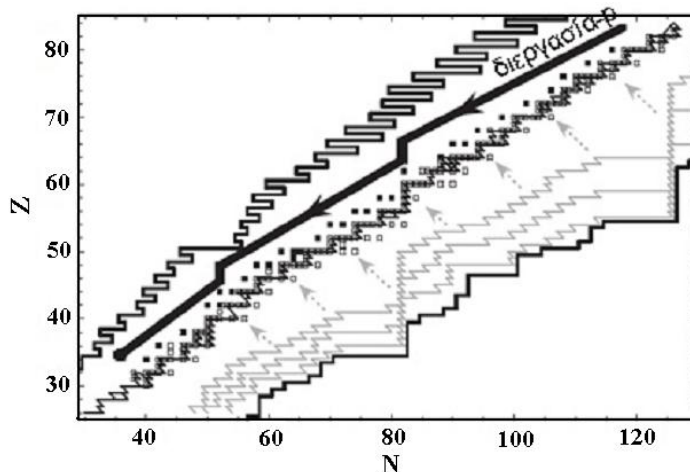
αναλογιών στοιχείων βαρέων στοιχείων έξω από το ηλιακό σύστημα.



Σχήμα 2.4: Ορισμένες πιθανές πορείες σχηματισμού ενός p -πυρήνα, από πυρήνες σπόρους, στην διεργασία p [Ts05].

Η σύνθεση των στοιχείων αυτών γίνεται μέσω της p -διεργασίας που ως όρος αναφέρθηκε για πρώτη φορά στην εργασία [BBFH]. Σήμερα γνωρίζουμε ότι στην p -διεργασία, βαρύτεροι πυρήνες που έχουν σχηματιστεί μέσω της s -διεργασίας (οι οποίοι αναφέρονται εφεξής ως πυρήνες "σπόροι"), φωτοδιασπώνται για το σχηματισμό των p -πυρήνων. Το σενάριο σχηματισμού των p -πυρήνων, ανάλογα με τις αστρικές συνθήκες, εξελίσσεται μέσω αντιδράσεων φωτοδιάσπασης νετρονίων, (γ, n) , πρωτονίων, (γ, p) , σωματιδίων α , (γ, α) , και αντίστροφων αντιδράσεων σύλληψης (n, γ) , (p, γ) και (α, γ) , σε συνδυασμό με διασπάσεις β^+ και αντιδράσεις σύλληψης ηλεκτρονίου. Τρεις δυνατές διαδρομές σχηματισμού ενός p -πυρήνα παρουσιάζονται στο σχήμα 2.4. Στην διαδρομή 1 πραγματοποιείται μια αντίδραση (p, γ) ελαφρύτερου ισοβαρή πυρήνα, στην διαδρομή 2 λαμβάνει χώρα αντίδραση φωτοδιάσπασης νετρονίων βαρύτερου ισοτόπου ενώ στην διαδρομή 3 συμβαίνουν συνδυασμοί αντιδράσεων φωτοδιάσπασης νετρονίων, πρωτονίων, σωματιδίων α και β^+ διάσπασης. Στον χάρτη των ισοτόπων μέσω της p -διεργασίας ακολουθείται μια πορεία που ξεκινά από βαρείς πυρήνες "σπόρους" και εξελίσσεται προς ελαφρύτερους πυρήνες στα αριστερά της κοιλάδας σταθερότητας μέσω ενός δικτύου από τις προαναφερθείσες αντιδράσεις (βλ. σχήμα 2.5). Στο δίκτυο αντιδράσεων της p -διεργασίας συμμετέχουν περί τους 2000 πυρήνες, με αντιδράσεις που ο αριθμός τους ξεπερνάει τις 20000. Οι ρυθμοί αντίδρασης στο δίκτυο αυτό είναι στη συντριπτική τους πλειοψηφία παντελώς άγνωστοι λόγω έλλειψης πειραματικών δεδομένων ενεργών διατομών στις περιοχές που συμβαίνουν. Επομένως οι αστροφυσικοί υπολογισμοί

βασίζονται σχεδόν αποκλειστικά σε ρυθμούς αντίδρασης που υπολογίζονται με τη θεωρία Hauser-Feshbach.



Σχήμα 2.5: Η πορεία της p-διεργασίας στο χάρτη των ισοτόπων [Ar03].

Προκειμένου να λάβει χώρα η διεργασία p απαιτούνται αστρικά περιβάλλοντα πλούσια σε πυρήνες σπόρους και υψηλές θερμοκρασίες μεταξύ 1.8 και 3.3×10^9 K για σύντομες χρονικές περιόδους. Οι συνθήκες αυτές σύμφωνα με τους Arnould και Goriely [Ar03], μπορούν να πληρούνται σε αστέρες μεγάλης μάζας ($M \geq 25 M_{\odot}$) στα στρώματα καύσης O, Ne, κατά τη διάρκεια ενός υπερκαινοφανούς τύπου II. Στα στρώματα αυτά, που θερμαίνονται σε θερμοκρασίες μεταξύ 1.8 και 3.3×10^9 K, προυπάρχουν πυρήνες σπόροι μέσω της s-διεργασίας, οι οποίοι σχηματίζουν φλοιούς όπου συμβαίνει η διεργασία p και οι οποίοι αναφέρονται στην βιβλιογραφία ως φλοιοί p-διεργασίας, "p process layers" (εφεξής PPL). Η μάζα και η θέση των PPL προσδιορίζονται κυρίως από την κινητική ενέργεια των μαζών που διαφεύγουν από το αστέρι κατά την έκρηξη και από τον ρυθμό της αντίδρασης $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [Ar03]. Αξίζει να τονιστεί ότι έχουν προταθεί και άλλα αστρικά περιβάλλοντα όπου εξελίσσεται η p-διεργασία [Ar03], και συγκεκριμένα σε συστήματα διπλών αστέρων, όπου ο συνοδός αστέρας τροφοδοτεί έναν λευκό νάνο, κατά τη διάρκεια υπερκαινοφανών SNI.

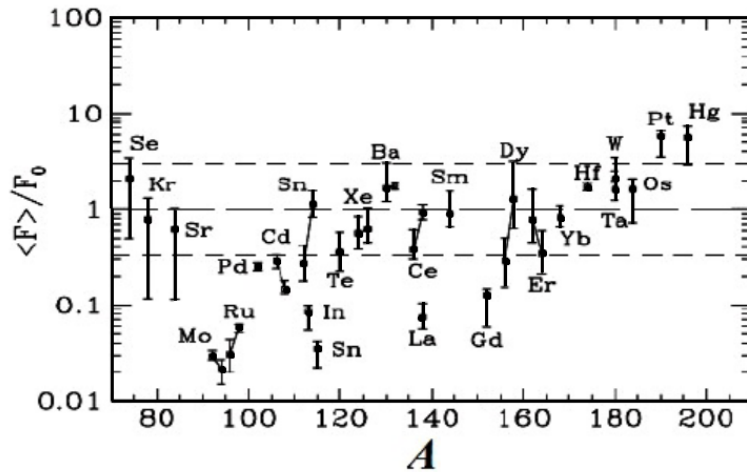
Η εγκυρότητα των αστροφυσικών προτύπων που αναπτύσσονται για την περιγραφή της σύνθεσης των p-πυρήνων ελέγχεται μεταξύ άλλων και από την ικανότητά τους να αναπαράγουν τις ισοτοπικές περιεκτικότητες με τις οποίες οι πυρήνες αυτοί παρατηρούνται στο ηλιακό σύστημα. Στους σχετικούς υπολογισμούς περιεκτικότητας υπεισέρχονται τόσο πυρηνικές όσο και αστροφυσικές παράμετροι, όπως: α) Η θερμοκρασία και η πυκνότητα του αστρικού περιβάλλοντος, που υιοθετούνται από αστροφυσικά πρότυπα, β) Η κατανομή των

πυρήνων σπόρων στους φλοιούς PPL καθώς και οι ρυθμοί αντίδρασης όλων των αντιδράσεων που εμπλέκονται στο δίκτυο της p -διεργασίας. Οι τελευταίοι εξαρτώνται, όπως περιγράφηκε στις προηγούμενες παραγράφους, από τα πυρηνικά μεγέθη που εισέρχονται στη θεωρία Hauser Feshbach.

Στους υπολογισμούς περιεκτικότητας των p -πυρήνων κατ'αρχάς υπολογίζεται η ποσότητα $\langle F_i \rangle$, που ονομάζεται "μέσος παράγοντας υπερπαραγωγής" και ορίζεται ως η ολική μάζα ενός p -πυρήνα i , που παράγεται σε κάποιο PPL, προς την αντίστοιχη μάζα για την περίπτωση που ο φλοιός αυτός είχε ηλιακή σύσταση. Οι περιεκτικότητες των p -πυρήνων εκφράζονται μέσω ενός μεγέθους γνωστού ως "κανονικοποιημένου παράγοντα υπερπαραγωγής" ο οποίος ορίζεται ως $\langle F_i \rangle / F_0$, όπου $F_0 = \frac{1}{35} \sum_1^{35} \langle F_i \rangle$ είναι ο μέσος παράγοντας υπερπαραγωγής για τους 35 p -πυρήνες. Εφόσον οι περιεκτικότητες που υπολογίζονται από τη θεωρία είναι ίδιες με τις παρατηρούμενες τότε θα ισχύει για κάθε πυρήνα i η σχέση:

$$\frac{\langle F_i \rangle}{F_0} = 1 \quad (2.1)$$

Στην εργασία [Ar03] οι Arnould και Goriely έχουν υπολογίσει τους κανονικοποιημένους παράγοντες υπερπαραγωγής για όλους τους p -πυρήνες χρησιμοποιώντας διαφορετικά αστροφυσικά και πυρηνικά πρότυπα, για εκρήξεις SNI αστέρων με μάζες $13 - 25 M_{\odot}$. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών αυτών παρουσιάζονται στο σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.6: Σύγκριση των θεωρητικών τιμών του κανονικοποιημένου παράγοντα υπερπαραγωγής των p -πυρήνων για αστέρες με μάζες από 13 μέχρι $25 M_{\odot}$ με αυτές του ηλιακού συστήματος. Το εύρος των αβεβαιοτήτων αντιστοιχεί στο εύρος των θεωρητικών τιμών για διαφορετικά αστροφυσικά και πυρηνικά πρότυπα [Ar03].

Στο διάγραμμα του σχήματος 2.6 οι γραμμές γύρω από κάθε σημείο απεικονίζουν το εύρος των θεωρητικών υπολογισμών θεωρώντας διαφορετικά πυρηνικά και αστροφυσικά πρότυπα καθώς και διαφορετικές κατανομές αρχικών πυρήνων σπόρων. Στο σχήμα αυτό διαπιστώνεται ότι για περίπου 60% των p-πυρήνων, ο υπολογιζόμενος κανονικοποιημένος παράγοντας υπερπαραγωγής κατανέμεται γύρω από την μονάδα εντός παράγοντα 3 (στο σχήμα 2.6 σημειώνεται με διακεκομμένες γραμμές). Όμως υπάρχουν περιπτώσεις όπου οι αποκλίσεις πλησιάζουν τις 2 τάξεις μεγέθους.

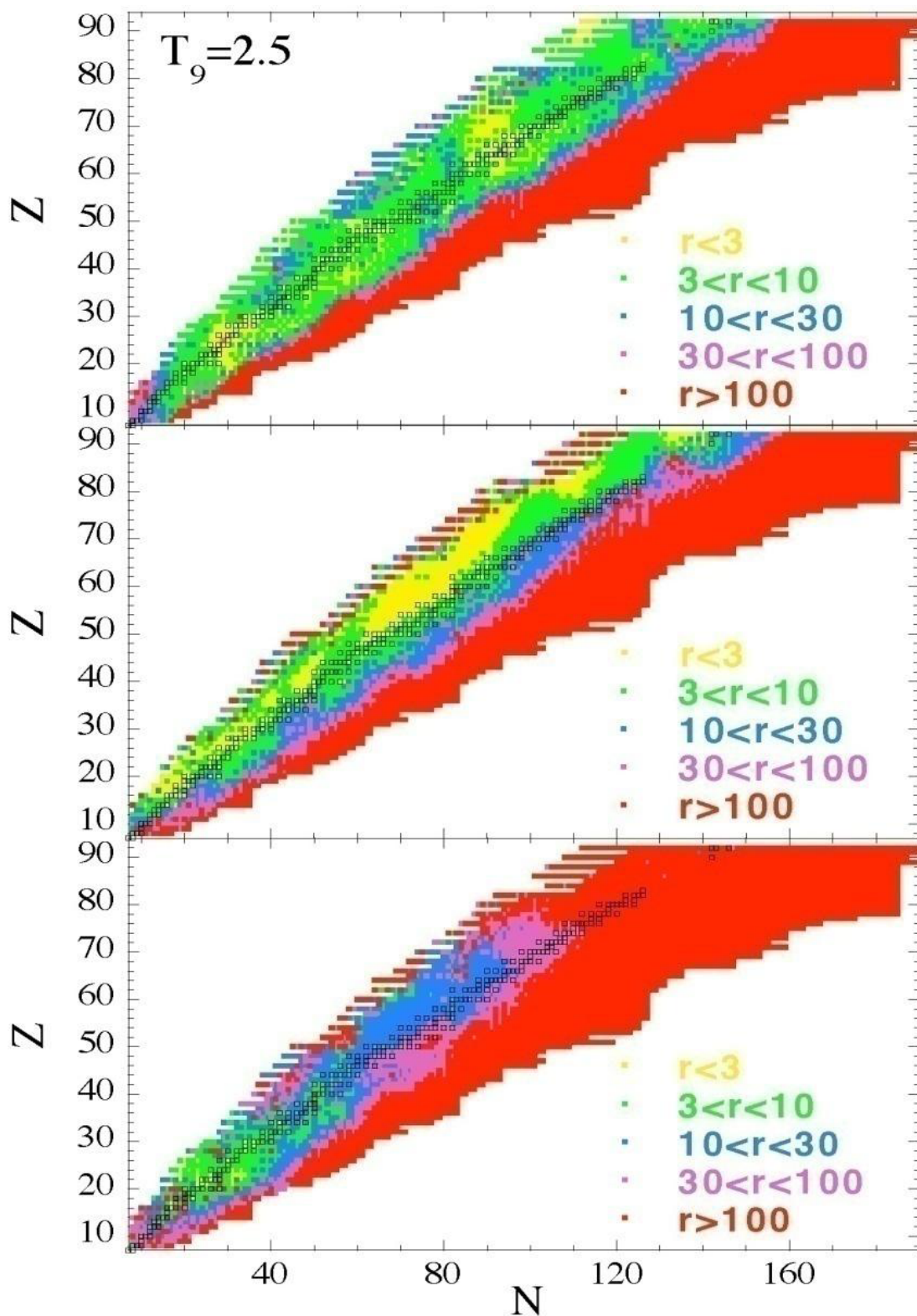
Μελετώντας την αδυναμία των υπολογισμών να αναπαράγουν τις παρατηρούμενες περιεκτικότητες, οι Arnould και Goriely [Ar03] έχουν πραγματοποιήσει εκτεταμένους υπολογισμούς θεωρώντας:

- Τους ίδιους ρυθμούς για τις αντιδράσεις του δικτύου της p-διεργασίας, μεταβάλλοντας τις συνθήκες του αστρικού περιβάλλοντος που περιγράφονται από αστροφυσικά μοντέλα.
- Διαφορετικές ομάδες ρυθμών αντίδρασης, που υπολογίζονται στα πλαίσια της θεωρίας Hauser Feshbach χρησιμοποιώντας διαφορετικά πρότυπα OMP, NLD, γ-SF, με δεδομένο αστροφυσικό πρότυπο.

Από τη μελέτη αυτή διαπίστωσαν ότι για τους ελαφρύτερους p-πυρήνες, στην περιοχή του ^{74}Se , οι αποκλίσεις οφείλονται ως επί το πλείστον σε αβεβαιότητες των προτύπων οπτικού δυναμικού νουκλεονίου πυρήνα. Για την περιοχή του Mo και την περιοχή των βαρύτερων p-πυρήνων οι ασυμφωνίες αποδίδονται σε αβεβαιότητες που υπεισέρχονται κατά την περιγραφή του οπτικού δυναμικού αλληλεπίδρασης των πυρήνων με σωματίδια α, ενώ σε ορισμένες περιπτώσεις οι διαφωνίες αποδίδονται σε άλλες παραμέτρους όπως για παράδειγμα: α) αβεβαιότητες στο ρυθμό της αντίδρασης $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, β) ενδεχόμενο εμπλουτισμού p-πυρήνων μέσω αντιδράσεων με νετρίνα (διεργασία ν) [Fr06], γ) σφάλματα κατά την περιγραφή της κατανομής των πυρήνων σπόρων.

Στην ίδια εργασία οι συγγραφείς έχουν υπολογίσει, με την θεωρία Hauser Feshbach, τους ρυθμούς αντιδράσεων για μεμονωμένες αντιδράσεις σύλληψης πρωτονίου, νετρονίου, σωματιδίου α, για έναν μεγάλο αριθμό πυρήνων, θεωρώντας 14 διαφορετικούς συνδυασμούς προτύπων για την περιγραφή των πυρηνικών μεγεθών που εισέρχονται στους υπολογισμούς. Τα αποτελέσματα αυτής της εργασίας δίνονται στο σχήμα 2.7 όπου στο χάρτη των ισοτόπων, σε χρωματική κλίμακα, απεικονίζεται η τιμή του λόγου του μέγιστου υπολογισμένου ρυθμού αντίδρασης προς τον ελάχιστο, για θερμοκρασία περιβάλλοντος 2.9×10^9 K. Από το σχήμα αυτό μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι περισσότεροι αναξιόπιστες προβλέψεις αφορούν τις αντιδράσεις (α, γ) όπου οι αποκλίσεις φθάνουν μέχρι έναν παράγοντα 10,

ακόμα και για την πλούσια σε πρωτόνια περιοχή πλησίον της κοιλάδας σταθερότητας όπου εξελίσσεται η διεργασία-p. Στην εργασία [Ar03] οι αποκλίσεις αυτές αποδίδονται στις αβεβαιότητες των προτύπων περιγραφής του οπτικού δυναμικού σωματιδίων α πυρήνα (α-OMP) λόγω του μικρού αριθμού πειραματικών δεδομένων ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων α στην ενεργειακή περιοχή αστροφυσικού ενδιαφέροντος.



Σχήμα 2.7: Αναπαράσταση στο χάρτη των ισοτόπων του λόγου r ανάμεσα στον μέγιστο προς τον ελάχιστο υπολογιζόμενο ρυθμό αντίδρασης για αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου (α), πρωτονίου (β) και σωματιδίου-α (γ), χρησιμοποιώντας 14 διαφορετικά πυρηνικά πρότυπα, όπως υπολογίστηκε στην εργασία [Ar03] για περιβάλλον θερμοκρασίας $2.5 T_9$ (όπου $T_9 = 10^9$ K).

Κεφάλαιο 3

Πειραματικές Μέθοδοι, Διατάξεις και Μετρήσεις

Οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας τις πειραματικές διατάξεις του Εργαστηρίου Επιταχυντή TANDEM του "Δημόκριτου" και του Εργαστηρίου Επιταχυντή Dynamitron του Πανεπιστημίου του Bochum. Στο τελευταίο μελετήθηκαν οι αντιδράσεις με δέσμη σωματιδίων α. Στο "Δημόκριτο" μελετήθηκαν οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν στο Bochum ως προς τη σύσταση και το πάχος τους, χρησιμοποιώντας δέσμη δευτερίων ενώ για τον προσδιορισμό της ισοτοπικής περιεκτικότητας των στόχων ^{68}Zn και ^{106}Cd , χρησιμοποιήθηκε δέσμη πρωτονίων και ιόντων Οξυγόνου, αντίστοιχα. Οι επιταχυντές που χρησιμοποιήθηκαν για την εκτέλεση των πειραμάτων της παρούσας εργασίας περιγράφονται αναλυτικά σε προηγούμενες διδακτορικές διατριβές ([Ga03], [Sy07]).

3.1 Αναλύσεις Στόχων στο "Δημόκριτο"

3.1.1 Μετρήσεις RBS

Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο κεφάλαιο ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης γίνεται μέσω της σχέσης (1.8) που απαιτεί γνώση του πάχους του στόχου. Γι'αυτό είναι απαραίτητη η μέτρηση της επιφανειακής πυκνότητας ξ [gr/cm^2] των στόχων και φυσικά της περιεκτικότητάς τους, αν δεν είναι γνωστή, στο υπό μελέτη ισότοπο.

Η επιφανειακή πυκνότητα των στόχων προσδιορίστηκε με την τεχνική της φασματοσκοπίας οπισθοσκέδασης Rutherford. Στις επόμενες παραγράφους περιγράφονται αναλυτικά οι μέθοδοι και οι διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη των στόχων αυτών.

Η μέθοδος ανάλυσης στόχων RBS

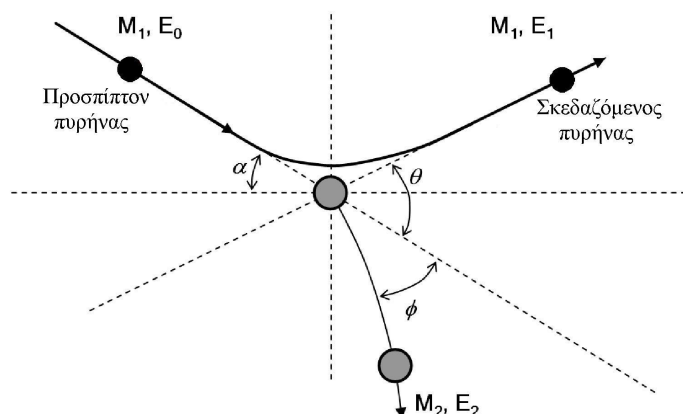
Η σκέδαση Rutherford αναφέρεται στην ελαστική σκέδαση φορτισμένων σωματιδίων μιας δέσμης από πυρήνες ενός στόχου, όταν αυτή συμβαίνει για ενέργειες αρκετά μικρότερες του δυναμικού Coulomb του συστήματος βλήμα-στόχος. Σε αυτές τις ενέργειες λαμβάνεται υπόψη μόνο το δυναμικό Coulomb και η αντίστοιχη διαφορική ενεργός διατομή $d\sigma/d\Omega$ υπολογίζεται αναλυτικά μέσω της σχέσης.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{4}{\sin^4\theta} \frac{\left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \sin\theta \right]^{1/2} + \cos\theta}{\left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \sin\theta \right]^{1/2}}^2 \quad (3.1)$$

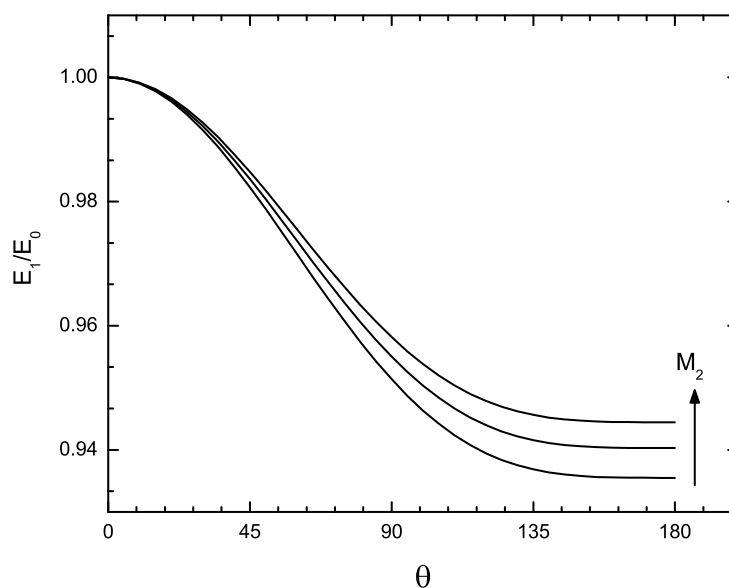
Η ενέργεια E_1 , των οπισθοσκεδαζόμενων πυρήνων δίνεται από την σχέση:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{\left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \sin\theta \right]^{1/2} + \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \cos\theta}{1 + \left(\frac{M_1}{M_2} \right)} \right]^2 \quad (3.2)$$

Στην σχέση (3.2) M_1 είναι η μάζα του βλήματος με ατομικό αριθμό Z_1 . Το βλήμα θεωρούμε ότι σκεδάζεται και ανιχνεύεται σε γωνία θ από ανιχνευτή που καλύπτει μια στοιχειώδη στερεά γωνία $d\Omega$. Με M_2 και Z_2 συμβολίζεται αντίστοιχα η μάζα και ο ατομικός αριθμός των πυρήνων του στόχου.



Σχήμα 3.1: Σκίτσο της ελαστικής σκέδασης Rutherford.



Σχήμα 3.2: Γραφική παράσταση της εξάρτησης της ενέργειας οπισθοσκέδασης ως προς τη γωνία σκέδασης για τρεις διαφορετικές μάζες πυρήνων-στόχων.

Από την σχέση (3.1) είναι δυνατό να προσδιοριστεί το πλήθος των πυρήνων ενός στόχου από τη καταγραφή του πλήθους των σωματιδίων που σκεδάζονται σε μια ορισμένη γωνία. Εάν επιπλέον η ανίχνευση των σκεδαζόμενων σωματιδίων γίνεται σε γωνίες πλησίον των 180° τότε η ενεργειακή διαφορά (ΔE) των σωματιδίων που σκεδάζονται από διαφορετικούς πυρήνες αυξάνεται σημαντικά, όπως φαίνεται και στο διάγραμμα του σχήματος 3.2, στο οποίο απεικονίζονται οι ενέργειες των οπισθοσκεδαζόμενων πυρήνων συναρτήσει της γωνίας σκέδασης για πυρήνες-στόχους τριών διαφορετικών μαζών. Έτσι, μέσω της ενέργειας των ανιχνευόμενων σωματιδίων, μπορεί να ταυτοποιηθεί το κέντρο της σκέδασης ως προς το είδος του καθώς ένας στόχος μπορεί να αποτελείται από πολλά διαφορετικά στοιχεία ή διαφορετικά ισότοπα του ίδιου στοιχείου. Επίσης σε γεωμετρία οπισθοσκέδασης τα σκεδαζόμενα σωματάρια διανύουν μικρότερη απόσταση μέσα στον όγκο του στόχου, μέχρι να εξέλθουν από αυτόν και να ανιχνευτούν. Αντίστοιχα η ενεργειακή απόκλιση που υφίστανται τα σωματάρια λόγω των αλληλεπιδράσεων τους με τα ηλεκτρόνια των ατόμων του στόχου, είναι μικρότερη σε μεγαλύτερες γωνίες, συμβάλλοντας περαιτέρω στη βελτίωση της διακριτικής ικανότητας. Οι παραπάνω ιδιότητες της ελαστικής σκέδασης Rutherford επιτρέπουν την ανάλυση των στόχων με την τεχνική της λεγόμενης οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS).

Λόγω του ενεργειακού διασκορπισμού (δE) της δέσμης μέσα στο στόχο θα πραγματοποιούνται σκεδάσεις Rutherford με ένα εύρος ενεργών διατομών ($\delta \sigma$). Για την αβεβαιότητα αυτή, αν E είναι η μέση ενέργεια της δέσμης στο στόχο και σ η αντίστοιχη ενεργός διατομή,

από τη σχέση (3.1) θα ισχύει:

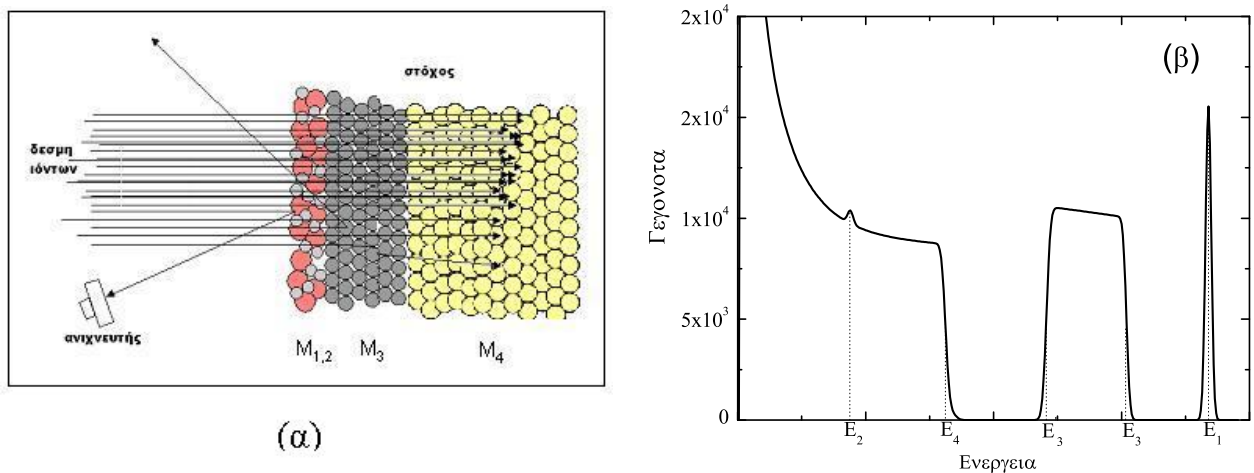
$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta E}{E} \quad (3.3)$$

Και το μέγεθός της καθορίζεται ανάλογα με τον στόχο, την ενέργεια και το είδος της δέσμης. Αν E_0 είναι η ενέργεια της προσπίπτουσας δέσμης τότε υπάρχουν οι εξής τρεις περιπτώσεις:

- 1) $\delta E \ll E_0$. Ο στόχος θεωρείται λεπτός και η αβεβαιότητα $\delta\sigma$ είναι μικρή. Καθώς για μια τυπική μέτρηση RBS η ενέργεια της δέσμης είναι $E_0 \sim MeV$ για έναν λεπτό στόχο θα ισχύει $\delta E \sim keV$.
- 2) $\delta E \sim E_0$. Οπότε ο στόχος θεωρείται παχύς.
- 3) $\delta E = E_0$. Ο στόχος θεωρείται απείρου πάχους καθώς σε αυτή τη περίπτωση η δέσμη σταματά μέσα σε αυτόν.

Είναι σαφές ότι στις δύο τελευταίες περιπτώσεις θα πραγματοποιούνται σκεδάσεις Rutherford με ένα μεγάλο εύρος τιμών ενεργών διατομών.

Στο σχήμα 3.3(β) απεικονίζεται ένα απλοποιημένο φάσμα που θα μπορούσε να ληφθεί κατά την εφαρμογή της τεχνικής RBS για τη μελέτη ενός στόχου σαν αυτόν του σχήματος 3.3(α). Στη μέτρηση αυτή έχει υποθεθεί μια δέσμη φορτισμένων σωματιδίων η οποία προσκρούει στον στόχο με ενέργεια E_0 .



Σχήμα 3.3: (α) Γραφική αναπαράσταση της σκέδασης Rutherford από ένα στόχο που αποτελείται από 3 στρώματα, (β) φάσμα των οπισθοσκεδαζόμενων σωματιδίων.

Καθώς η δέσμη προσεγγίζει τον στόχο, αρχικά ενδέχεται να σκεδαστεί από κάποιον από τους δυο πυρήνες που σχηματίζουν το πρώτο λεπτό στρώμα του. Τέτοια γεγονότα

σχηματίζουν τις κορυφές στις ενέργειες E_1 και E_2 όπως υπολογίζονται από τη σχέση (3.2). Για το λεπτό αυτό στρώμα η σκέδαση πραγματοποιείται με μια σαφώς καθορισμένη ενεργό διατομή για την οποία θα ισχύει:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I}{N_t Q \Omega} \quad (3.4)$$

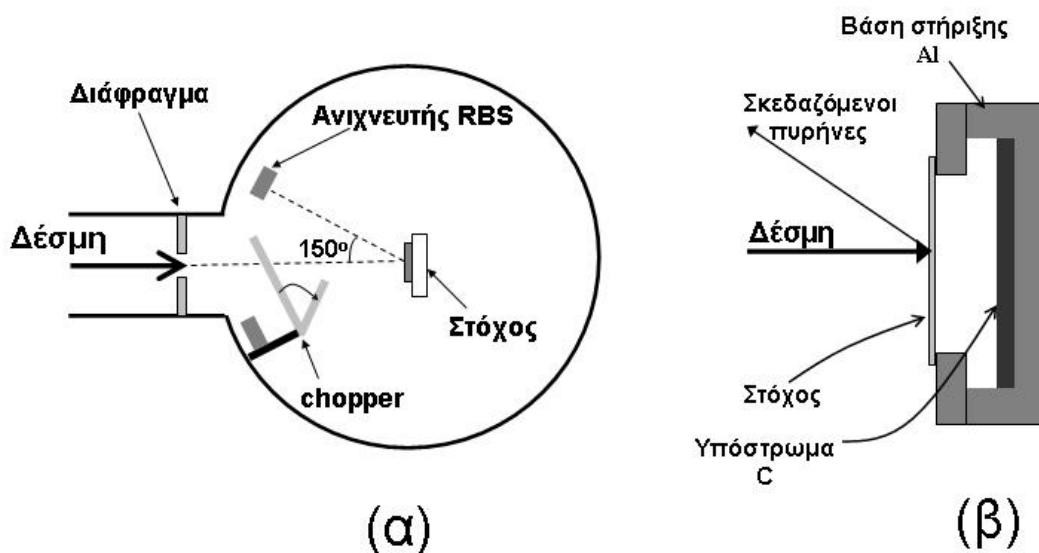
όπου I είναι το εμβαδό της κάθε κορυφής, Q το πλήθος των σωματιδίων της δέσμης, Ω η στερεά γωνία που καλύπτει ο σωματιδιακός ανιχνευτής και N_t η επιφανειακή πυκνότητα των πυρήνων του κάθε στοιχείου σε μονάδες (atoms/cm²). Καθώς η ενεργός διατομή δίνεται από τη σχέση (3.1) από τη παραπάνω σχέση μπορεί να υπολογιστεί το N_t αν είναι γνωστά τα Q , Ω και I .

Στη συνέχεια η δέσμη προσπίπτει στο παχύ στρώμα που σχηματίζεται από πυρήνες μάζας M_3 . Τα γεγονότα σκεδάσεων από αυτούς τους πυρήνες σχηματίζουν στο φάσμα μια συνεχή κατανομή σχήματος τραapeζίου. Η μια πλευρά του τραapeζίου αυτού βρίσκεται σε ενέργεια E_3 η οποία υπολογίζεται από την ενέργεια πρόσπτωσης της δέσμης και τη σχέση (3.2) και αντιστοιχεί σε γεγονότα σκεδάσεων από την επιφάνεια του στρώματος αυτού. Ενώ η άλλη πλευρά, σε ενέργεια E'_3 , σχηματίζεται από σκεδάσεις που πραγματοποιεί η δέσμη με πυρήνες λίγο πριν εισέλθει στο τελευταίο στρώμα απείρου πάχους που σχηματίζουν οι πυρήνες M_4 . Η ενέργεια αυτή προκύπτει από τη σχέση (3.2) αφού ληφθούν υπόψη τόσο η απώλεια ενέργειας της δέσμης λόγω ανασχεσης για το πάχος του στρώματος αυτού όσο και η απώλεια ενέργειας του σκεδαζόμενου σωματιδίου μέχρι αυτό να εξέλθει από το στόχο και να ανιχνευτεί. Τελικά η δέσμη εισέρχεται στο τελευταίο στρώμα στο οποίο εναποθέτει πλήρως την ενέργειά της. Τα γεγονότα σκεδάσεων στο στρώμα αυτό σχηματίζουν τη συνεχή κατανομή στις χαμηλές ενέργειες του φάσματος η οποία εκτείνεται μέχρι την μηδενική ενέργεια. Η αυξητική συμπεριφορά στο συνεχές αυτό αντικατοπτρίζει την αύξηση της ενεργού διατομής με τη μείωση της ενέργειας σκέδασης. Από την ανάλυση ενός τέτοιου φάσματος με τη χρήση ενός προγράμματος εξομοίωσης μπορεί να προσδιοριστεί η επιφανειακή συγκέντρωση των πυρήνων M_3 και M_4 στα αντίστοιχα στρώματα.

Η πολυπλοκότητα ενός φάσματος RBS και η πληροφορία που μπορεί να εξαχθεί κατά την ανάλυσή του εξαρτάται από τη σύσταση και τη διαστρωμάτωση του υπό μελέτη στόχου. Για τους λεπτούς, αυτο-υποστηριζόμενους (self-supporting) στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία η μέθοδος RBS μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία για τη μέτρηση του πάχους τους ξ . Όμως η χρήση της μεθόδου για ανάλυση στόχων οι οποίοι επικάθονται σε βαρύτερα υποστρώματα έχει περιορισμένη ακρίβεια και για το λόγο αυτό δεν ενδείκνυται η εφαρμογή της στις περιπτώσεις αυτές.

Η διάταξη RBS

Στις μετρήσεις πάχους στόχων βομβαρδίστηκαν με δέσμη δευτερίων, ενέργειας 1.35 MeV, ισοτοπικά εμπλουτισμένοι στόχοι σε μορφή λεπτών φύλλων, τα στοιχεία των οποίων δίνονται στον πίνακα 3.1. Οι στόχοι αυτοί κατασκευάστηκαν στο πανεπιστήμιο της Κολωνίας με τη τεχνική της ελασματοποίησης (rolling). Τα φύλλα που προέκυψαν ήταν κολλημένα πάνω σε ένα πλαίσιο Τα ορθογώνιου σχήματος, το οποίο στο κέντρο του διαθέτει μια οπή διαμέτρου ~ 1.5 cm, αρκετά μεγαλύτερη από το ίχνος της δέσμης στον στόχο. Το πάχος των στόχων μετρήθηκε με την τεχνική της φασματοσκοπίας οπισθοσκέδασης Rutherford χρησιμοποιώντας τη αντίστοιχη διάταξη, που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.5(α). Με δύο διαφράγματα τανταλίου, των οποίων η διάμετρος μπορεί να ρυθμίζεται, η δέσμη εστιάζεται στο στόχο που βρίσκεται μέσα σε έναν θάλαμο διαμέτρου 14 cm. Το κενό μέσα στο θάλαμο επιτυγχάνεται με την βοήθεια μιας στροβιλομοριακής αντλίας σε συνδυασμό με μια περιστροφική αντλία και το κενό κατά τη διάρκεια των μετρήσεων ήταν $\sim 10^{-7}$ mbar. Στις μετρήσεις οι στόχοι στηρίζονταν πάνω σε μια βάση κατασκευασμένη από αλουμίνιο (βλ. σχήμα 3.5β). Ένα παχύ στρώμα άνθρακα τοποθετείται πίσω από τους στόχους. Η βάση αυτή προσαρμόζεται πάνω σε έναν δειγματοφορέα ο οποίος έχει τη δυνατότητα κίνησης σε τρεις ανεξάρτητους άξονες με ακρίβεια 1 μ m, ώστε να λαμβάνονται φάσματα από διαφορετικά σημεία της επιφάνειας των υπό μελέτη δειγμάτων.

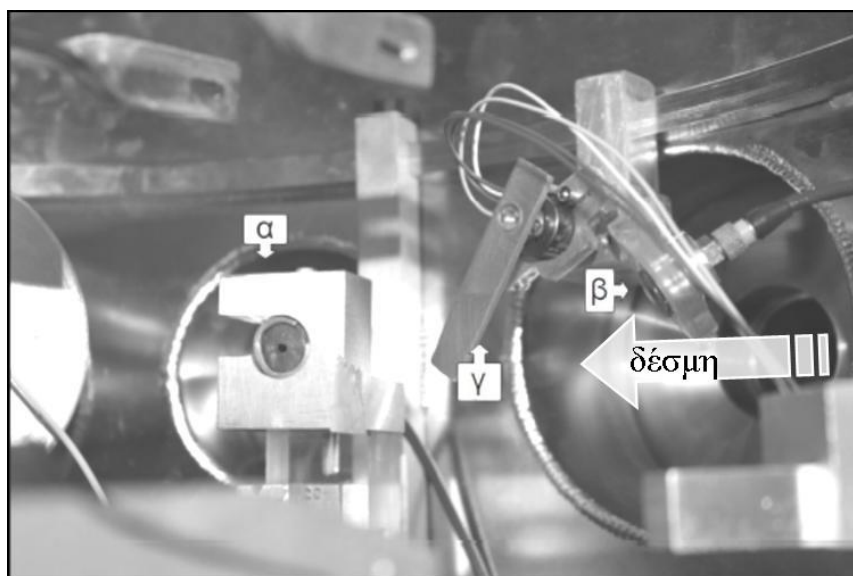


Σχήμα 3.4: (α) Κάτοψη του θαλάμου RBS, (β) Η βάση στήριξης των στόχων.

Σε απόσταση ~ 14 cm από την επιφάνεια των στόχων και σε γωνία 150° ως προς τον άξονα της δέσμης τοποθετείται ένας ανιχνευτής πυριτίου επιφανειακού φραγμού, με ενεργό πάχος 300 μm . Ο ανιχνευτής προσαρτάται σε μια βάση κατασκευασμένη από plexiglass (βλ. σχήμα 3.5) και η επιφάνεια του καλύπτεται από μάσκες Ta, οι οποίες στο κέντρο τους διαθέτουν μια κυκλική οπή. Με τον τρόπο αυτό η γωνία ανίχνευσης καθορίζεται με ακρίβεια 0.8° . Μέσα στο θάλαμο και κοντά στον άξονα της δέσμης βρίσκεται ο ανακόπτης δέσμης ("chopper"), με τη χρήση του οποίου προσδιορίζεται, όπως περιγράφεται στην επόμενη παράγραφο, το φορτίο κάθε μέτρησης, εφαρμόζοντας την ελαστική σκέδαση Rutherford από πυρήνες Au. Για το σκοπό αυτό ο ανακόπτης δέσμης αποτελείται από ένα έλασμα πάχους 3 mm και διαστάσεων 1.2×5.1 cm, το οποίο περιστρέφεται σε επίπεδο κάθετο ως προς τη δέσμη, μεταξύ δύο θέσεων, με τη χρήση βηματικού μοτέρ. Στη μια θέση το έλασμα παρεμβάλλεται στη δέσμη ανακόπτοντας τη πορεία της, και το μοτέρ είναι προγραμματισμένο έτσι ώστε το chopper να περιστρέφεται με συχνότητα 0.1 Hz γύρω από τη θέση αυτή. Το έλασμα είναι κατασκευασμένο από Al και στην πλευρά που προσπίπτει η δέσμη έχει εξαχνωθεί ένα λεπτό στρώμα χρυσού πάχους ~ 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Σε απόσταση ~ 2 cm από το έλασμα αυτό και σε γωνία οπισθοσκέδασης ως προς τη δέσμη τοποθετείται σε μια βάση από plexiglass ένας δεύτερος ανιχνευτής πυριτίου επιφανειακού φραγμού (βλ. σχήμα 3.5). Τα σήματα των δυο παραπάνω ανιχνευτών αφού ενισχυθούν και διαμορφωθούν, οδηγούνται σε δύο μετατροπείς αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (Analog to Digital Converter, ADC) και λαμβάνονται ταυτόχρονα σε κάθε μέτρηση.

Πίνακας 3.1: Τα χαρακτηριστικά των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις.

Στόχος	Πάχος ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Περιεκτικότητα (%)
^{58}Ni	565 ± 40	99.9 ± 0.1
^{60}Ni	422 ± 29	99.1 ± 0.1
^{64}Zn	497 ± 35	99.1 ± 0.1
^{66}Zn	511 ± 36	96.9 ± 0.1
^{68}Zn	538 ± 38	99 ± 3
^{102}Pd	517 ± 36	80.0 ± 0.1
^{106}Cd	956 ± 41	80 ± 3



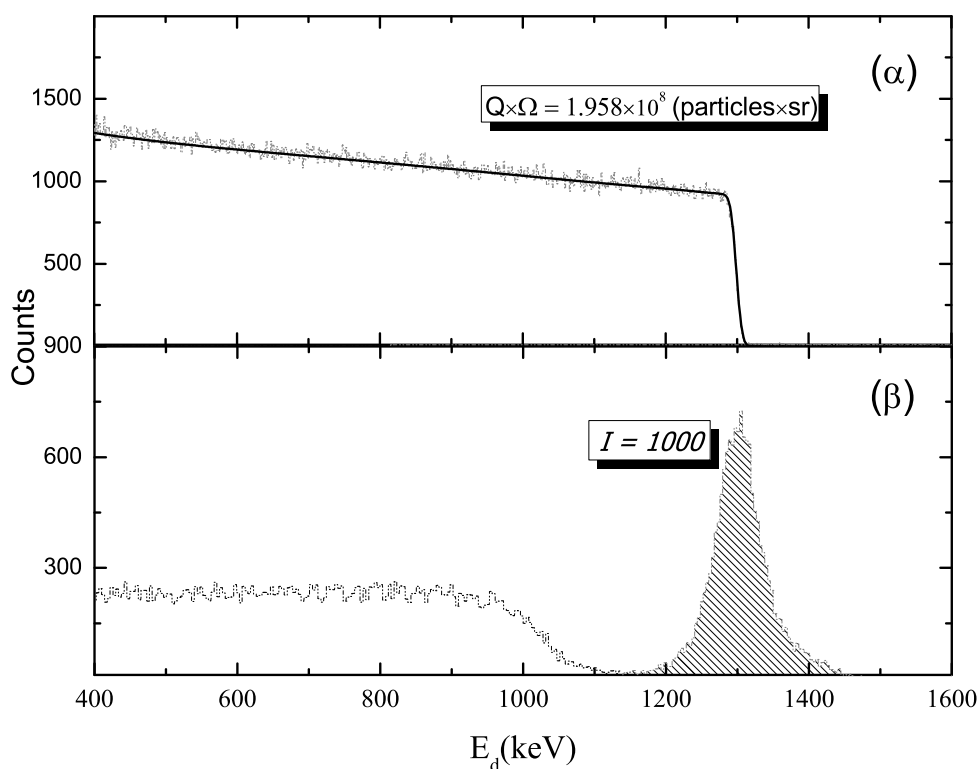
Σχήμα 3.5: Εικόνα από το εσωτερικό του θαλάμου σκέδασης RBS. Η δέσμη εισέρχεται από τα δεξιά. Διακρίνονται οι δύο ανιχνευτές Si (α και β) καθώς και ο ανακόπτης δέσμης (γ)

Αποτελέσματα μετρήσεων RBS

Τα φάσματα RBS που μετρήθηκαν στη παρούσα εργασία αναλύθηκαν με τη χρήση του λογισμικού SIMNRA [Ma05]. Στο πρόγραμμα αυτό ο χρήστης εισάγει: α) τη διαστρωμάτωση και στοιχειομετρία του στόχου, β) τη θέση, τη διακριτική ικανότητα και τη στερεά γωνία του ανιχνευτή καθώς επίσης και γ) το είδος, την ενέργεια της δέσμης και το συλλεγόμενο φορτίο. Στη συνέχεια το πρόγραμμα πραγματοποιεί μια πυκνή διαμέριση κάθε στρώματος του στόχου. Για κάθε ένα από τα υποστρώματα αυτά υπολογίζεται η απώλεια ενέργειας και ο ενεργειακός διασκορπισμός καθώς και η συνεισφορά μέσω της σχέσης (3.4) κάθε στοιχείου του υποστρώματος στα γεγονότα οπισθοσκεδάσεων Rutherford. Με την υπέρθεση των συνεισφορών κάθε υποστρώματος σχηματίζεται ένα εξομοιωμένο φάσμα. Εάν στο εξομοιωμένο φάσμα δοθεί στο πρόγραμμα η ίδια ενεργειακή βαθμονόμηση με αυτή του πειραματικού τότε, εφόσον όλες οι άλλες παράμετροι είναι γνωστές, μπορεί να γίνει προσαρμογή των δύο φασμάτων με ελεύθερες παραμέτρους τη στοιχειομετρία και το πάχος του στόχου.

Με τον τρόπο αυτό προσδιορίστηκε το πάχος των στόχων της παρούσας εργασίας, χρησιμοποιώντας τη διάταξη RBS που περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Για την εξομοίωση των πειραματικών φασμάτων, συνεπώς και τον προσδιορισμό του πάχους των στόχων, έπρεπε να μετρηθεί το συλλεγόμενο φορτίο Q και η στερεά γωνία Ω του ανιχνευτή, τα οποία εισάγονται ως γινόμενο $Q \times \Omega$ στον κώδικα SIMNRA. Για τον προσδιορισμό του γινομένου αυτού, σε κάθε μέτρηση, λαμβάνονταν δύο φάσματα, ένα από τον ανιχνευτή

των 150° και ένα από τον ανιχνευτή του chopper. Ο τελευταίος κατέγραφε γεγονότα όταν μπροστά στη δέσμη παρεμβαλλόταν με συχνότητα 0.1 Hz για διάρκεια 1 sec το έλασμα της διάταξης του chopper. Πριν ακτινοβοληθούν τα υπό μελέτη δείγματα στη θέση του στόχου τοποθετήθηκε ένα απείρου πάχους πρότυπο δείγμα χρυσού. Τα δύο φάσματα που συλλέχθηκαν στη μέτρηση αυτή φαίνονται στο σχήμα 3.6:



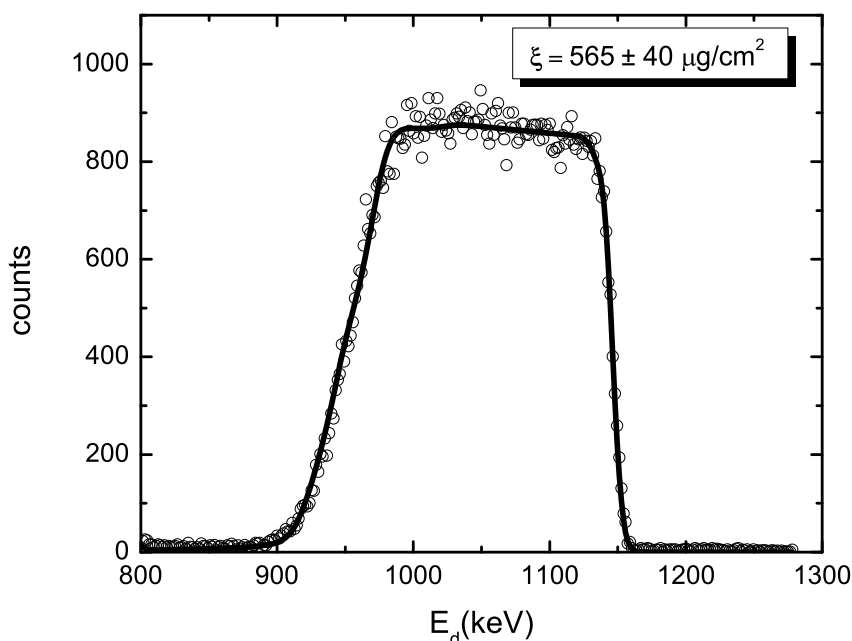
Σχήμα 3.6: Τυπικά φάσματα από (α) το βομβαρδισμό του πρότυπου δείγματος Au με πυρήνες ^2H και (β) το σχετικό φάσμα από τον ανιχνευτή του chopper.

Καθώς το μεταλλικό έλασμα του chopper είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο πάνω στο οποίο έχει εξαχρωθεί ένα λεπτό στρώμα χρυσού, στο φάσμα του σχήματος 3.6 εμφανίζεται η κορυφή από τη σκέδαση στο λεπτό αυτό στρώμα και το συνεχές από τις σκεδάσεις στους πυρήνες ^{27}Al . Ο ανιχνευτής της διάταξης αυτής βρίσκεται αρκετά κοντά στο μεταλλικό έλασμα καλύπτοντας μια ευρεία στερεά γωνία. Για το λόγο αυτό ανιχνεύονται οπισθοσκεδαζόμενα δευτέρια σε μεγαλύτερο εύρος γωνιών, συνεπώς και με μεγαλύτερη ενεργειακή απόκλιση όπως προκύπτει από την εξίσωση (3.2), το γεγονός αυτό παρατηρείται στα φάσματα στα οποία φαίνεται η μειωμένη διακριτική ικανότητα (της τάξης των 50 keV) του φάσματος 3.6(α) σε σχέση με αυτό του σχήματος 3.6(β) (διακριτική ικανότητα της τάξης των 10 keV). Από τη προσαρμογή του τελευταίου με το λογισμικό SIMNRA υπολογίστηκε το

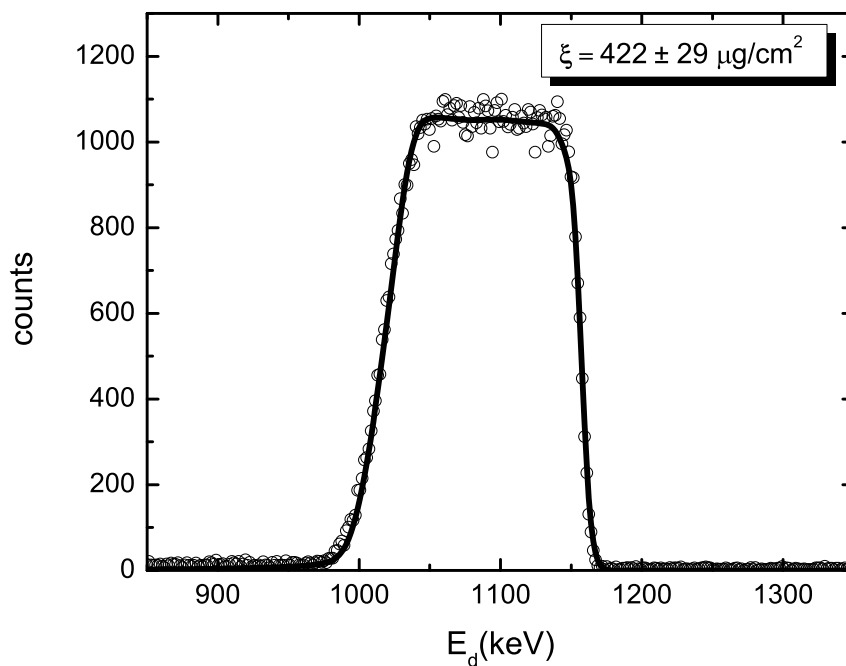
σχετικό γινόμενο $\Omega \times Q$. Για τον αριθμό I των γεγονότων της κορυφής από το φάσμα 3.6(a) ισχύει λόγω της (3.4), $I \propto Q$. Στη συνέχεια τοποθετήθηκαν οι στόχοι με το άγνωστο πάχος και συλλέχθηκαν φάσματα για συνολικό φορτίο Q' . Αν I' είναι τα γεγονότα της αντίστοιχης κορυφής του χρυσού από τις μετρήσεις αυτές, τότε θα ισχύει:

$$\frac{I}{I'} = \frac{Q}{Q'} = \frac{(Q \times \Omega)}{(Q' \times \Omega)} \quad (3.5)$$

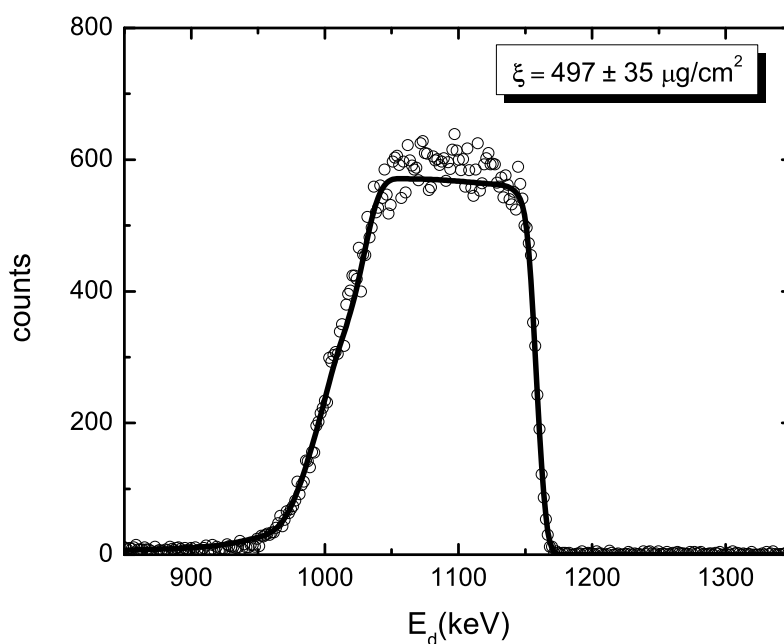
Στη σχέση 3.5 το γινόμενο $Q \times \Omega$ προσδιορίζεται από την προσαρμογή που φαίνεται στο σχήμα 3.6(β), το I είναι το εμβαδό της γραμμοσκιασμένης περιοχής στο σχήμα 3.6(a) και το I' βρίσκεται από το αντίστοιχο εμβαδόν, της ίδιας κορυφής, για κάθε μέτρηση. Επομένως από τη σχέση (3.5) μπορεί να βρεθεί το γινόμενο $Q' \times \Omega$ για κάθε μέτρηση. Στη συνέχεια πραγματοποιείται προσαρμογή των πειραματικών φασμάτων και από την προσαρμογή αυτή προσδιορίζεται το πάχος ξ των στόχων. Στα σχήματα 3.7 μέχρι 3.13 παρουσιάζονται τόσο τα πειραματικά όσο και τα εξομοιωμένα φάσματα RBS για κάθε στόχο.



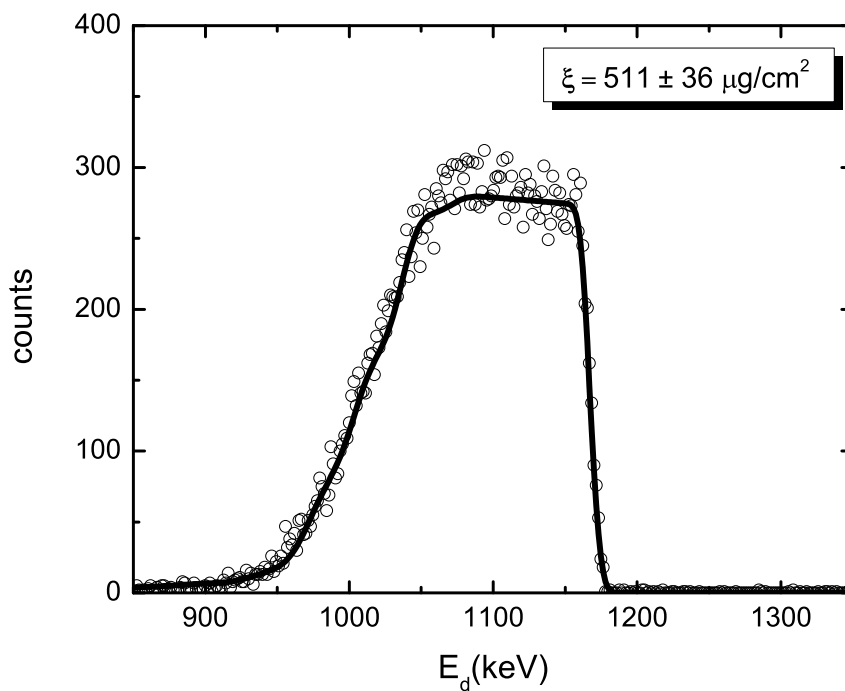
Σχήμα 3.7: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{58}Ni για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°



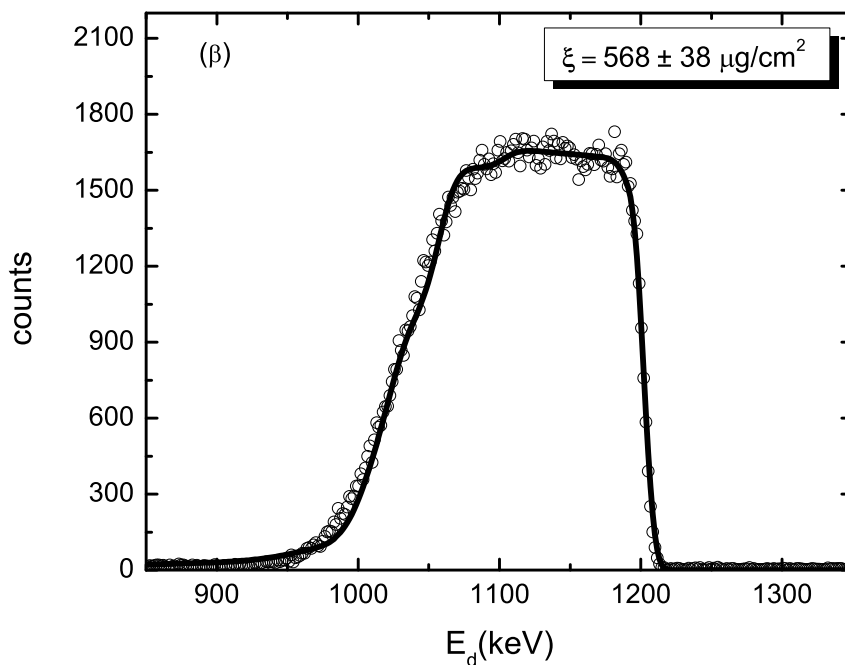
Σχήμα 3.8: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{60}Ni για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°



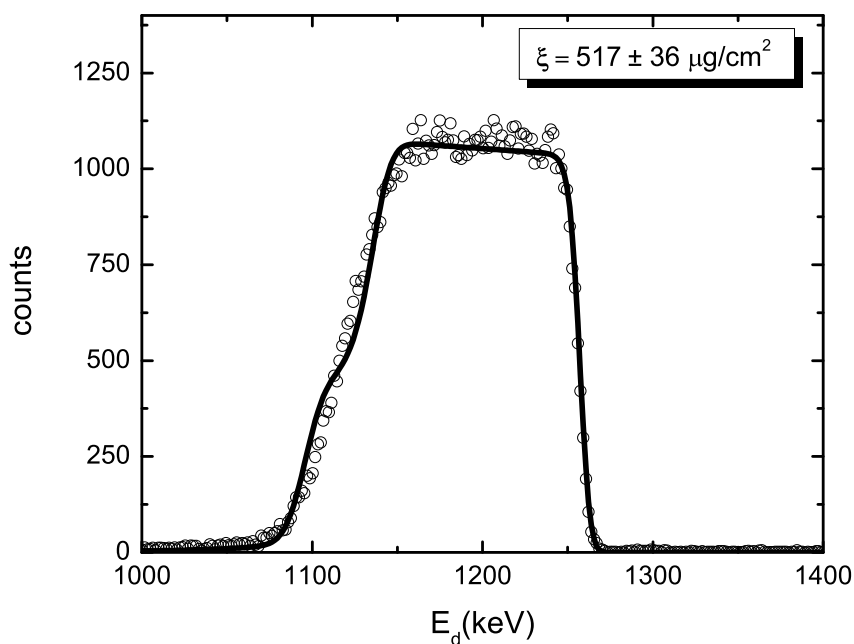
Σχήμα 3.9: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{64}Zn για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°



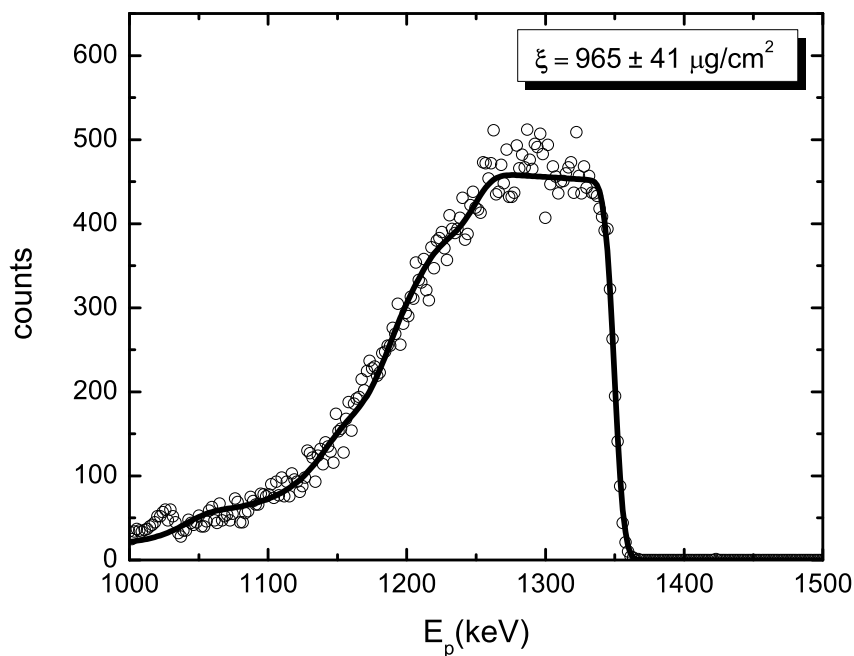
Σχήμα 3.10: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{66}Zn για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°



Σχήμα 3.11: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{68}Zn για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°



Σχήμα 3.12: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{102}Pd για δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV και γωνία ανίχνευσης 150°

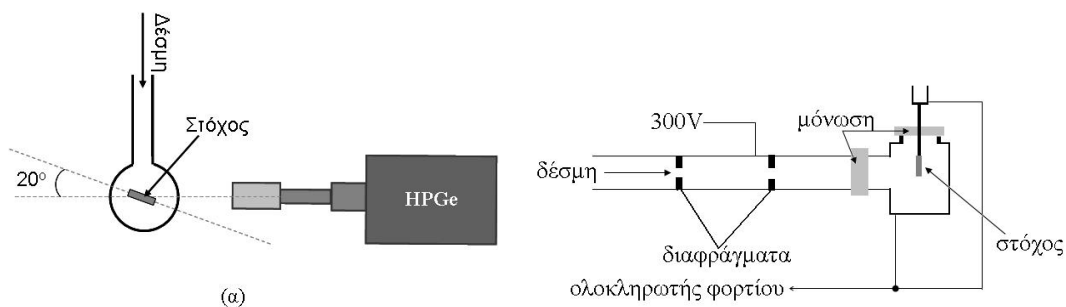


Σχήμα 3.13: Πειραματικό και εξομοιωμένο φάσμα RBS από τον στόχο ^{106}Cd για δέσμη πρωτονίων ενέργειας 1.4 MeV και γωνία ανίχνευσης 160°

3.1.2 Μετρήσεις προσδιορισμού εμπλουτισμού στόχων

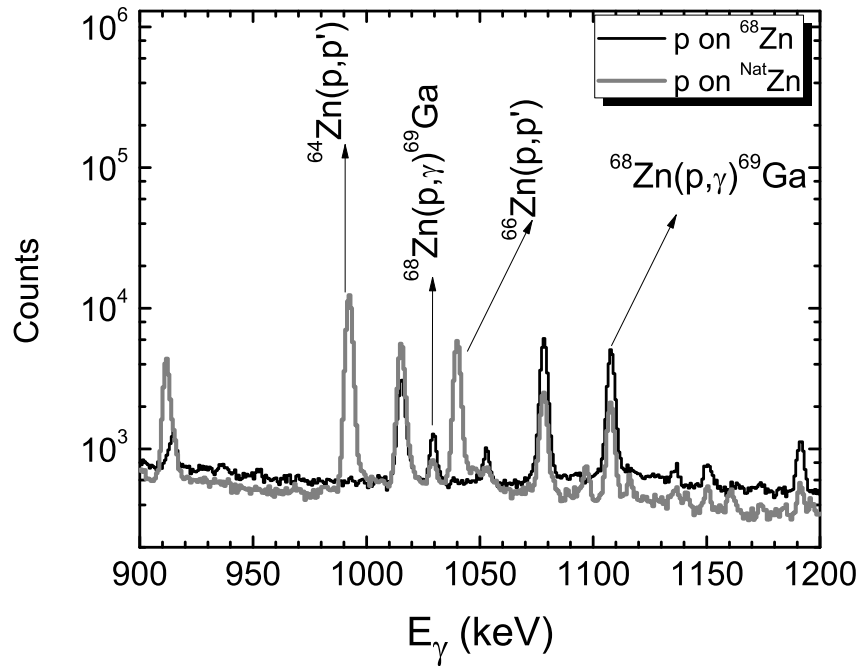
Για τη μελέτη των αντιδράσεων $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$ και $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ χρησιμοποιήθηκαν ισοτοπικά εμπλουτισμένοι στόχοι με άγνωστη περιεκτικότητα στο υπό εξέταση ισότοπο. Στις περιπτώσεις αυτές ήταν απαραίτητο να προσδιοριστεί η περιεκτικότητά των στόχων σε ^{68}Zn και ^{160}Cd αντίστοιχα.

Η μέτρηση της περιεκτικότητας του στόχου ^{68}Zn έγινε στο Εργαστήριο του Επιταχυντή Tandem του "Δημόκριτου". Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε η διάταξη που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.14. Ο εμπλουτισμένος στόχος με πάχος $\xi = 553 \pm 39$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) τοποθετήθηκε στο κέντρο ενός θαλαμίσκου και ακτινοβολήθηκε με δέσμη πρωτονίων ενέργειας 1.5 MeV. Υπό γωνία 90° ως προς την διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης ένας ανιχνευτής HPGe με σχετική απόδοση 100% και διακριτική ικανότητα 2.4 keV κατέγραφε γεγονότα κατά την ακτινοβολήση αυτή. Στη συνέχεια στη θέση του στόχου τοποθετήθηκε ένας στόχος φυσικού Zn πάχους $\xi = 530 \pm 37$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) και ακτινοβολήθηκε για το ίδιο συνολικό φορτίο. Στο σχήμα 3.15 φαίνονται τα φάσματα που συλλέχθηκαν στις ακτινοβολήσεις αυτές για την ενεργειακή περιοχή ακτίνων γ μεταξύ 900-1200 keV.



Σχήμα 3.14: Γραφική αναπαράσταση της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση της περιεκτικότητας του στόχου ^{68}Zn .

Στα φάσματα αυτά παρατηρούνται ακτίνες γ από αποδιεγέρσεις πυρήνων οι οποίοι σχηματίζονται από διαφορετικές αντιδράσεις που πραγματοποιεί η δέσμη με τους πυρήνες του στόχου. Στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται ακτίνες γ που παρατηρήθηκαν στα φάσματα λόγω των αντιδράσεων $^{68}\text{Zn}(p, p')^{68}\text{Zn}$ και $^{68}\text{Zn}(p, \gamma)^{69}\text{Ga}$. Για τους δύο στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις η απώλεια ενέργειας ήταν 21.8 keV, για τον εμπλουτισμένο στόχο, και 22.7 keV, για τον φυσικό στόχο. Επομένως, εφόσον η ενέργεια της δέσμης δεν αντιστοιχεί σε ενέργεια πλησίον συντονισμού, οι δύο αντιδράσεις του πίνακα 3.2 μπορεί να θεωρηθεί ότι πραγματοποιούνται με την ίδια ενεργό διατομή και για τους δύο στόχους.



Σχήμα 3.15: Φάσματα από την ακτινοβόληση του εμπλουτισμένου και φυσικού στόχου Zn με δέσμη πρωτονίων ενέργειας

Αν $\sigma_{1,2}$ είναι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων του πίνακα 3.2, τότε για τον αριθμό των γεγονότων κάθε κορυφής i θα ισχύει:

$$\frac{I_i}{I_2} \propto \frac{\epsilon_1 \xi_1 Q_1}{\epsilon_2 \xi_2 Q_2} \quad (3.6)$$

Στη σχέση αυτή ϵ είναι η ισοτοπική περιεκτικότητα του στόχου σε πυρήνες ^{68}Zn ενώ οι αριθμοί των γεγονότων I_1 και I_2 διορθώνονται ως προς το νεκρό χρόνο της μέτρησης. Για έναν φυσικό στόχο η ισοτοπική περιεκτικότητα είναι γνωστή και συγκεκριμένα για έναν στόχο Zn θα είναι $\epsilon = 18.75\%$. Τότε βάση της σχέσης (3.6), αν I_i^1, I_i^2 είναι οι εντάσεις των κορυφών που προκύπτουν κατά τον βομβαρδισμό του φυσικού στόχου και του εμπλουτισμένου στόχου αντίστοιχα, τότε για την άγνωστη περιεκτικότητα ϵ του εμπλουτισμένου στόχου θα ισχύει:

$$\epsilon_i = 0.1875 \frac{I_i^1 \xi_2 Q_2 (1 + w_1)}{I_i^2 \xi_1 Q_1 (1 + w_2)} \quad (3.7)$$

όπου Q_1, Q_2 είναι το συνολικό φορτίο κάθε μέτρησης, w_1, w_2 είναι ο νεκρός χρόνος κάθε μέτρησης και ξ_1, ξ_2 είναι τα ισοδύναμα πάχη του φυσικού και του εμπλουτισμένου στόχου αντίστοιχα. Ο δείκτης i συμβολίζει κάθε διαφορετική ακτίνα γ η οποία προέρχεται από αντιδράσεις της δέσμης με πυρήνες ^{68}Zn και η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για

τον προσδιορισμό της περιεκτικότητας του εμπλουτισμένου στόχου. Συνολικά χρησιμοποιήθηκαν 16 διαφορετικές ακτίνες γ , και από κάθε μία προσδιορίστηκε η περιεκτικότητα σύμφωνα με τη σχέση (3.7). Οι κορυφές που χρησιμοποιήθηκαν για τον σκοπό αυτό καθώς και οι αντίστοιχες υπολογιζόμενες περιεκτικότητες δίνονται στον πίνακα 3.2. Στους υπολο-

Πίνακας 3.2: Οι Ακτίνες γ από τις οποίες υπολογίστηκε ο εμπλουτισμός του στόχου.

$E_\gamma (keV)$	εμπλουτισμός (%)
318.7	97.3 ± 9.9
574.2	97.5 ± 9.9
709.8	97.8 ± 10.8
872.1	97.8 ± 10.0
1028.6	104.2 ± 13.3
1107.0	96.7 ± 11.3
1190.0	95.2 ± 12.6
1207.2	98.6 ± 11.3
1336.7	100.4 ± 10.6
1488.0	100.4 ± 12.5
1525.8	94.0 ± 12.3
1723.8	98.4 ± 12.5
2007.6	100.5 ± 11.7
2024.0	101.2 ± 12.6
1077.3	106.6 ± 11.6
1883.1	100.1 ± 19.8

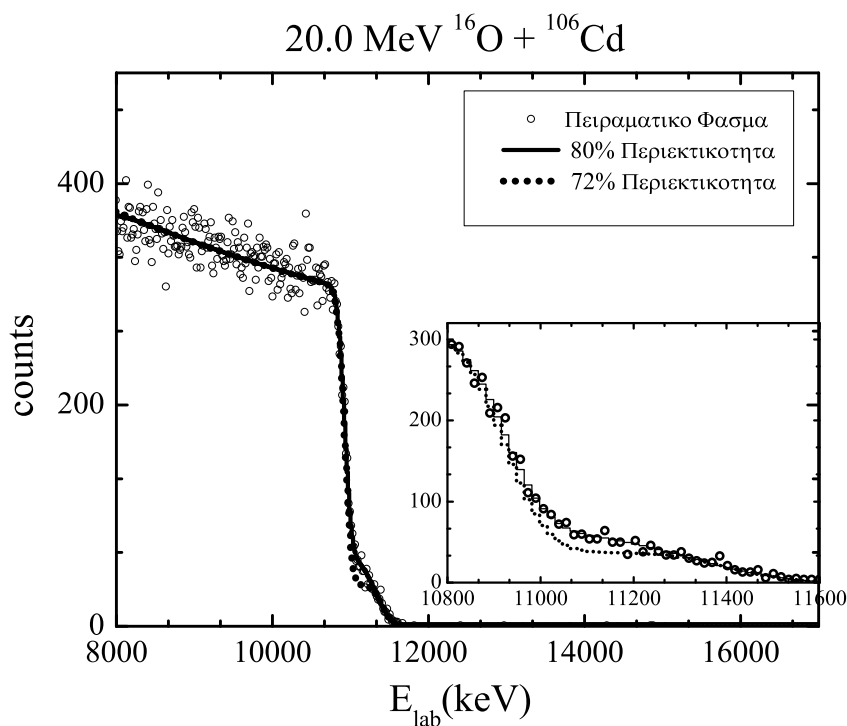
γισμούς μέσω της σχέσης (3.7) τα εμβαδά I_i υπολογίστηκαν έπειτα από προσαρμογή των κορυφών με κανονικές κατανομές, τα ισοδύναμα πάχη (ξ) με την τεχνική RBS, το φορτίο μετρήθηκε από τον ολοκληρωτή φορτίου με σφάλμα 3% και ο νεκρός χρόνος από τον ADC και υπολογίστηκε το αντίστοιχο σφάλμα όπως είναι γνωστό ως:

$$\delta\epsilon_i = \sqrt{\left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial I_1^i} \delta I_1^i\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial \xi_1} \delta \xi_1\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial Q_1} \delta Q_1\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial I_2^i} \delta I_2^i\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial \xi_2} \delta \xi_2\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial Q_2} \delta Q_2\right)^2} \quad (3.8)$$

Στη συνέχεια για τον προσδιορισμό της περιεκτικότητας από τις τιμές του πίνακα 3.2 εφαρμόστηκε η σταθμισμένη μέθοδος ελάχιστων τετραγώνων και έτσι βρέθηκε ότι η περιεκτικότητα του εμπλουτισμένου στόχου ήταν $\epsilon = 99 \pm 3\%$.

Η πολύ μικρή περιεκτικότητα (1.5%) ενός φυσικού στόχου Cd σε πυρήνες ^{106}Cd περιορίζει τη δυνατότητα εφαρμογής της προηγούμενης μεθόδου για τη μέτρηση της περι-

κτικότητας του αντίστοιχου εμπλουτισμένου στόχου. Στη περίπτωση αυτή εφαρμόστηκε η τεχνική RBS. Χρησιμοποιήθηκε η διάταξη που περιγράφεται στη παράγραφο 2.3 και ο σωματιδιακός ανιχνευτής τοποθετήθηκε στις 170° . Επιπλέον για το σκοπό της μέτρησης αυτής έπρεπε να χρησιμοποιηθεί μια βαρύτερη δέσμη. Αν υποτεθεί μια δέσμη δευτερίων ενέργειας 1.35 MeV τότε από τη σχέση (3.2) τα οπισθοσκεδαζόμενα δευτέρια θα έχουν ενέργειες 1.252, 1.257 και 1.258 MeV αν σκεδάζονται από ^{106}Cd , ^{112}Cd και ^{114}Cd πυρήνες αντίστοιχα. Καθώς η διακριτική ικανότητα ενός σωματιδιακού ανιχνευτή είναι της τάξης ~ 10 keV, με τον τρόπο αυτό δεν είναι δυνατή η ταυτοποίηση του ισότοπου από το οποίο γίνεται η σκέδαση. Έτσι για την μέτρηση αυτή χρησιμοποιήθηκε δέσμη ^{16}O ενέργειας 20 MeV. Στη περίπτωση αυτή οι αντίστοιχες ενέργειες σκέδασης είναι 10.930, 11.295 και 11.410 MeV αντίστοιχα. Το φάσμα της μέτρησης αυτής φαίνεται στο σχήμα 3.16.



Σχήμα 3.16: Πειραματικό και εξομειωμένα φάσματα RBS από τον βομβαρδισμό του εμπλουτισμένου στόχου Cd με δέσμη ^{16}O ενέργειας 20 MeV.

Για τη δέσμη που χρησιμοποιήθηκε ο στόχος είναι απείρου πάχους και για την εξομοίωσή του με το πρόγραμμα SIMNRA προσαρμόζεται η περιεκτικότητα του στόχου ως μοναδική ελεύθερη παράμετρος. Από την εξομοίωση του φάσματος βρέθηκε ότι η περιεκτικότητα του στόχου του ^{106}Cd ήταν $\epsilon = 80 \pm 4\%$. Η αβεβαιότητα αυτή προκύπτει θεωρώντας στόχους διαφορετικής περιεκτικότητας για την προσαρμογή.

3.2 Μετρήσεις Ενεργών Διατομών στο Πανεπιστήμιο Bochum

Για την μέτρηση ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης μπορούν να χρησιμοποιηθούν τρεις βασικές τεχνικές. Η πρώτη είναι η αυτή της ενεργοποίησης. Στην τεχνική αυτή τα δείγματα ακτινοβολούνται με δέσμη ιόντων ή νετρονίων για ορισμένο χρόνο και μετά το πέρας της ακτινοδόλησης γίνεται μέτρηση της εναπομένουσας ενεργότητας, συνήθως ακτινοβολίας γ των ασταθών πυρήνων που παράγονται. Με τον τρόπο αυτό συλλέγονται φάσματα ακτίνων γ με αναλογικά χαμηλό υπόβαθρο το οποίο παράγεται μέσω της αντίδρασης της δέσμης με τον στόχο και τις τυχόν προσμίξεις του αλλά και τα διαφράγματα και τον ίδιο το θάλαμο σκέδασης. Η τεχνική της ενεργοποίησης δεν μπορεί να εφαρμοστεί για την μέτρηση ενεργών διατομών σε περιπτώσεις στις οποίες ο σχηματιζόμενος πυρήνας είναι σταθερός ή έχει πολύ μικρό χρόνο ημιζωής ($< 5 \text{ min}$) ή πολύ μεγάλο ($>$ μερικές εβδομάδες).

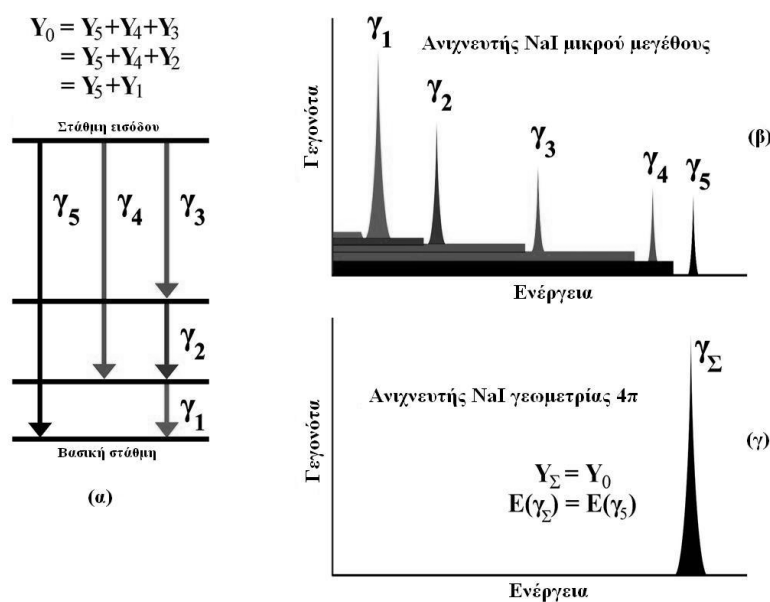
Στη δεύτερη μέθοδο, γνωστή ως μέθοδος μέτρησης των γωνιακών κατανομών, καταγράφονται οι ακτίνες γ που προκύπτουν από διάφορες μεταπτώσεις κατά τη διάρκεια βομβαρδισμού του στόχου ("in-beam"), σε ορισμένες γωνίες με ανιχνευτές Ge υψηλής καθαρότητας. Σε μια πυρηνική αντίδραση σύλληψης ο αριθμός των παραγόμενων πυρήνων, που είναι κατ'αρχάς διεγερμένοι στη στάθμη εισόδου (βλ. §1.5), είναι ίσος με τον αριθμό των πυρήνων που "απολήγουν" στη θεμελιώδη στάθμη μέσω αποδιεγέρσεων γ . Συνεπώς για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης πρέπει να μετρηθούν είτε οι εντάσεις όλων των πρωτογενών μεταπτώσεων ή όλων των μεταπτώσεων που τροφοδοτούν τη θεμελιώδη στάθμη. Η σχετική μέθοδος ανάλυσης παρουσιάζεται αναλυτικά στις διδακτορικές διατριβές ([Fo13] και [Ga03]). Τα φάσματα που συλλέγονται σε μια in-beam μέτρηση με ανιχνευτές Ge περιέχουν κατά κανόνα πολλές κορυφές καθόσον η βασική στάθμη τροφοδοτείται από υψηλό αριθμό μεταπτώσεων γ . Το γεγονός αυτό καθιστά την εφαρμογή της τεχνικής των μετρήσεων γωνιακών κατανομών για τον προσδιορισμό πολύ μικρών ($< \mu\text{barn}$) ενεργών διατομών ιδιαίτερα χρονοβόρα, καθόσον πρέπει να αναλυθούν όλες οι μεταπτώσεις που τροφοδοτούν τη βασική στάθμη σε πολλές επιπλέον ενέργειες δέσμης. Στην παρούσα εργασία οι μετρήσεις έγιναν με την τεχνική των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων. Τα βήματα που ακολουθούνται στην μέθοδο αυτή θα αναπτυχθούν διεξοδικότερα στις επόμενες παραγράφους.

3.2.1 Μέθοδος ανάλυσης γωνιακά ολοκληρωμένων γ -μεταπτώσεων

Σε αντίθεση με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών, όπου γίνεται χρήση πολλών ανιχνευτών Ge υψηλής καθαρότητας, στη μέθοδο των γωνιακά ολοκληρωμένων γ -μεταπτώσεων χρησι-

μπορείται ένας ανιχνευτής μεγάλου όγκου που τοποθετείται γύρω από το στόχο. Καλύπτοντας στερεά γωνία σχεδόν 4π γίνεται μέτρηση γωνιακά ολοκληρωμένων γ -μεταπτώσεων ενώ ο μεγάλος όγκος του ανιχνευτή συνεπάγεται υψηλή ανιχνευτική ικανότητα. Συνήθως οι ανιχνευτές μεγάλου όγκου που χρησιμοποιούνται για το σκοπό αυτό είναι κρύσταλλοι NaI(Tl), οι οποίοι μπορεί να είναι είτε τεμαχισμένοι (segmented) είτε μεγάλοι ενιαίοι κρύσταλλοι (single crystal).

Η αρχή λειτουργίας ενός αθροιστικού ανιχνευτή που χρησιμοποιείται σε μετρήσεις γωνιακά ολοκληρωμένων γ -μεταπτώσεων παριστάνεται στο σχήμα 3.17. Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 1.5, οι παραγόμενοι πυρήνες σε μια αντίδραση σύλληψης σχηματίζονται σε μια διεγερμένη στάθμη, την λεγόμενη στάθμη εισόδου, με ενέργεια E_Σ ίση με το άθροισμα της τιμής Q της αντίδρασης συν την ενέργεια της δέσμης ($E_\Sigma = Q + E_{cm}$). Οι διεγερμένοι αυτοί πυρήνες αποδιεγείρονται από τη στάθμη εισόδου, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.17(a), είτε με μεταπτώσεις που οδηγούν στη θεμελιώδη στάθμη, με εκπομπή μια ακτίνας γ (γ_5), είτε μεταπίπτοντας σε χαμηλότερες καταστάσεις και ακολούθως στην βασική μέσω μιας σειράς διαδοχικών αποδιεγέρσεων γ , με εκπομπή των ακτίνων $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ και γ_4 .



Σχήμα 3.17: Αρχή λειτουργίας του αθροιστικού κρυστάλλου σε γεωμετρία 4π , [Fo13]

Εφόσον για την καταγραφή των μεταπτώσεων αυτών χρησιμοποιηθεί ένας ανιχνευτής Ge υψηλής καθαρότητας ή ένας κρύσταλλος NaI(Tl) μικρού μεγέθους, τυπικών διαστάσεων $3'' \times 3''$, τότε το φάσμα που συλλέγεται φαίνεται στο σχήμα 3.17(β). Στο εν λόγω φάσμα οι προαναφερθείσες μεταπτώσεις οδηγούν στην εμφάνιση ανεξάρτητων κορυφών συνοδευόμε-

νες από το αντίστοιχο υπόβαθρο Compton. Εάν, όμως, για την ανίχνευση των ακτίνων γ χρησιμοποιηθεί ένας ανιχνευτής μεγάλου όγκου, όπως αυτός που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, τότε το συλλεγόμενο φάσμα τροποποιείται. Καθώς ο χρόνος απόκρισης του ανιχνευτή αυτού είναι της τάξης των 250 ns, όσες ακτίνες γ εκπέμπονται σε χρονική μεταξύ τους απόσταση μικρότερη από το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή δεν διαχωρίζονται, ανιχνεύονται από το κρύσταλλο ως ένα γεγονός. Έτσι, παράγεται μόνο ένα ηλεκτρικό σήμα με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Ο χρόνος αποδιέγερσης των παραγόμενων πυρήνων σε μια μέτρηση είναι κατά πολύ μικρότερος του χρόνου απόκρισης του ανιχνευτή, καθώς η χρονική διάρκεια μιας αποδιέγερσης είναι της τάξης των ps (εφόσον υποθεθεί ότι δεν υπάρχει κάποια ενδιάμεση μακρόβια μετασταθής στάθμη). Συνεπώς οι ακτίνες γ που προέρχονται από διαδοχικές μεταπτώσεις ενός πυρήνα θα αθροίζονται, αντίθετα τα φωτόνια που εκπέμπονται από αποδιεγέρσεις διαφορετικών πυρήνων κατά κανόνα, πλην ελάχιστων εξαιρέσεων, δεν είναι χρονικά συσχετισμένες, οπότε καταγράφονται ως ξεχωριστά γεγονότα.

Στην ιδανική περίπτωση που καμία ακτίνα γ δεν διαφεύγει από τον όγκο του κρυστάλλου κάθε παραγόμενος πυρήνας θα συνεισφέρει με ένα γεγονός στην αθροιστική κορυφή και το συλλεγόμενο φάσμα φαίνεται στο σχήμα 3.17(γ) και περιέχει αποκλειστικά και μόνο την αθροιστική κορυφή. Στην πράξη μια ακτίνα γ μπορεί να διαφύγει χωρίς να ανιχνευτεί ή να σκεδαστεί και να εναποθέσει μέρος της ενέργειάς της στον κρύσταλλο. Αυτά τα γεγονότα ατελούς άθροισης λαμβάνονται υπόψη προσδιορίζοντας της απόλυτη ανιχνευτική απόδοση, ϵ_{Σ} , του αθροιστικού ανιχνευτή (βλ §3.2.3). Η ολική απόλυτη απόδοση Y της υπό μελέτη αντίδρασης βρίσκεται από το εμβαδό I_{Σ} της αθροιστικής κορυφής και τον αριθμό N_{α} των προσπιπτόντων σωματιδίων, ως:

$$Y = \frac{I_{\Sigma}}{\epsilon_{\Sigma} N_{\alpha}} \quad (3.9)$$

Συνεπώς, η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυτής θα υπολογίζεται από την σχέση:

$$\sigma = \frac{A I_{\Sigma}}{N_A \xi \epsilon_{\Sigma} N_{\alpha}} \quad (3.10)$$

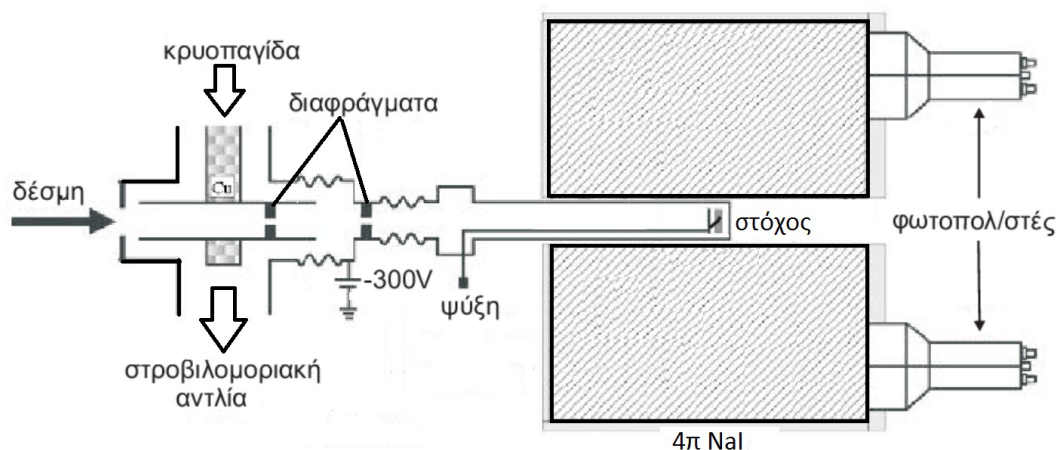
όπου N_A είναι ο αριθμός Avogadro, A ο μαζικός αριθμός και ξ η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου (σε g/cm^2).

Στην περίπτωση που συμβαίνει κάποια από τις ενδιάμεσες στάθμες, του ενεργειακού διαγράμματος του παραγόμενου πυρήνα, να έχει χρόνο ζωής συγκρίσιμο με τον χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή, τότε στο συλλεγόμενο φάσμα επιπλέον της αθροιστικής κορυφής εμφανίζεται μια κορυφή σε ενέργεια $E_{\Sigma 1} = E_{\Sigma} - E_m$, όπου E_m είναι η ενέργεια της μακρόβιας στάθμης. Η κορυφή αυτή σχηματίζεται από την άθροιση των ακτίνων γ που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση του πυρήνα από την στάθμη εισόδου μέχρι την μακρόβια

αυτή στάθμη. Τα φωτόνια που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση της μακρόβιας στάθμης προς τη βασική είναι "καθυστερημένα" χρονικά και δεν αθροίζονται από τον κρύσταλλο. Σε αυτή την περίπτωση, για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής πρέπει να προσμετρηθούν και τα γεγονότα της επιπλέον κορυφής.

3.2.2 Ο αθροιστικός ανιχνευτής NaI(Tl)

Στο σχήμα 3.18 φαίνεται ένα σκίτσο του ανιχνευτή σπινθηρισμών NaI(Tl) που χρησιμοποιήθηκε στις μετρήσεις στο Πανεπιστήμιο του Bochum. Η δέσμη των σωματιδίων α κατευθύνεται στο στόχο αφού εστιαστεί διερχόμενη μέσω δύο διαφραγμάτων κατασκευασμένων από Ta. Τα διαφράγματα αυτά είχαν εύρος 2 mm και 3 mm και βρίσκονταν σε απόσταση 1.85 m και 0.65 m από τον στόχο. Με τις διαστάσεις αυτές το ίχνος μιας εστιασμένης στο στόχο δέσμης είχε διάμετρο περίπου 2 mm. Στο τέλος του επιταχυντικού σωλήνα είχαν τοποθετηθεί οι στόχοι πάνω σε μια βάση και για τη διατήρηση του κενού σε πίεση της τάξης των 10^{-7} mbar χρησιμοποιήθηκε μια στροβιλομοριακή αντλία σε συνδυασμό με μια μηχανική αντλία. Παράλληλα, κοντά στα διαφράγματα είχε τοποθετηθεί μια κρυοπαγίδα η οποία αποσκοπούσε στην ελαχιστοποίηση της εναπόθεσης άνθρακα πάνω στους στόχους και τα διαφράγματα, φαινόμενο που οφείλεται στους υδρογονάνθρακες που συμπαρασύρει η δέσμη οδηγούμενη στο στόχο.



Σχήμα 3.18: Πειραματική διάταξη του αθροιστικού κρυστάλλου στο Bochum

Η δέσμη, αφού διαπερνούσε το στόχο, σταματούσε σε δύο μεταλλικά φύλλα Au και στη συνέχεια Ta, κατάλληλου πάχους. Ο στόχος μαζί με το υπόστρωμα ήταν τοποθετημένοι σε μία βάση στήριξης κατασκευασμένης από ταντάλιο. Η βάση στήριξης των στόχων βρισκόταν σε επαφή με ένα σύστημα ψύξης αποτελούμενο από ένα σωλήνα από ανοξείδωτο ατσάλι

διαμέτρου 3 mm, το οποίο κάλυπτε μεγάλο τμήμα της επιφάνειας της βάσης και εντός του διερχόταν πεπιεσμένος αέρας.

Μεταξύ των διαφραγμάτων όπως φαίνεται στο σχήμα 3.18, παρεμβάλλονταν κεραμικά τμήματα ώστε τα διαφράγματα να είναι ηλεκτρικά μονωμένα μεταξύ τους. Αυτό επέτρεπε την μέτρηση του φορτίου στο στόχο και συγκεκριμένα το φορτίο που συλλεγόταν στο τελευταίο κυλινδρικό τμήμα της διάταξης μετά το τελευταίο κεραμικό εφαρμόζοντας τάση -300 V μεταξύ των δυο διαφραγμάτων. Έτσι, τα δευτερογενή ηλεκτρονία περιορίζονταν στο χώρο παραγωγής τους. Επιπλέον, για τη συλλογή του φορτίου βραχυκυκλώθηκε ο στόχος και το τελικό κυλινδρικό τμήμα της διάταξης, το οποίο λειτουργούσε ως Faraday cup, και η μέτρησή του γινόταν με έναν βαθμονομημένο ολοκληρωτή φορτίου με ακρίβεια καλύτερη από 3% [Pi96].

Οι ακτίνες γ που παράγονταν από τις υπό μελέτη αντιδράσεις, ανιχνεύονταν από έναν κρύσταλλο NaI(Tl) διαστάσεων 12" \times 12". Ο ανιχνευτής αυτός καλύπτει στερεά γωνία σχεδόν 4π (98%) για μια πηγή τοποθετημένη στο κέντρο του. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του στην ενέργεια των 10 MeV βρέθηκε να είναι 2%. Ο ανιχνευτής ήταν τοποθετημένος πάνω σε μια τροχήλατη βάση. Το παραγόμενο φως στον ανιχνευτή συλλεγόταν από έξι φωτοπολλαπλασιαστές. Τα σήματα εξόδου λαμβάνονταν με εφαρμογή κατάλληλης υψηλής τάσης, μέσω ποτενσιομέτρων, και στη συνέχεια αθροίζονταν ως ένα σήμα το οποίο ενισχυόταν και οδηγούνταν στην είσοδο ενός πολυκαναλικού αναλυτή ADC προς επεξεργασία.

3.2.3 Απόλυτη απόδοση του αθροιστικού ανιχνευτή NaI(Tl)

Για τη μέτρηση του αριθμού των σχηματιζόμενων σύνθετων πυρήνων σε ένα πείραμα είναι απαραίτητο να προσδιοριστεί η απόλυτη ανιχνευτική ικανότητα άθροισης του κρυστάλλου για πυρήνες που είναι τοποθετημένοι στο κέντρο του. Για το σκοπό αυτό έχει γίνει εκτενής μελέτη στην εργασία [Sp07]. Στην εργασία αυτή οι μετρήσεις για τη μελέτη της ανιχνευτικής ικανότητας πραγματοποιήθηκαν με χρήση της ίδιας πειραματικής διάταξης που βασίζεται στον ανιχνευτή NaI(Tl) 4π. Επίσης στην ίδια εργασία αναπτύχθηκε και ελέγχθηκε η λεγόμενη μέθοδος "in/out" για τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας η οποία αποτελείται από τα παρακάτω 3 βήματα :

1. Λήψη φασμάτων στις θέσεις A και B, όπου A είναι το κέντρο συμμετρίας του κρυστάλλου και B στην ακμή του στα 16.8 cm (βλ. σχήμα 3.19(a)), και καταγραφή του λόγου των εντάσεων της αθροιστικής κορυφής από την αντίδραση για τις δύο αυτές θέσεις.
2. Υπολογισμός της μέσης πολλαπλότητας $\langle M \rangle$ της αποδιέγερσης του σύνθετου πυ-

ρήνα με εφαρμογή εμπειρικής σχέσης (βλ. σχήμα 3.19(β)), που συνδέει την μέση πολλαπλότητα με τον αντίστοιχο λόγο του προηγούμενου βήματος.

3. Υπολογισμός της ανιχνευτικής απόδοσης, για συγκεκριμένη μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle$ και ενέργεια της αθροιστικής κορυφής, από τις προσομοιωμένες τιμές (βλ. σχήμα 3.21), που έχουν υπολογιστεί στην εργασία [Sy07] με τον κώδικα GEANT4 [Ge03].

Στις επόμενες παραγράφους περιγράφεται εν συντομία η διαδικασία που ακολουθείται για την μελέτη της ανιχνευτικής ικανότητας με την μέθοδο "in/out".

Προσδιορισμός της μέσης πολλαπλότητας της αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα

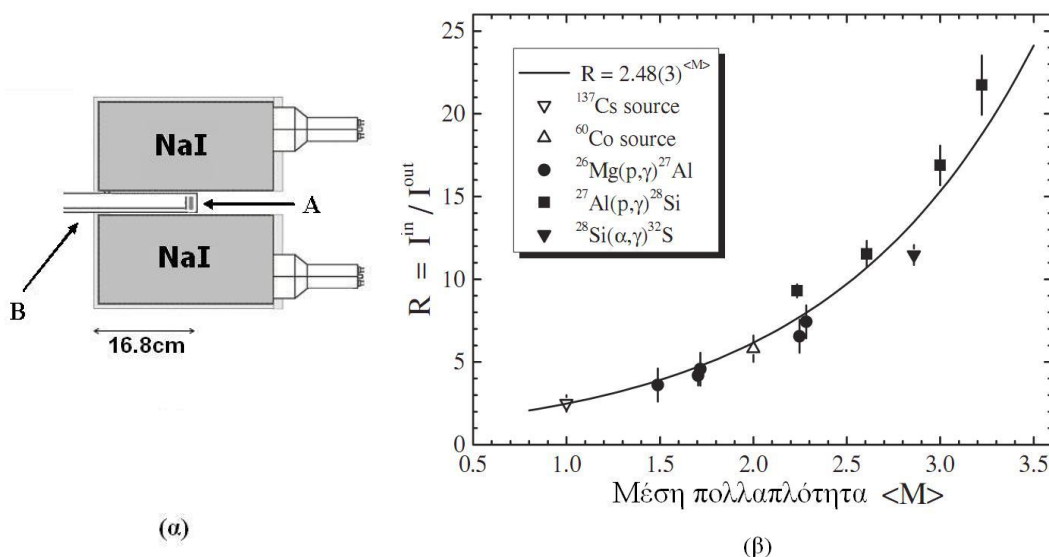
Ο όρος πολλαπλότητα χαρακτηρίζει μια σειρά διαδοχικών αποδιεγέρσεων γ , γνωστή και με τον όρο "καταιγισμός γ ", ενός πυρήνα από στάθμη σε στάθμη και είναι ίση με το πλήθος των διαδοχικών φωτονίων από τα οποία αποτελείται αυτή η διαδοχή αποδιεγέρσεων γ . Για παράδειγμα αν γίνεται με ταυτόχρονη εκπομπή 4 φωτονίων τότε η πολλαπλότητα είναι $M=4$ και αντίστοιχα $M=3$ αν γίνεται με 3 φωτόνια κ.ο.κ. Καθώς η στάθμη εισόδου ενός σύνθετου πυρήνα μπορεί να αποδιεγερθεί με πολλές πιθανές μεταπτώσεις γ διαφορετικής πολλαπλότητας η καθεμία, η μέση πολλαπλότητα για αυτή την εν λόγω διαδοχή ορίζεται ως:

$$\langle M \rangle = \sum_i B_i M_i \quad (3.11)$$

όπου M_i είναι η πολλαπλότητα της διαδοχής i και B_i είναι η πιθανότητα να αποδιεγερθεί ο πυρήνας μέσω της διαδοχής i και υπολογίζεται χρησιμοποιώντας γνωστές τιμές των συντελεστών διακλάδωσης από τη βιβλιογραφία. Στις περιπτώσεις που οι συντελεστές διακλάδωσης είναι γνωστοί από τη βιβλιογραφία, όπως συμβαίνει για παράδειγμα κατά την αποδιέγερση της στάθμης εισόδου του πυρήνα ^{28}Si στην αντίδραση $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ για συγκεκριμένες ενέργειες (συντονισμοί), η μέση πολλαπλότητα μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση (3.11). Όμως στις αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία ο σχηματιζόμενος σύνθετος πυρήνας είναι διεγερμένος ενέργειες όπου οι συντελεστές διακλάδωσης δεν είναι γνωστοί και η μέση πολλαπλότητα της διαδοχής πρέπει να προσδιοριστεί πειραματικά. Ο προσδιορισμός της μέσης πολλαπλότητας στην μέθοδο "in/out" βασίζεται στο γεγονός ότι η στερεά γωνία που καλύπτει ο κρύσταλλος γύρω από έναν στόχο μεταβάλλεται ανάλογα με τη θέση του τελευταίου μέσα στον κρύσταλλο.

Αν θεωρηθεί ως θέση A το κέντρο του κρυστάλλου και θέση B το άκρο του (βλ. σχήμα 3.19(a)) τότε η στερεά γωνία που καλύπτει ο ανιχνευτής σε αυτές τις δύο θέσεις είναι 4π

και 2π αντίστοιχα. Αν τώρα υποθεθεί μια διαδοχή πολλαπλότητας $M=1$ και καταγραφούν οι εντάσεις I_{Σ}^{in} και I_{Σ}^{out} της αθροιστικής κορυφής για ένα στόχο τοποθετημένο στη θέση A και θέση B αντίστοιχα, τότε ο λόγος $R = I_{\Sigma}^{in}/I_{\Sigma}^{out}$, θα είναι ίσος με $R = 2$. Ομοίως για πολλαπλότητα $M=2$ θα είναι $R = 2 \times 2 = 4$, για $M=3$, $R = 2 \times 2 \times 2 = 8$ και εν γένει στην ιδανική περίπτωση ισοτροπικής εκπομπής, και εφόσον η θέση B βρίσκεται ακριβώς στο άκρο του κρυστάλλου, θα είναι $R = 2^M$. Στην εργασία [Sp07] μελετήθηκε η εξάρτηση του λόγου R από την πολλαπλότητα θεωρώντας την θέση B στα 16.8 cm από το κέντρο του κρυστάλλου. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν διαδοχές με γνωστή πολλαπλότητα, όπως για παράδειγμα στις αποδιεγέρσεις των πηγών ^{60}Co και ^{137}Cs πολλαπλότητας 2 και 1 αντίστοιχα καθώς και των πυρήνων που παράγονται από τις αντιδράσεις $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$, $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ και $^{28}\text{Si}(\alpha,\gamma)^{32}\text{S}$ για ενέργειες συντονισμών, στις οποίες οι συντελεστές διακλάδωσης είναι γνωστοί από τη βιβλιογραφία. Οι τιμές του λόγου R που προέκυψαν φαίνονται στο σχήμα 3.19(β).



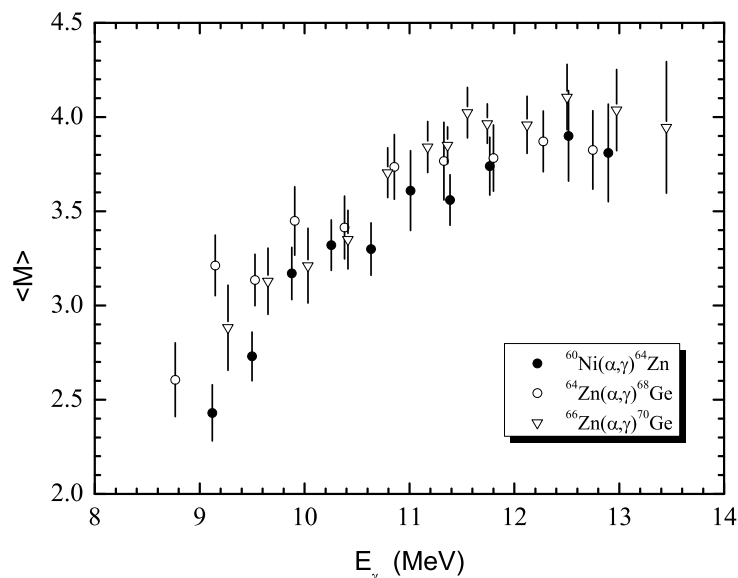
Σχήμα 3.19: (α) Οι θέσεις A και B του κρυστάλλου ως προς τον στόχο, (β) Γραφική παράσταση της εξάρτησης του λόγου R από τη μέση πολλαπλότητα.

Στο σχήμα 3.19(β) η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη προσαρμογή των σημείων με συνάρτηση της μορφής $R = \alpha^{<M>} + \beta$ και έτσι βρέθηκε η εμπειρική σχέση (3.12):

$$R = 2.48(3)^{<M>} \quad (3.12)$$

Εφαρμόζοντας τη σχέση (3.12), στην παρούσα εργασία και προσδιορίστηκαν οι μέσες

πολλαπλότητες των αντιδράσεων $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$ και $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$ για κάθε ενέργεια δέσμης και οι οποίες παρουσιάζονται στο γράφημα του σχήματος 3.20.



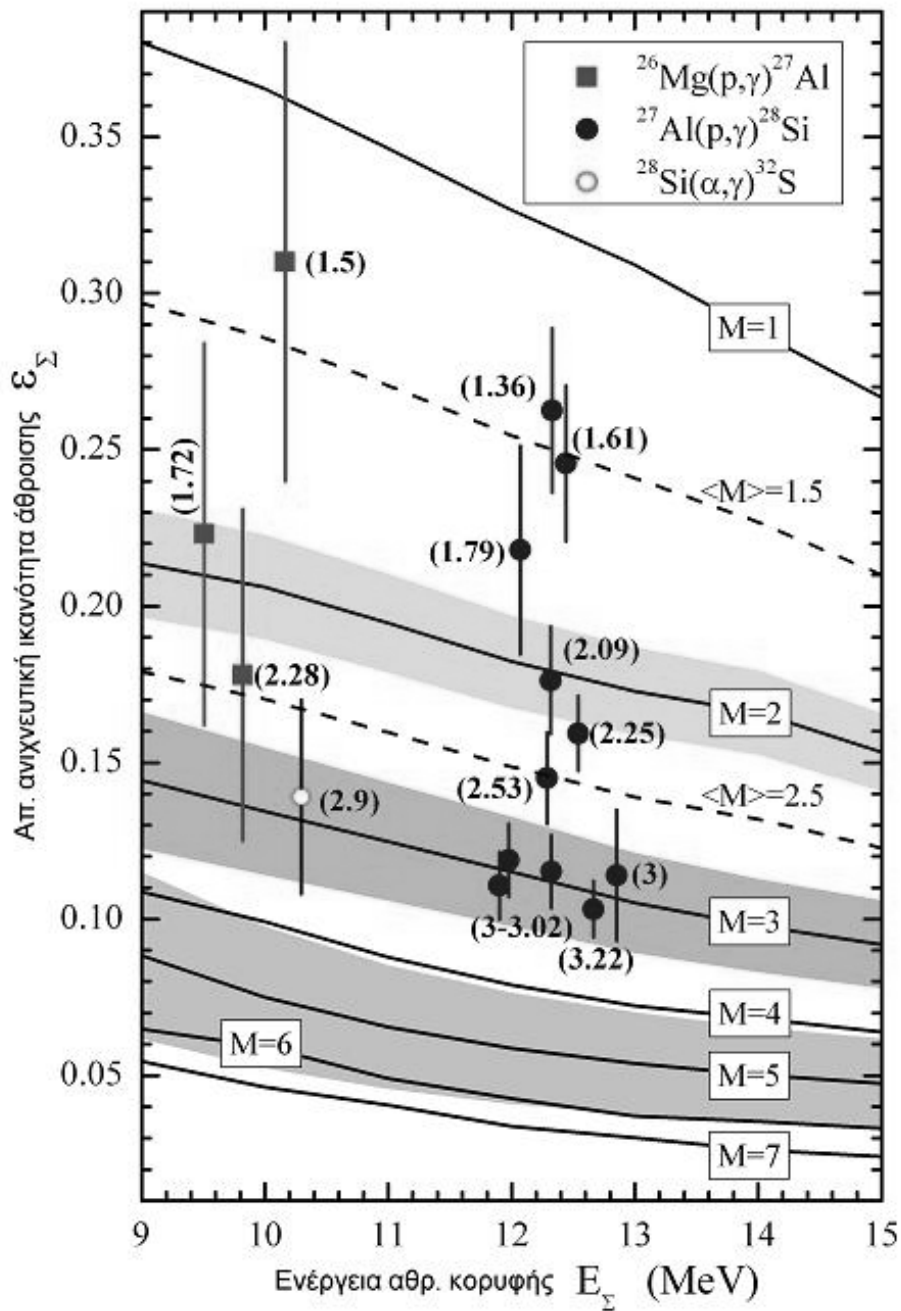
Σχήμα 3.20: Τιμές της μέσης πολλαπλότητας για αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία εφαρμόζοντας τη σχέση (3.12).

Στο σχήμα 3.20 παρατηρείται μια μονότονη αύξηση της μέσης πολλαπλότητας συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων α λόγω της εισαγωγής περισσότερων σταθμών στη διαδοχή κατά το σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα σε ολοένα και υψηλότερες στάθμες εισόδου.

Εξάρτηση της ανιχνευτικής ικανότητας από την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής

Στην εργασία [Sp07] για τη μελέτη της ενεργειακής εξάρτησης της ανιχνευτικής ικανότητας πραγματοποιήθηκε μια σειρά προσομοιώσεων χρησιμοποιώντας στο αρχείο εισόδου του κώδικα GEANT4 γεγονότα συγκεκριμένης πολλαπλότητας για διαφορετικές ενέργειες αθροιστικής κορυφής. Συγκεκριμένα έγινε προσομοίωση φασμάτων για πολλαπλότητες $M=1$ μέχρι $M=7$ και για ενέργειες 8 μέχρι 16 MeV και για κάθε περίπτωση το αρχείο εισόδου αποτελούνταν από γεγονότα ορισμένης πολλαπλότητας και ενέργειας της αθροιστικής κορυφής για διαφορετικούς συνδυασμούς ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Κατόπιν από τα φάσματα αυτά υπολογίστηκε το εμβαδόν της κορυφής των αθροιστικών γεγονότων και επομένως η αντίστοιχη προσομοιωμένη ανιχνευτική ικανότητα.

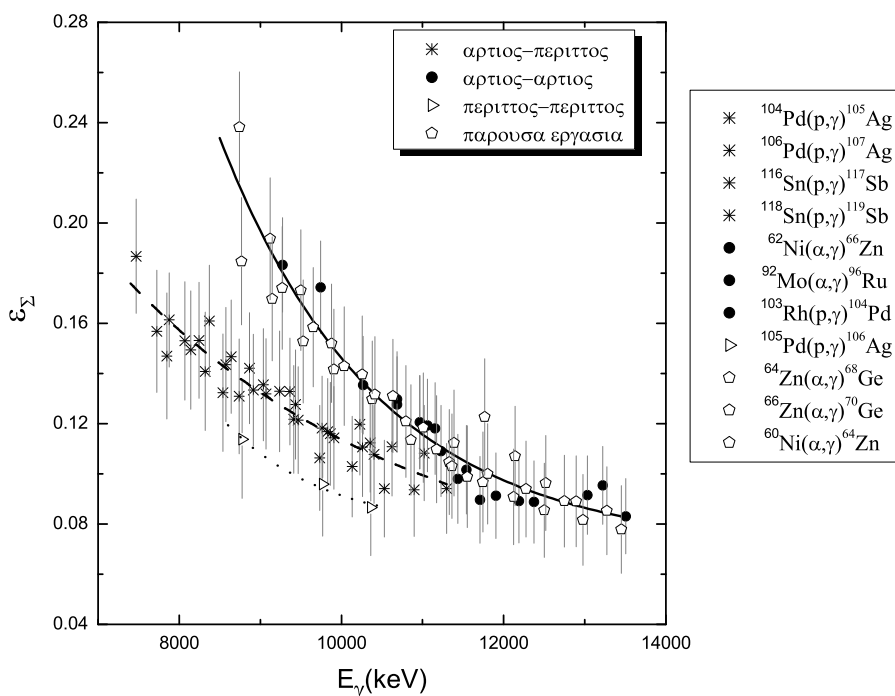
Τα αποτελέσματα από τη μελέτη αυτή συνοψίζονται στο ενεργειακό διάγραμμα της ανιχνευτικής ικανότητας που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.21:



Σχήμα 3.21: Το ενεργειακό διάγραμμα της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του κρυστάλλου [Sy07]

Οι σκιασμένες περιοχές του διαγράμματος αντιστοιχούν στα σφάλματα των προσομοιωμένων τιμών ανιχνευτικής ικανότητας για αθροιστικά γεγονότα ίδια ενέργειας E_Σ και πολλαπλότητας αλλά διαφορετικών συνδυασμών ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Έτσι για

$M = 1$ προφανώς δεν υπάρχει τέτοια αβεβαιότητα, ενώ για $M = 2, 3, 5$ οι αβεβαιότητες είναι 8%, 15% και 30% αντίστοιχα. Για μεγαλύτερες πολλαπλότητες οι αβεβαιότητες ξεπερνούν το 40%. Από το σχήμα 3.21 γίνεται σαφές ότι αν για κάποια αντίδραση μπορεί να εφαρμοστεί η μέθοδος "in/out" και μέσω της εμπειρικής σχέσης (3.12) να προσδιοριστεί η μέση πολλαπλότητα της αποδιέγερσης, τότε για την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής μπορεί να προσδιοριστεί η ανιχνευτική ικανότητα χρησιμοποιώντας το διάγραμμα του σχήματος 3.21. Για τιμές πολλαπλότητας για τις οποίες δεν έχει υπολογιστεί η προσομοιωμένη απόδοση χρησιμοποιούνται οι δύο πλησιέστερες καμπύλες ζυγισμένες με τα κατάλληλα ποσοστά. Αν η μέση πολλαπλότητα είναι της μορφής $X.yz$ τότε η απόδοση θα βρίσκεται από την σχέση (3.13):



Σχήμα 3.22: Ανιχνευτική απόδοση του κρυστάλλου NaI(Tl) όπως έχει προσδιοριστεί εφαρμόζοντας τη μέθοδο "in/out" για τις αντιδράσεις που δίνονται στο πλαίσιο. Οι συνεχείς καμπύλες αντιστοιχούν σε προσαρμογές των πειραματικών σημείων για την περίπτωση που ο σύνθετος πυρήνας είναι άρτιος-άρτιος (συνεχής γραμμή), άρτιος-περιττός (διακεκομμένη γραμμή), περιττός-περιττός (εστιγμένη γραμμή)

$$\varepsilon_{\langle M \rangle} = (1 - 0.yz) \times \varepsilon_{M=X} + 0.yz \times \varepsilon_{M=X+1} \quad (3.13)$$

θεωρώντας για παράδειγμα την μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle = 3.25$ τότε, βάση της σχέσης

(3.13), η υπολογιζόμενη ανιχνευτική απόδοση θα βρίσκεται από τις προσομοιωμένες τιμές ε_3 και ε_4 ως: $\varepsilon_{3,25} = 0.75 \times \varepsilon_3 + 0.25 \times \varepsilon_4$.

Η μέθοδος "in/out" εφαρμόστηκε για τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας στην παρούσα εργασία για τις αντιδράσεις $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$ και $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$. Για την ίδια πειραματική διάταξη η ανιχνευτική ικανότητα έχει μετρηθεί με τη μέθοδο "in/out" για ένα μεγάλο πλήθος αντιδράσεων σύλληψης. Τα αποτελέσματα της συστηματικής αυτής μελέτης συνοψίζονται στο σχήμα 3.22. Από το σχήμα αυτό παρατηρείται ότι τα πειραματικά σημεία ομαδοποιούνται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με το αν ο παραγόμενος πυρήνας είναι: 1) άρτιος–άρτιος, 2) άρτιος–περιττός, 3) περιττός–περιττός. Για κάθε σύνολο πειραματικών δεδομένων έγινε προσαρμογή με εκθετική συνάρτηση της μορφής:

$$\varepsilon_{\Sigma} = \varepsilon_0 + \alpha e^{-E_{\Sigma}/\beta} \quad (3.14)$$

Οι τιμές των παραμέτρων α , β και ε_0 που προέκυψαν από τις προσαρμογές αυτές είναι:

- άρτιος–άρτιος: $\varepsilon_0 = 0.070$, $\alpha = 12.576$, $\beta = 1958.21$
- άρτιος–περιττός: $\varepsilon_0 = 0.056$, $\alpha = 0.959$, $\beta = 3564.26$
- περιττός–περιττός: $\varepsilon_0 = 0.078$, $\alpha = 38,061$, $\beta = 1262.40$

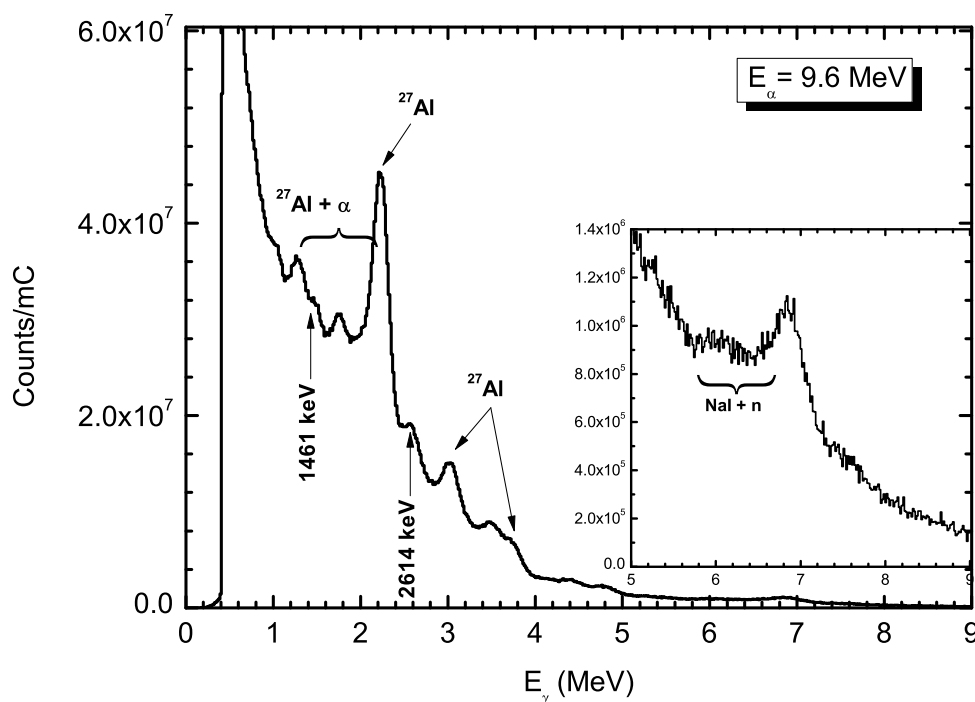
Η ανιχνευτική ικανότητα υπολογίστηκε εφαρμόζοντας την σχέση (3.14) από τις παραμέτρους για άρτιο–άρτιο σύνθετο πυρήνα για τις αντιδράσεις $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$, $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$, $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$ και $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$. Η μειωμένη απόλυτη απόδοση των αντιδράσεων αυτών σε γεωμετρία 2π (θέση B) περιόριζε τη δυνατότητα εφαρμογής της μεθόδου "in/out".

3.2.4 Μελέτη υποδάθρου

Τα φάσματα που λαμβάνονται με δέσμη σωματιδίων α από τον αθροιστικό κρύσταλλο περιέχουν εκτός από τις κορυφές που προκύπτουν κατά την αντιδρασή της με τον στόχο και διάφορες κορυφές υποδάθρου. Για παράδειγμα στα φάσματα παρατηρείται η κορυφή ενέργειας 1461 keV η οποία προκύπτει από την αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης στάθμης του ^{40}Ar . Ο πυρήνας αυτός σχηματίζεται κατά την αποδιέγερση του ισότοπου ^{40}K . Επίσης ανιχνεύονται ακτίνες γ ενέργειας 2614 keV λόγω της αποδιέγερσης της πρώτης διεγερμένης στάθμης του πυρήνα ^{208}Pb ο οποίος σχηματίζεται κατά την αποδιέγερση του ^{208}Tl το οποίο βρίσκεται στη φυσική ραδιενεργό σειρά του θορίου. Οι περισσότεροι ισχυρές κορυφές του υποδάθρου σχηματίζονται λόγω αντιδράσεων που πραγματοποιεί η δέσμη με τα υλικά των διαφραγμάτων εισόδου (collimators), της βάσης στήριξης του στόχου και, καθώς

για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκαν λεπτοί, αυτο-υποστηριζόμενοι στόχοι, του υλικού που χρησιμοποιείται για τον τερματισμό της δέσμης εντός του κλωβού Faraday ("beam stop").

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν διάφορα υλικά για τον περιορισμό του υποβάθρου. Για το σκοπό αυτό αρχικά εξετάστηκε η χρήση αλουμινίου ως υλικό για beam stop και το ίδιο για τους collimators. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε βομβαρδισμός με δέσμη χωρίς να τοποθετηθεί κάποιος άλλος στόχος στη βάση στήριξης και συλλέχθηκε με τον τρόπο αυτό το φάσμα του σχήματος 3.23.

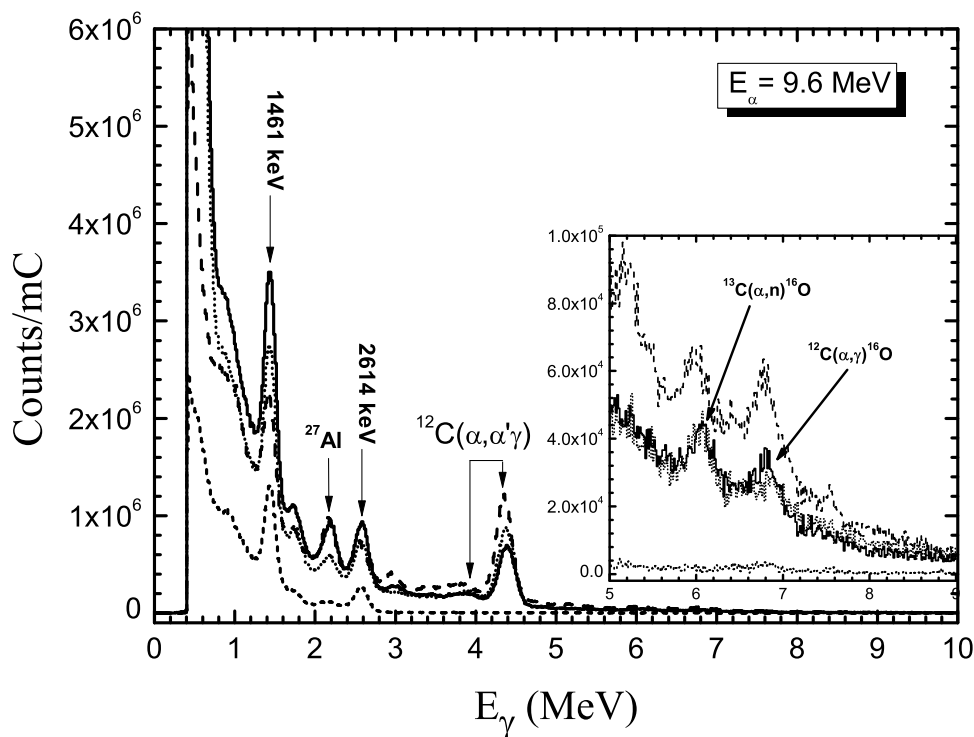


Σχήμα 3.23: Φάσμα από τον βομβαρδισμό του υποστρώματος αλουμινίου με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 9.6 MeV

Στις χαμηλότερες ενέργειες του φάσματος αυτού, εκτός από τις κορυφές του φυσικού υποβάθρου, εμφανίζεται ένα σύνολο κορυφών οι οποίες προέρχονται από την ελαστική σκέδαση της δέσμης από τους πυρήνες ^{27}Al . Επίσης το κανάλι των νετρονίων για την αντίδραση των σωματιδίων α με το ^{27}Al εμφανίζει κατώφλι σε ενέργεια 3035 keV ενώ για τις ενέργειες δέσμης που χρησιμοποιήθηκαν η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$ είναι της τάξεως των 400 mbarn [Exfr]. Λόγω της αντίδρασης αυτής στον πειραματικό χώρο παράγονται νετρόνια. Τα νετρόνια αυτά πραγματοποιούν αντιδράσεις με τον ίδιο τον κρύσταλλο με σημαντικότερη από αυτές να είναι η αντίδραση $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$. Η ενεργός διατομή για την αντίδραση αυτή ανέρχεται για θερμικά νετρόνια έως και 5 barn. Η αντίδραση αυτή

συνεισφέρει στο υπόβαθρο με γεγονότα κυρίως στις χαμηλές ενέργειες του φάσματος όμως λόγω της μεγάλης ενεργού διατομής και του υψηλού αριθμού πυρήνων ^{127}I μπορούν να καταγραφούν ακτίνες γ σε μεγαλύτερες ενέργειες, όπως για παράδειγμα στα 6694 keV και στα 6308 keV [Ar66].

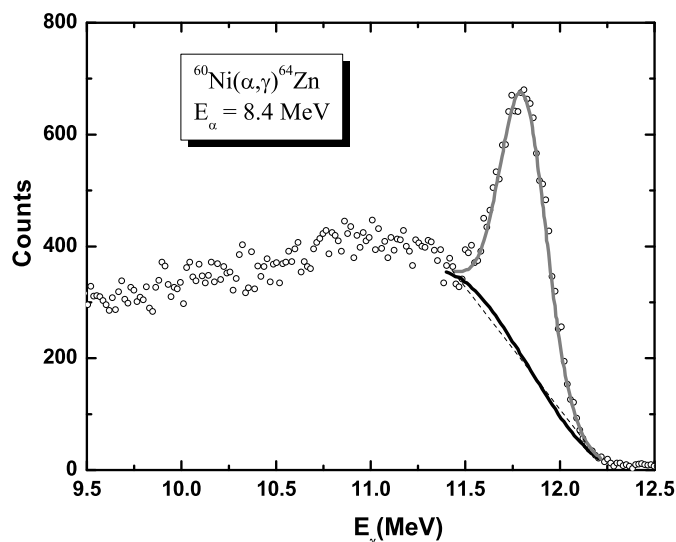
Με την εφαρμογή βαρύτερων υλικών για την εστίαση και τον τερματισμό της δέσμης μπορεί να επιτευχθεί σημαντική μείωση του επαγόμενου από τη δέσμη υποβάθρου. Για τον σκοπό αυτό αντικαταστήθηκε το Al και χρησιμοποιήθηκαν ως υλικά Ta και Au. Τα φάσματα που συλλέχθηκαν με τα υλικά αυτά φαίνονται στο σχήμα 3.24, στα φάσματα αυτά ήδη διαπιστώνεται μείωση του υποβάθρου έως και μια τάξη μεγέθους σε σύγκριση με αυτό του σχήματος 3.23.



Σχήμα 3.24: Φάσματα από τον βομβαρδισμό του υποστρώματος με σωματιδία α ενέργειας 9.6 MeV. Υπόστρωμα Au με collimators από ταντάλιο (μαύρο), υπόστρωμα Au χωρίς collimators (διακεκομμένο μαύρο), υπόστρωμα και collimators από ταντάλιο (διακεκομμένο γκρι), φυσικό υπόβαθρο(γκρι).

Οι κορυφές που εμφανίζονται στα φάσματα αυτά προέρχονται κυρίως από τις αντιδράσεις της δέσμης με τα ισότοπα του άνθρακα που υπάρχει στα υλικά ως πρόσμιξη. Οι σημαντικότερες από τις αντιδράσεις αυτές είναι: 1) Η ελαστική σκέδαση $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}$. Από αυτή την αντίδραση σχηματίζεται η κορυφή ενέργειας 4438.9 keV, η οποία αντιστοιχεί στην αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης του ^{12}C . Η κορυφή αυτή συνοδεύεται από την πρώτη

διαφεύγουσα με ενέργεια $4438.9-511.2= 3927.7$ keV. 2) Οι αντιδράσεις $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ και $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ λόγω των οποίων εμφανίζονται οι κορυφές με ενέργειες 6129.9 και 6917.1 keV.



Σχήμα 3.25: Αθροιστική κορυφή από τον βομβαρδισμό του στόχου ^{60}Ni με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 8.4 MeV και για συνολικό φορτίο 100 mC. Η καμπύλη με το γκρι χρώμα αντιστοιχεί στην προσαρμογή με κανονική κατανομή, με μαύρο η προσαρμογή του υποστρώματος με πολυώνυμο τρίτου βαθμού ενώ η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε γραμμική προσαρμογή.

Από την παραπάνω μελέτη τελικά επιλέχθηκε ως βέλτιστη επιλογή για τον περιορισμό του υποβάθρου η χρήση φύλλων χρυσού για τον τερματισμό της δέσμης ενώ για τα διαφράγματα εισόδου χρησιμοποιήθηκαν μεταλλικά κομμάτια τανταλίου. Στη συνέχεια τοποθετήθηκαν οι στόχοι στο κέντρο του κρυστάλλου και καταγράφηκε η αθροιστική κορυφή από την αντίδραση σύλληψης. Ένα τυπικό φάσμα από τη διαδικασία αυτή παρουσιάζεται στο σχήμα 3.25 στο οποίο φαίνεται η αθροιστική κορυφή από την αντίδραση $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$ σε ενέργεια δέσμης 8.4 MeV, η κορυφή αυτή εμφανίζεται σε υψηλές ενέργειες με μειωμένο υπόβαθρο. Για τον προσδιορισμό του εμβαδού της αθροιστικής κορυφής πραγματοποιήθηκε προσαρμογή της με κανονική κατανομή. Αυτό έγινε με τη χρήση του κώδικα Tv [TV]. Από την αθροιστική αυτή κορυφή αφαιρέθηκαν τα γεγονότα ατελούς άθροισης τα οποία δημιουργούν το συνεχές υπόβαθρο Compton στην ίδια ενεργειακή περιοχή. Για το υπόβαθρο αυτό χρησιμοποιήθηκε πολυώνυμο 3^{ου} βαθμού το οποίο χωρίς μεγάλο σφάλμα μπορούσε να αποδοθεί μέσω γραμμικής προσαρμογής ενώ στις περιπτώσεις που η αθροιστική κορυφή ήταν μικρή, η προσαρμογή μέσω πολυωνυμικής συνάρτησης δεν ήταν δυνατή. Σε αυτές τις περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκε γραμμικό υπόβαθρο.

3.2.5 Υπολογισμός της ενέργειας των σωματιδίων α. Ενεργειακή απόκλιση της δέσμης

Έστω μια δέσμη σωματιδίων η οποία προσπίπτει με ενέργεια E_0 σε έναν στόχο, αν ένα σωματίδιο της δέσμης αυτής έχει διανύσει απόσταση x σε αυτόν, η ενέργειά του θα δίνεται από τη σχέση:

$$E(x) = E_0 + \int_0^x -\frac{dE}{dx'}(E(x'), x') dx' \quad (3.15)$$

Η ολοκληρωτέα ποσότητα στην παραπάνω σχέση ονομάζεται ισχύς ανάσχεσης ("stopping power") και εκφράζει την ενέργεια ανά μονάδα μήκους που μεταφέρεται από τη δέσμη στα άτομα του ακτινοβολούμενου υλικού. Η μεταφορά ενέργειας γίνεται με στατιστικής φύσεως σκεδάσεις της δέσμης από τα άτομα λόγω ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων με αυτά. Σε μια τέτοια σκέδαση ενδέχεται κατά την αλληλεπίδραση να μεταφέρεται ενέργεια στο ηλεκτρονικό νέφος των ατόμων, διεγείροντας ή ιονίζοντας κάποιο ηλεκτρόνιο, οπότε η σκέδαση είναι ανελαστική. Αυτές οι ανελαστικές σκεδάσεις συμβαίνουν με αρκετά μεγάλη ενεργό διατομή ($\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$) [Le87] για τις ενέργειες των σωματιδίων α που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία. Εκτός από την επιβράδυνση μιας δέσμης φορτισμένων σωματιδίων μέσα σε ένα στόχο, παρατηρείται διεύρυνση της κατανομής των ενεργειών των σωματιδίων. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ενεργειακή απόκλιση ("Energy straggling") και οφείλεται: α) Σε στατιστικές διακυμάνσεις κατά τη μεταφορά ενέργειας λόγω ελαστικών ή ανελαστικών σκεδάσεων από τα άτομα του στόχου και β) Λόγω πολλαπλών σκεδάσεων σε ένα μικρό εύρος διαφορετικών γωνιών και συνεπώς διαφορετικών ενεργειών.

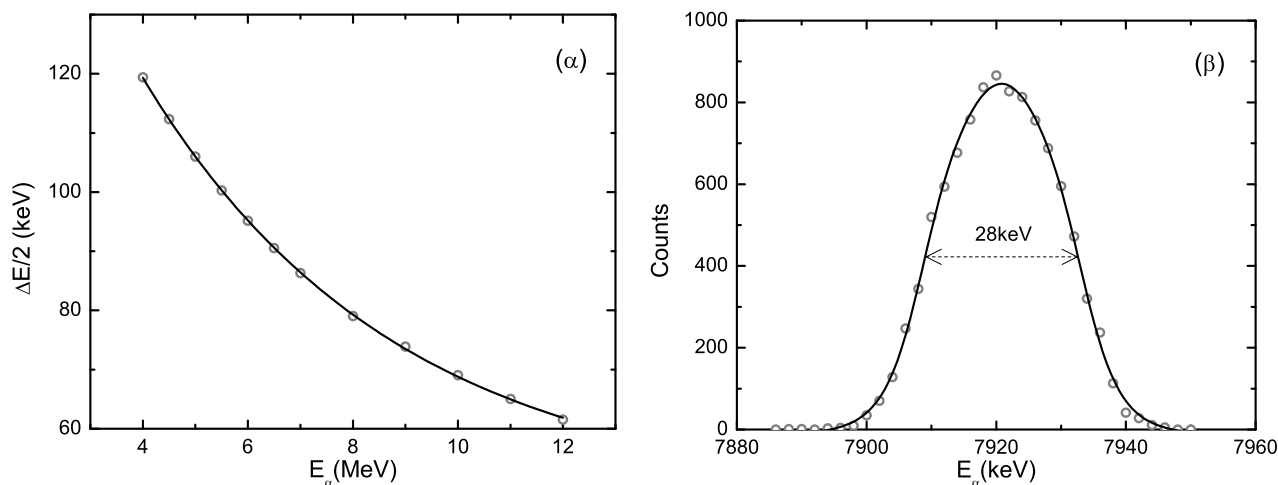
Για τον προσδιορισμό της απώλειας ενέργειας και της ενεργειακής απόκλισης της δέσμης έγινε προσομοίωση με τον κώδικα SRIM [Zi96] στο οποίο χρησιμοποιείται το μοντέλο των Ziegler-Biershock για την ισχύ ανάσχεσης. Στην προσέγγιση λεπτού στόχου, σαν αυτούς που χρησιμοποιήθηκαν στη παρούσα εργασία, η αντίδραση θεωρείται ότι συμβαίνει στο κέντρο του στόχου [Ro88], οπότε αν $\frac{\Delta E}{2}$ είναι η απώλεια ενέργειας μέχρι το μέσο του στόχου τότε στο σύστημα του εργαστηρίου η αντίδραση θα πραγματοποιείται σε ενέργεια:

$$E_{eff} = E_0 - \frac{\Delta E}{2} \quad (3.16)$$

Στη συνέχεια η ενέργεια υπολογίζεται στο κέντρο μάζας του συστήματος βλήματος—στόχου ως εξής:

$$E_{cm} = \frac{M_X}{M_\alpha + M_X} E_{eff} \quad (3.17)$$

όπου M_X και M_α είναι οι μάζες των πυρήνων του στόχου και του βλήματος αντίστοιχα.



Σχήμα 3.26: (α) Η απώλεια ενέργειας $\frac{\Delta E}{2}$ των σωματιδίων α ως συνάρτηση της ενέργεια πρόσπτωσης στο μέσο του στόχου ^{64}Zn (β) Κατανομή ενεργειών στον ίδιο στόχο για ενέργεια πρόσπτωσης 8.0 MeV.

Στο σχήμα 3.26(α) παρουσιάζεται η απώλεια ενέργειας ως συνάρτηση της ενέργειας των σωματιδίων α στη μέση του στόχου ^{64}Zn όπως υπολογίστηκαν από το SRIM. Στο σχήμα 3.26(β) απεικονίζεται η κατανομή ενεργειών των σωματιδίων α για τον ίδιο στόχο και για ενέργεια πρόσπτωσης 8.0 MeV. Το FWHM αντιστοιχεί στην ενεργειακή απόκλιση της δέσμης και καθορίζει την αβεβαιότητα στην ενέργεια πραγματοποίησης της αντίδρασης, καθώς η ενέργεια πρόσπτωσης της δέσμης είναι σαφώς καθορισμένη με αβεβαιότητα της τάξης ορισμένων keV.

3.2.6 Ανάλυση σφαλμάτων

Με τη μεθοδολογία που περιγράφηκε στις προηγούμενες παραγράφους μετρήθηκαν οι ποσότητες που υπεισέρχονται στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής από τη σχέση (3.10) και παρουσιάζονται αναλυτικά για κάθε μία αντίδραση στις επόμενες παραγράφους. Για τον καθορισμό της αβεβαιότητας στις ενεργές διατομές που μετρήθηκαν έγινε διάδοση σφαλμάτων με βάση τη επόμενη σχέση:

$$\delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial I_\Sigma} \delta I_\Sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \varepsilon_\Sigma} \delta \varepsilon_\Sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial N_b} \delta N_b\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \xi} \delta \xi\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \epsilon} \delta \epsilon\right)^2} \quad (3.18)$$

Οι αβεβαιότητες των επιμέρους ποσοτήτων στη σχέση (3.18) δίνονται στον πίνακα 3.3. Τα σφάλματα αυτά είναι: α) Σφάλμα λόγω στατιστικής και εμβαδομέτρησης $\approx 1 - 10\%$, β) σφάλμα στη μέτρηση του συλλεγόμενου φορτίου $\approx 3\%$, γ) Σφάλμα στο ισοδύναμο πάχος κατά τη εξομοίωση των φασμάτων RBS $\approx 5 - 7\%$, δ) Σφάλμα στην εκτίμηση της ισοτοπικής

περιεκτικότητας των στόχων $\approx 1 - 3\%$, ε) Σφάλμα κατά τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας με τη μέθοδο "in/out" $\approx 10 - 24\%$, για το σφάλμα αυτό χρησιμοποιήθηκαν οι αβεβαιότητες των προσομοιωμένων ανιχνευτικών αποδόσεων του διαγράμματος του σχήματος 3.21 ζυγισμένες με τα κατάλληλα ποσοστά (βλ. σχέση 3.13). Στις περιπτώσεις των αντιδράσεων $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$, $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$, $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$ και $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ χρησιμοποιήθηκε η ανιχνευτική ικανότητα της σχέσης (3.14) για άρτιο-άρτιο παραγόμενο πυρήνα. Για το σφάλμα χρησιμοποιήθηκε η προσομοιωμένη αβεβαιότητα που αντιστοιχεί για πολλαπλότητα $M = 4$, δηλ 20%. Οι αβεβαιότητες των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία κυμάνθηκαν μεταξύ 12–24%, με εξαίρεση ορισμένες ακραίες περιπτώσεις μικρών ενεργών διατομών στις οποίες το σφάλμα έφτανε μέχρι και 30%.

Πίνακας 3.3: Αβεβαιότητες των ποσοτήτων που υπεισέρχονται στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής

Ποσότητα	αβεβαιότητα
δI	1 – 10%
$\delta \varepsilon_{\Sigma}$	10 – 24%
$\delta \xi$	5 – 7%
δQ	3%
$\delta \epsilon$	0.1 – 3%
$\delta \sigma$	12 – 24%

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση μετρήσεων

Οι 7 αντιδράσεις σύλληψης σωματιδίων α που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία καθώς και τα ενεργειακά εύρη που έλαβαν χώρα οι μετρήσεις δίνονται στον πίνακα 4.1, στο ίδιο πίνακα για σύγκριση παρουσιάζονται τα αντίστοιχα παράθυρα Gamow για κάθε αντίδραση.

Πίνακας 4.1: Οι αντιδράσεις που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία. Στην δεύτερη στήλη δίνεται η το ενεργειακό εύρος που έγιναν οι μετρήσεις ενώ στην τρίτη στήλη παρουσιάζεται το αντίστοιχο ενεργειακό παράθυρο Gamow

Αντίδραση	Εύρος Μετρήσεων (MeV)	Παράθυρο Gamow (MeV)
$^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$	4.75-9.23	4.10-9.20
$^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$	4.41-9.32	4.10-9.20
$^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$	4.99-9.35	4.30-9.57
$^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$	4.80-9.36	4.30-9.58
$^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$	4.80-7.47	4.31-9.59
$^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$	8.41-9.58	5.77-12.26
$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$	9.14-10.50	5.93-12.56

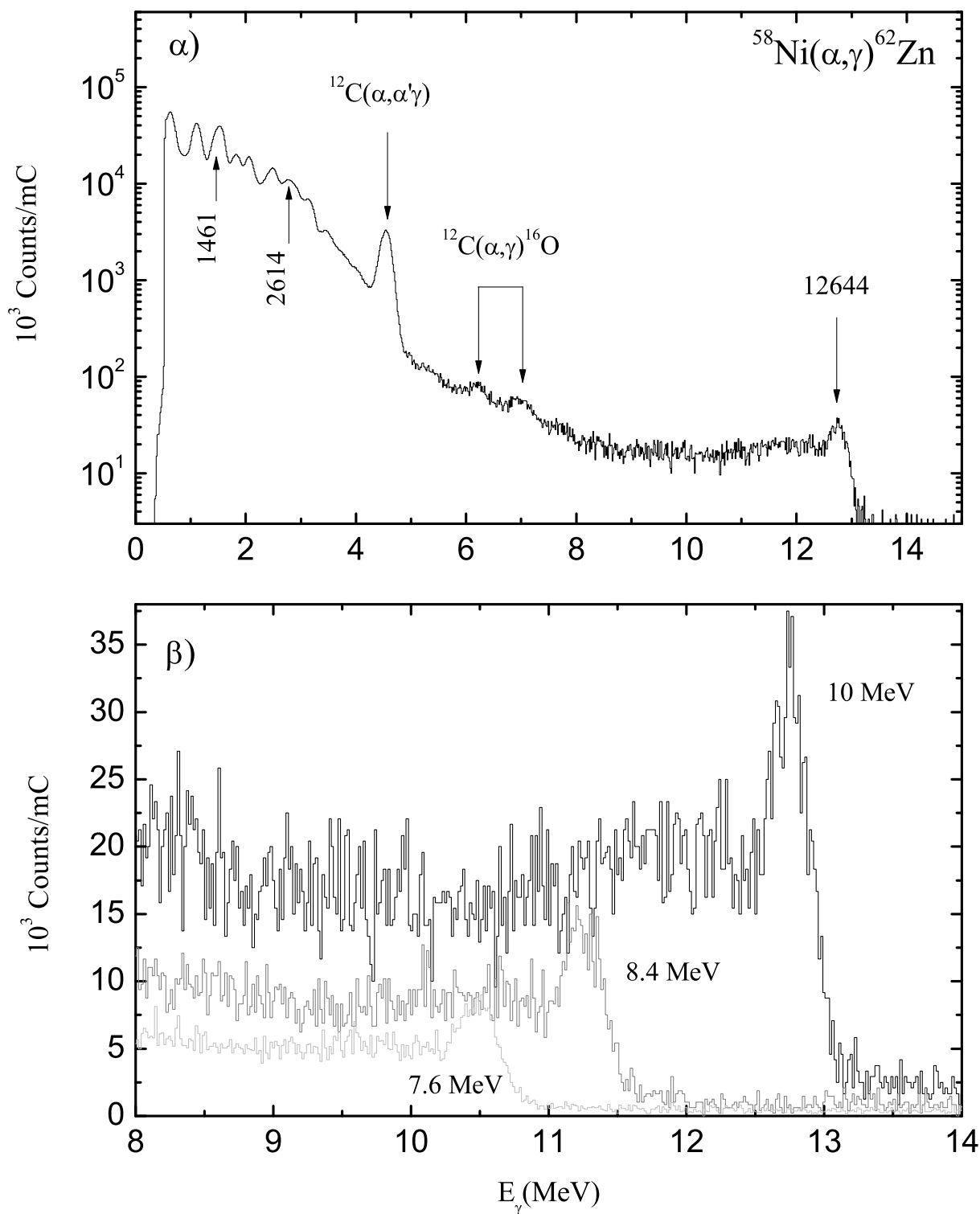
Στις παραγράφους που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης για κάθε αντίδραση, σύμφωνα με την μέθοδο που περιγράφηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο 3. Η ενεργός διατομή προσδιορίστηκε σύμφωνα με τη σχέση (3.10), η διόρθωση λόγω του φαινομένου Screening έγινε εφαρμόζοντας τις σχέσεις (1.32) και (1.33) και σε κάθε περίπτωση ο αντίστοιχος S-factor υπολογίστηκε από τις σχέσεις (1.11) και (1.33). Οι αναλυτικοί υπολογισμοί για κάθε αντίδραση παρουσιάζονται στο Παράρτημα.

4.1 Η αντίδραση $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$ μετρήθηκε στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 5 – 10 MeV. Ο στόχος ήταν ένα λεπτό μεταλλικό φύλλο Ni εμπλουτισμένο στο ισοτόπο ^{58}Ni κατά $99.9 \pm 0.1\%$ με ισοδύναμο πάχος $565 \pm 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 1.8 μέχρι 97 nA και το αντίστοιχο φορτίο μεταξύ 2.4-200 μC . Για την αντίδραση αυτή συλλέχθηκαν φάσματα μόνο για τη θέση A του κρυστάλλου και η ανιχνευτική απόδοση άθροισσης προσδιορίστηκε από τη σχέση (3.14) για άρτιους-άρτιους παραγόμενους πυρήνες. Στο σχήμα 4.1 παρουσιάζονται τα φάσματα που συλλέχθηκαν στις μετρήσεις, η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, όπου για την αντίδραση αυτή η Q -value είναι 3.369 MeV. Στο σχήμα 4.1(α) παρουσιάζεται το φάσμα που συλλέχθηκε για ενέργεια δέσμης σωματιδίων α 10 MeV. Στο φάσμα αυτό επιπλέον της αθροιστικής κορυφής παρατηρούνται κορυφές προερχόμενες κυρίως από τις εξής αντιδράσεις της δέσμης με ισότοπα του άνθρακα: 1) Η ελαστική σκέδαση $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}$ η οποία σχηματίζει την κορυφή με ενέργεια 4438.9 keV, 2) Η αντίδραση $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ που οδηγεί στην εμφάνιση των κορυφών με ενέργειες 6129.9 keV και 6917.1 keV. Στο σχήμα 4.1(β) δίνονται τα φάσματα εστιασμένα στην αθροιστική κορυφή. Στον πίνακα 4.2 δίνονται οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening από τη σχέση (1.32). Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 1 και 312 μbarn και αυξάνεται μονότονα με την αύξηση της ενέργειας των σωματιδίων α .

Πίνακας 4.2: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{15} MeVb)
5.2	4.746 ± 0.025	0.0012 ± 0.0003	12.9 ± 2.9
5.4	4.936 ± 0.025	0.0024 ± 0.0005	10.9 ± 2.4
5.6	5.125 ± 0.024	0.0031 ± 0.0007	5.80 ± 1.30
5.8	5.315 ± 0.024	0.0049 ± 0.0011	4.12 ± 0.89
6.0	5.504 ± 0.023	0.0065 ± 0.0014	2.53 ± 0.55
6.8	6.261 ± 0.021	0.0203 ± 0.0044	0.52 ± 0.11
7.6	7.016 ± 0.020	0.048 ± 0.010	0.13 ± 0.02
8.4	7.770 ± 0.019	0.103 ± 0.023	0.041 ± 0.009
9.2	8.523 ± 0.018	0.202 ± 0.052	0.015 ± 0.004
10.0	9.275 ± 0.017	0.312 ± 0.068	0.006 ± 0.001



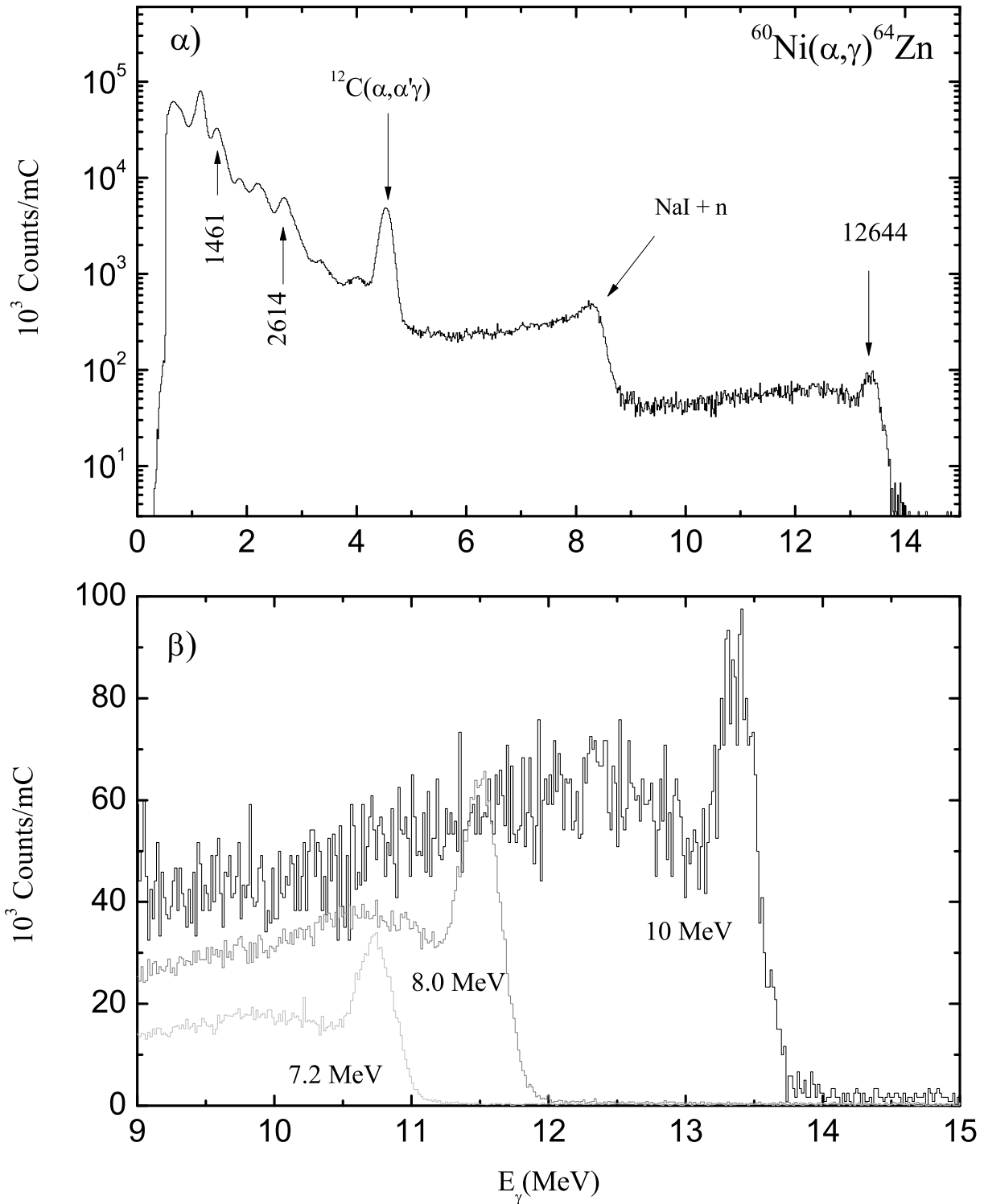
Σχήμα 4.1: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{58}Ni με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του ίδιου στόχου με δέσμη ενέργειας 10, 8.4 και 7.6 MeV.

4.2 Η αντίδραση $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$

Η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$ πραγματοποιήθηκε στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 4.8-10.0 MeV. Για το σκοπό χρησιμοποιήθηκε ένα εμπλουτισμένο φύλλο Ni εμπλουτισμένο στο ισότοπο ^{60}Ni κατά $99.1 \pm 0.1\%$ με ισοδύναμο πάχος $422 \pm 29 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το ρεύμα της δέσμης των σωματιδίων- α στο στόχο ήταν μεταξύ 1.8 μέχρι 102 nA και το αντίστοιχο συλλεγόμενο φορτίο κυμάνθηκε μεταξύ 1.2-120 μC . Για τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής ικανότητας εφαρμόστηκε η μέθοδος "in/out" εκτός από τις περιπτώσεις των 2 χαμηλότερων ενεργειών για τις οποίες δεν ήταν δυνατή η λήψη φάσματος στη θέση out λόγω της χαμηλής ενεργού διατομής. Στις περιπτώσεις αυτές η ανιχνευτική απόδοση άθροισης προσδιορίστηκε από τη σχέση (3.14), για άρτιους-άρτιους παραγόμενους πυρήνες. Στο σχήμα 4.2(a) παρουσιάζεται το φάσμα που συλλέχθηκε από την αντίδραση αυτή για ενέργεια δέσμης 10 MeV. Στο φάσμα αυτό εκτός από την αθροιστική κορυφή σχηματίζονται κορυφές τόσο από τις αντιδράσεις της δέσμης με τον ^{12}C , όσο και από αντιδράσεις των παραγόμενων νετρονίων με τα υλικά του ανιχνευτή NaI και με το περίβλημα Al, με γεγονότα στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 6 και 8 MeV. Στο σχήμα 4.2(β) παρουσιάζονται φάσματα για τρεις διαφορετικές ενέργειες (10, 8 και 7.2 MeV) εστιασμένα στην περιοχή της αθροιστικής κορυφής και κανονικοποιημένα για φορτίο 1 mC. Η αθροιστική αυτή κορυφή σχηματίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, όπου για την αντίδραση αυτή η Q -value είναι 3.956 MeV. Στον πίνακα 4.3 δίνονται οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν για την αντίδραση αυτή, διορθωμένες με τον παράγοντα Screening από τη σχέσης (1.32) μαζί με τους αντίστοιχους υπολογιζόμενους S-factors. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 0.5 mbarn και 1.5 mbarn και όπως παρατηρήθηκε αυξάνεται μονότονα μέχρι τα 8 MeV ενώ παρατηρήθηκε μείωση της ανόδου της ενεργού διατομής για τις επόμενες ενέργειες γεγονός το οποίο οφείλεται στο άνοιγμα του ανταγωνιστικού καναλιού (p, n) στην ενέργεια των 8.433 MeV. Το κανάλι αυτό απορροφά ροή από το κανάλι (p, γ) με συνέπεια η ενεργός διατομή να μειώνεται.

Πίνακας 4.3: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{15} MeVb)
4.8	4.407 ± 0.020	0.0005 ± 0.0001	33.7 ± 9.1
5.2	4.786 ± 0.019	0.0027 ± 0.0004	26.5 ± 3.5
5.6	5.165 ± 0.018	0.0165 ± 0.0025	27.7 ± 4.1
6.0	5.544 ± 0.017	0.0466 ± 0.0075	16.3 ± 2.6
6.4	5.922 ± 0.017	0.103 ± 0.018	8.7 ± 1.5
6.8	6.300 ± 0.016	0.187 ± 0.035	4.4 ± 0.8
7.2	6.677 ± 0.015	0.306 ± 0.058	2.2 ± 0.4
7.6	7.055 ± 0.015	0.51 ± 0.10	1.27 ± 0.25
8.0	7.432 ± 0.014	0.71 ± 0.14	0.66 ± 0.13
8.4	7.809 ± 0.014	0.83 ± 0.17	0.31 ± 0.06
8.8	8.185 ± 0.014	0.91 ± 0.18	0.15 ± 0.03
9.2	8.562 ± 0.013	1.04 ± 0.22	0.08 ± 0.02
9.6	8.939 ± 0.013	1.21 ± 0.26	0.04 ± 0.01
10.0	9.315 ± 0.013	1.46 ± 0.32	0.026 ± 0.006



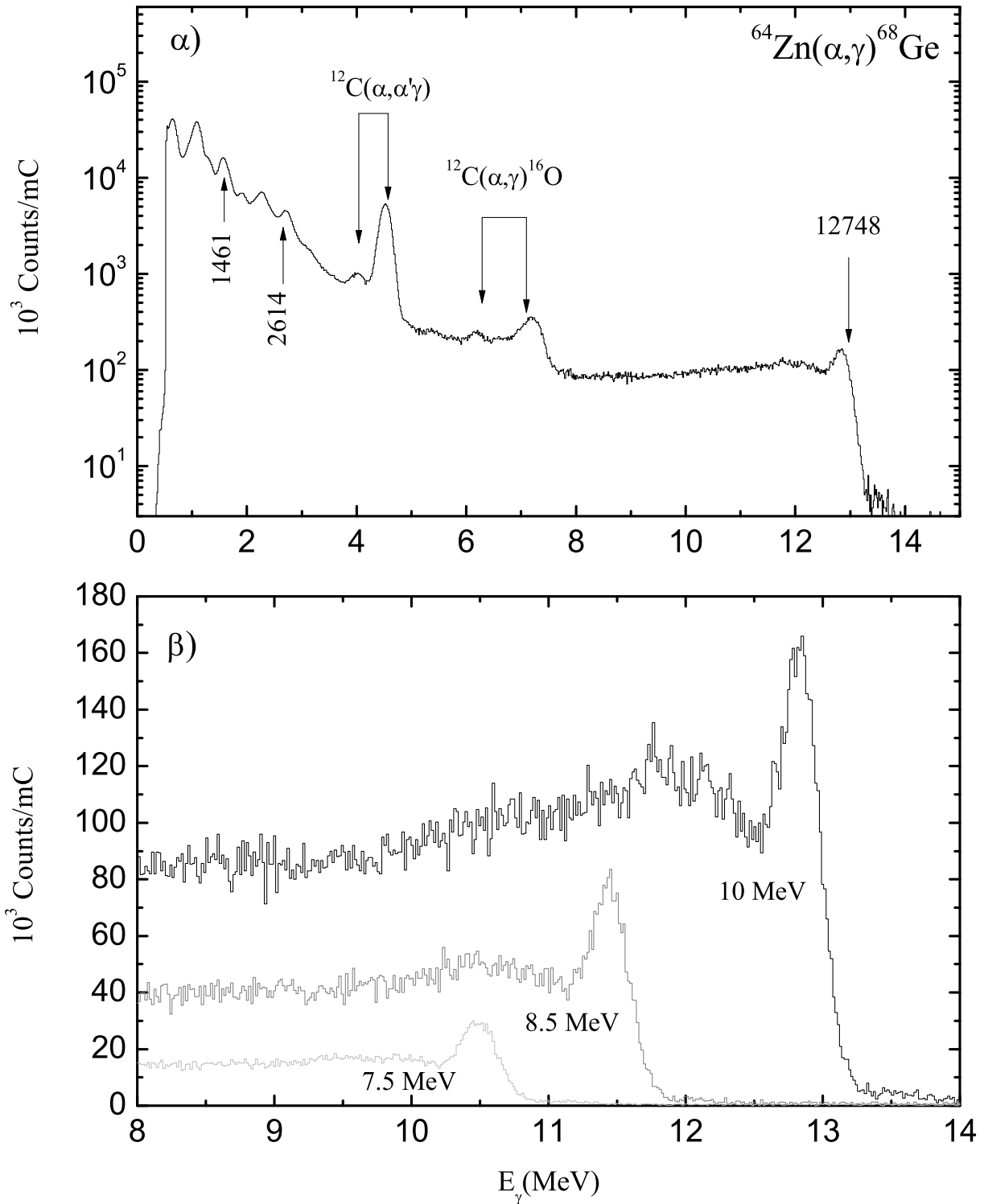
Σχήμα 4.2: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{60}Ni με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{60}Ni με δέσμη ενέργειας 10, 8 και 7.2 MeV.

4.3 Η αντίδραση $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$

Η αντίδραση $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$ μελετήθηκε σε ενέργειες 5.4-10 MeV. Ο στόχος ήταν ένα λεπτό φύλλο Zn εμπλουτισμένο στο ισότοπο ^{64}Zn κατά $99.1 \pm 0.1\%$ με πάχος $497 \pm 35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 2.4 μέχρι 150 nA και το αντίστοιχο φορτίο που συλλέχθηκε ήταν μεταξύ 3-80 μC . Η ανιχνευτική απόδοση του κρυστάλλου για την αντίδραση αυτή μετρήθηκε εφαρμόζοντας τη μέθοδο "in/out" εκτός από 3 χαμηλές ενέργειες, όπου η ενεργός διατομή ήταν πολύ μικρή, στις οποίες υπολογίστηκε από τη σχέση (3.14) για άρτιους-άρτιους πυρήνες. Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζονται φάσματα που συλλέχθηκαν στις μετρήσεις, στα οποία η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, για την αντίδραση αυτή η Q -value είναι 3.402 MeV. Στον πίνακα 4.4 δίνονται οι ενεργές διατομές για την αντίδραση αυτή, διορθωμένες με τον παράγοντα Screening από τη σχέση (1.32), ώστε να αντιστοιχούν σε αντιδράσεις με γυμνούς πυρήνες μαζί με του αντίστοιχους S-factors. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 1.5 mb και 1.75 mb ενώ αυξάνεται μονότονα σε όλη την ενεργειακή περιοχή όπου μελετήθηκε.

Πίνακας 4.4: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{15} MeVb)
5.4	4.985 ± 0.021	0.0015 ± 0.0004	198 ± 50
5.6	5.175 ± 0.020	0.0040 ± 0.0009	207 ± 46
5.8	5.365 ± 0.020	0.0094 ± 0.0015	202 ± 33
6.0	5.555 ± 0.019	0.0159 ± 0.0035	151 ± 33
6.2	5.745 ± 0.019	0.0298 ± 0.0050	129 ± 22
6.4	5.935 ± 0.019	0.0337 ± 0.0073	70 ± 15
6.6	6.125 ± 0.018	0.068 ± 0.012	69 ± 12
7.0	6.505 ± 0.018	0.138 ± 0.026	37 ± 7
7.5	6.979 ± 0.018	0.229 ± 0.045	14 ± 3
8.0	7.453 ± 0.017	0.454 ± 0.095	7.2 ± 1.5
8.5	7.927 ± 0.016	0.75 ± 0.16	3.6 ± 0.8
9.0	8.400 ± 0.015	1.21 ± 0.26	1.9 ± 0.4
9.5	8.873 ± 0.014	1.71 ± 0.37	0.96 ± 0.21
10.0	9.346 ± 0.014	1.75 ± 0.39	0.38 ± 0.08



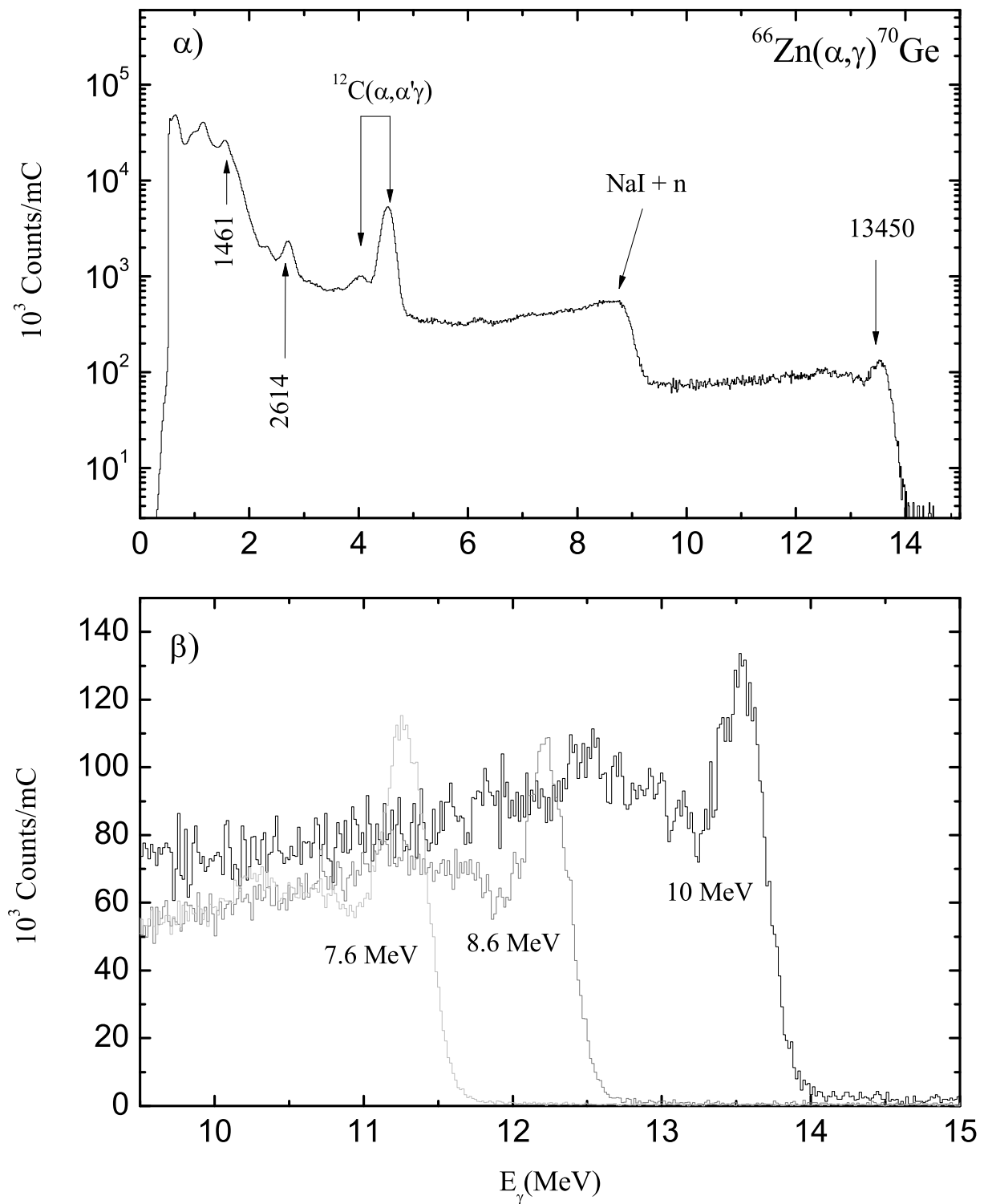
Σχήμα 4.3: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{64}Zn με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{64}Zn με δέσμη ενέργειας 10, 8.5 και 7.5 MeV.

4.4 Η αντίδραση $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$

Η μέτρηση της αντίδρασης $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$ έγινε στην ενεργειακή περιοχή 5.2-10 MeV. Ο στόχος ήταν ένα εμπλουτισμένο κατά $96.9 \pm 0.1\%$ φύλλο Zn, πάχους $511 \pm 36 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το φορτίο κυμάνθηκε μεταξύ 3-200 μC . Η ανιχνευτική απόδοση μετρήθηκε με τη μέθοδο "in/out". Στο σχήμα 4.4(α) παρουσιάζεται τα φάσμα από τις μετρήσεις αυτές για ενέργεια δέσμης 10 MeV ενώ στο σχήμα 4.4(β) τα φάσματα για τρεις ενέργειες εστιασμένα στην αθροιστική κορυφή. Στον πίνακα 4.5 δίνονται οι ενεργές διατομές, διορθωμένες με τον παράγοντα screening και οι αντίστοιχοι υπολογιζόμενοι S-factors. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 1.2 μb και 1.75 mb και εμφανίζει μικρή μείωση στα $\sim 8 \text{ MeV}$, καθώς ανοίγει το κανάλι (p, n) στην ενέργεια 7.901 MeV.

Πίνακας 4.5: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{15} MeVb)
5.2	4.801 ± 0.022	0.0012 ± 0.0003	404 ± 93
5.4	4.991 ± 0.021	0.0029 ± 0.0007	377 ± 85
5.6	5.182 ± 0.021	0.0065 ± 0.0012	337 ± 60
5.8	5.372 ± 0.020	0.0122 ± 0.0027	266 ± 58
6.0	5.563 ± 0.020	0.0245 ± 0.0042	235 ± 40
6.2	5.753 ± 0.020	0.050 ± 0.011	217 ± 47
6.4	5.944 ± 0.019	0.088 ± 0.016	183 ± 34
6.6	6.134 ± 0.019	0.150 ± 0.032	153 ± 33
6.8	6.324 ± 0.018	0.232 ± 0.045	121 ± 23
7.0	6.514 ± 0.018	0.383 ± 0.082	106 ± 23
7.2	6.704 ± 0.018	0.59 ± 0.12	87 ± 17
7.4	6.864 ± 0.017	0.75 ± 0.16	62 ± 13
7.6	7.084 ± 0.017	1.17 ± 0.25	55 ± 11
7.8	7.274 ± 0.017	1.42 ± 0.31	39 ± 8
8.0	7.464 ± 0.017	1.88 ± 0.41	30 ± 7
8.2	7.654 ± 0.016	1.41 ± 0.31	14 ± 3
8.6	8.034 ± 0.016	1.21 ± 0.27	4.6 ± 1.0
9.0	8.413 ± 0.015	1.30 ± 0.30	2.0 ± 0.5
9.5	8.887 ± 0.015	1.72 ± 0.41	0.97 ± 0.23
10.0	9.361 ± 0.014	1.75 ± 0.42	0.38 ± 0.01



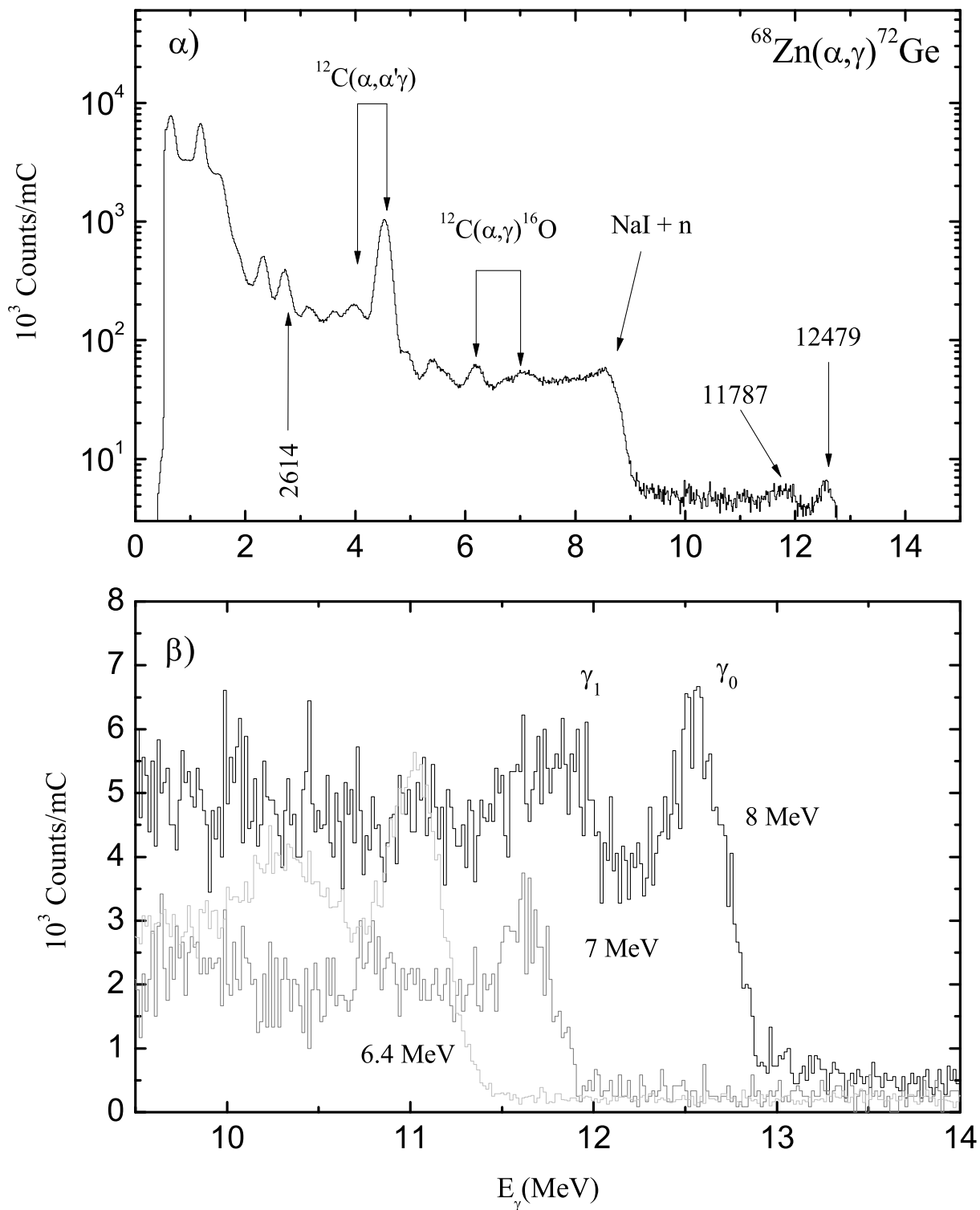
Σχήμα 4.4: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{66}Zn με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{66}Zn με δέσμη ενέργειας 10, 8.6 και 7.6 MeV.

4.5 Η αντίδραση $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$ μετρήθηκε για ενέργειες μεταξύ 5-8 MeV. Ένα λεπτό φύλλο Zn εμπλουτισμένο στο ισότοπο ^{68}Zn κατά $99 \pm 3\%$ με πάχος $538 \pm 38 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ αποτελούσε τον στόχο. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 18 μέχρι 175 nA και το αντίστοιχο φορτίο μεταξύ 12-140 μC . Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται τυπικά φάσματα που συλλέχθηκαν για ενέργειες 8, 7 και 6.4 MeV. Στα φάσματα αυτά σχηματίζονται δύο αθροιστικές κορυφές. Η μια εμφανίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, όπου η Q -value είναι 5.006 MeV. Λόγω της της μετασταθούς πρώτης διεγερμένης στάθμης του πυρήνα ^{72}Ge , με χρόνο ημιζωής 444.2 ns και ενέργεια 0.691 MeV, σχηματίζεται η δεύτερη κορυφή σε ενέργεια $E_{\Sigma} = E_{\gamma_0} - 0.961 \text{ MeV}$. Για τις δυο κορυφές η ανιχνευτική απόδοση προσδιορίστηκε από τη σχέση (3.14) για άρτιους-άρτιους παραγόμενους πυρήνες. Στον πίνακα 4.6 δίνονται οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν για την αντίδραση αυτή, διορθωμένες με τον παράγοντα Screening από τη σχέση (1.32), ώστε να αντιστοιχούν σε αντιδράσεις με γυμνούς πυρήνες. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 1.3 και 73 μbarn και αυξάνεται μονότονα μέχρι την ενέργεια των 5.8 MeV. Στη συνέχεια μειώνεται, καθώς ανοίγει το ανταγωνιστικό κανάλι (p, n) σε ενέργεια 6.084 MeV, για να αυξηθεί ξανά σε μεγαλύτερες ενέργειες.

Πίνακας 4.6: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{15} MeVb)
5.2	4.803 ± 0.023	0.0013 ± 0.0004	463 ± 141
5.4	4.994 ± 0.022	0.0032 ± 0.0008	436 ± 107
5.6	5.185 ± 0.022	0.0084 ± 0.0020	451 ± 108
5.8	5.376 ± 0.021	0.0163 ± 0.0038	366 ± 86
6.0	5.567 ± 0.021	0.0369 ± 0.0084	362 ± 82
6.2	5.758 ± 0.021	0.057 ± 0.013	255 ± 57
6.4	5.949 ± 0.020	0.047 ± 0.010	101 ± 22
7.0	6.521 ± 0.019	0.028 ± 0.008	7.8 ± 2.1
7.5	6.997 ± 0.018	0.039 ± 0.010	2.4 ± 0.6
8.0	7.473 ± 0.017	0.073 ± 0.018	1.2 ± 0.3



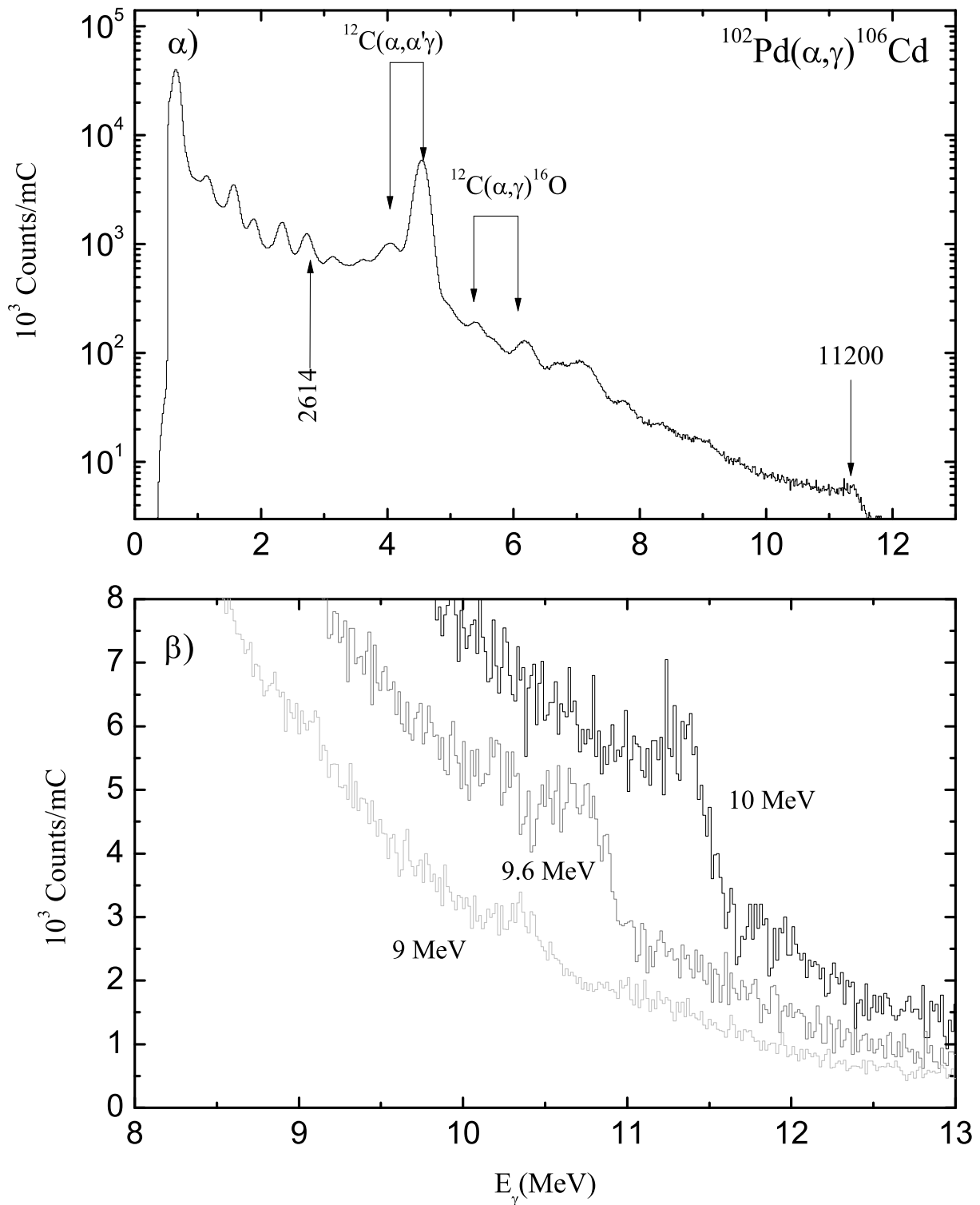
Σχήμα 4.5: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{68}Zn με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 8 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{68}Zn με δέσμη ενέργειας 8, 7 και 6.4 MeV.

4.6 Η αντίδραση $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$

Η αντίδραση $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$ μελετήθηκε στο ενεργειακό εύρος 8.5-10 MeV. Ο στόχος σχηματιζόταν από ένα λεπτό φύλλο Pd εμπλουτισμένο στο ισότοπο ^{102}Pd κατά $80.0 \pm 0.1\%$ με ισοδύναμο πάχος $517 \pm 36 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 6.6 μέχρι 12.7 nA και το αντίστοιχο φορτίο που συλλέχθηκε ήταν μεταξύ 40-120 μC . Η ανιχνευτική απόδοση του κρυστάλλου για την αντίδραση αυτή υπολογίστηκε από τη σχέση (3.14) για άρτιους-άρτιους παραγόμενους πυρήνες. Στο σχήμα 4.6 παρουσιάζονται ορισμένα φάσματα που συλλέχθηκαν στις μετρήσεις, για ενέργειες σωματιδίων α 10, 9.4 και 9 MeV στα οποία η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, για την αντίδραση αυτή η Q -value είναι 1.632 MeV. Στο σχήμα 4.6(β) τα φάσματα έχουν εστιαστεί στην περιοχή της αθροιστικής κορυφής. Στον πίνακα 4.7 δίνονται οι ενεργές διατομές για την αντίδραση αυτή, διορθωμένες με τον παράγοντα Screening στη σχέση (1.32), ώστε να αντιστοιχούν σε αντιδράσεις με γυμνούς πυρήνες, και ο αντίστοιχος S-factor. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 6.5 μbarn και 60 μbarn και όπως παρατηρήθηκε αύξηση μέχρι τα 9.6 MeV ενώ στις επόμενες ενέργειες εμφανίζεται μείωση γεγονός το οποίο οφείλεται στο άνοιγμα του ανταγωνιστικού καναλιού (p, n) στην ενέργεια των 9.605 MeV.

Πίνακας 4.7: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{20} MeVb)
8.8	8.408 ± 0.012	0.0065 ± 0.0016	312 ± 79
9.0	8.601 ± 0.012	0.0107 ± 0.0026	263 ± 63
9.2	8.794 ± 0.012	0.0195 ± 0.0046	250 ± 58
9.4	8.987 ± 0.012	0.0372 ± 0.0083	254 ± 57
9.6	9.181 ± 0.012	0.0625 ± 0.0138	232 ± 51
9.8	9.374 ± 0.012	0.0529 ± 0.0117	109 ± 24
10.0	9.576 ± 0.012	0.0599 ± 0.0133	70 ± 16



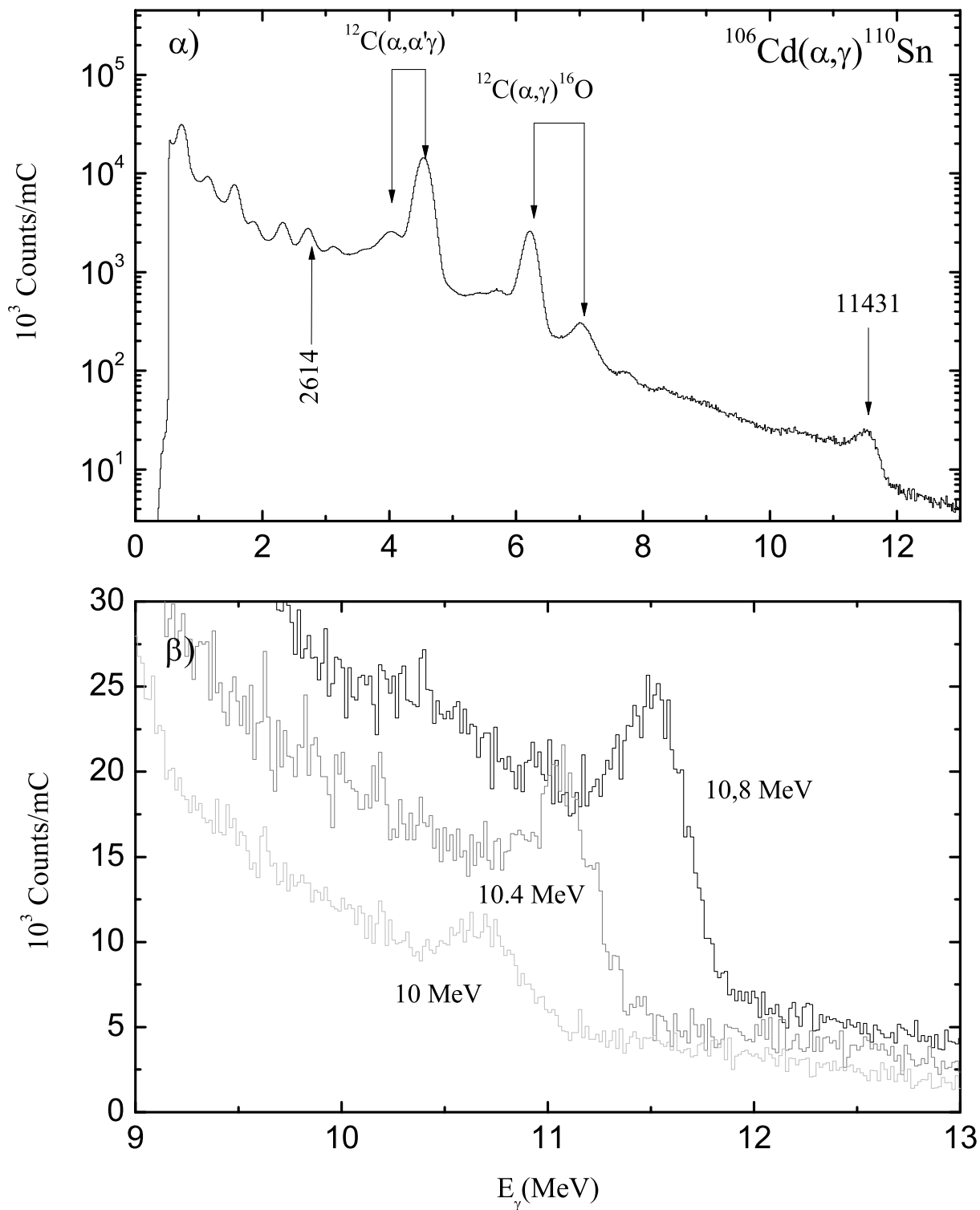
Σχήμα 4.6: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{102}Pd με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{102}Pd με δέσμη ενέργειας 10, 9.6 και 9 MeV.

4.7 Η αντίδραση $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Zn}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Zn}$ μετρήθηκε στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 9.6-11 MeV. Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε ήταν ένα λεπτό μεταλλικό φύλλο Cd εμπλουτισμένο στο ισότοπο ^{106}Cd κατά $80 \pm 3\%$ με ισοδύναμο πάχους $956 \pm 41 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το ρεύμα της δέσμης κυμάνθηκε από 3.5 μέχρι 10.5 nA και το συλλεγόμενο φορτίο μεταξύ 18-56 μC . Για την αντίδραση αυτή συλλέχθηκαν φάσματα μόνο για τη θέση A (βλ. σχήμα 3.19) του κρυστάλλου και η ανιχνευτική απόδοση άθροισης προσδιορίστηκε από τη σχέση (3.14) για άρτιους-άρτιους παραγόμενους πυρήνες. Στο σχήμα 4.1 παρουσιάζονται τα φάσματα που συλλέχθηκαν στις μετρήσεις για ενέργειες σωματιδίων- α 10.8, 10.4 και 10 MeV, στα οποία η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται σε ενέργειες ίσες με $E_{\gamma_0} = E_{cm} + Q$, όπου για την αντίδραση αυτή η Q -value είναι 1.126 MeV. Στον πίνακα 4.8 δίνονται οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν για την αντίδραση αυτή, διορθωμένες με τον παράγοντα Screening από τη σχέση (1.32), μαζί με τους αντίστοιχους υπολογιζόμενους S-factors. Η ενεργός διατομή κυμαίνεται μεταξύ 1 και 171 μbarn και όπως παρατηρήθηκε αυξάνεται μονότονα με την αύξηση της ενέργειας των σωματιδίων α . Ενώ πλησίον των 10.5 MeV εμφανίζει μείωση καθώς στην ενέργεια των 10.528 MeV ανοίγει το ανταγωνιστικό κανάλι (p, n).

Πίνακας 4.8: Οι ενεργές διατομές διορθωμένες με τον παράγοντα Screening.

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	σ (mb)	S-factor (10^{20} MeVb)
9.6	9.143 ± 0.022	0.0120 ± 0.0041	685 ± 231
9.8	9.337 ± 0.022	0.0252 ± 0.0063	772 ± 192
10.0	9.530 ± 0.022	0.048 ± 0.011	809 ± 182
10.2	9.724 ± 0.022	0.056 ± 0.012	518 ± 116
10.4	9.918 ± 0.021	0.106 ± 0.024	560 ± 126
10.6	10.112 ± 0.021	0.153 ± 0.034	467 ± 103
10.8	10.305 ± 0.021	0.171 ± 0.038	306 ± 68
11.0	10.499 ± 0.021	0.146 ± 0.032	155 ± 34



Σχήμα 4.7: (α) Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή NaI(Tl) κατά τον βομβαρδισμό του ^{106}Cd με δέσμη σωματιδίων α ενέργειας 10.8 MeV, (β) Φάσματα στην ενεργειακή περιοχή της αθροιστικής κορυφής κατά τον βομβαρδισμό του στόχου ^{106}Cd με δέσμη ενέργειας 10.8, 10.4 και 10 MeV.

Κεφάλαιο 5

Πειραματικά αποτελέσματα και σύγκριση με την θεωρία

5.1 Θεωρητικοί υπολογισμοί

Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο κεφάλαιο, στη θεωρία Hauser Feshbach ο υπολογισμός της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης μέσω σχηματισμού σύνθετου πυρήνα ανάγεται σε πρόβλημα υπολογισμού των συντελεστών διέλευσης $T_{\alpha,\beta}(J^\pi)$, των καναλιών α και β που εμπλέκονται στην αντίδραση. Η ενεργός διατομή δίνεται συναρτήσει των συντελεστών αυτών μέσω της σχέσης:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E) = \pi\lambda_\alpha^2 \frac{1}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{J^\pi} (2J+1) \frac{T_\alpha(J^\pi)T_\beta(J^\pi)}{\sum_e T_e(J^\pi)} \quad (5.1)$$

όπου οι δείκτες α και β υποδηλώνουν το κανάλι εισόδου και εξόδου αντιστοίχα, λ_α είναι το μήκος κύματος de Broglie του καναλιού εισόδου (α), i και I είναι οι ιδιοστροφορμές του βλήματος και του στόχου αντίστοιχα, J η ιδιοστροφορμή και π η ομοτιμία της σχηματιζόμενης διεγερμένης κατάστασης του σύνθετου πυρήνα, $T_{\alpha,\beta}(J^\pi)$ οι συντελεστές διέλευσης του καναλιού εισόδου και του καναλιού εξόδου και η άθροιση $\sum_e T_e(J^\pi)$ γίνεται πάνω στους συντελεστές διέλευσης όλων των καναλιών εξόδου. Η άθροιση αυτή καθώς και όλοι οι συντελεστές διέλευσης υπολογίζονται για κάθε ενεργειακή στάθμη καθώς και για κάθε αντίστοιχη ιδιοστροφορμή και ομοτιμία μέχρι την ενέργεια διέγερσης. Στους υπολογισμούς μέσω της σχέσης (5.1) υπεισέρχονται οι πυρηνικές μάζες, από τις οποίες καθορίζεται η ενέργεια διέγερσης και οι ενέργειες στις οποίες ανοίγουν τα διάφορα κανάλια εξόδου καθώς και το μήκος κύματος λ_α του καναλιού εισόδου. Επιπλέον, καθώς η ενέργεια διέγερσης γίνεται μεγαλύτερη, η πυκνότητα των ενεργειακών σταθμών αυξάνεται και εκτός από την

άθροιση των διακριτών ενεργειακών σταθμών στις χαμηλότερες ενέργειες, πρέπει να ληφθεί υπόψη και η περιγραφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων για την ενεργειακή περιοχή του συνεχούς και στην περίπτωση αυτή να υπολογιστεί ο παρονομαστής ως :

$$\sum_e T_e(J^\pi) = \sum_e \sum_i T_e^i(J^\pi) + \sum_{e,I,\pi'} \int T(E', J^\pi) \rho(E', I, \pi') dE' \quad (5.2)$$

όπου στο συνεχές η ολοκλήρωση γίνεται σε όλες τις ενέργειες E' μέχρι την ενέργεια διέγερσης και $\rho(E', I, \pi')$ είναι η πυκνότητα πυρηνικών σταθμών ανά μονάδα ενέργειας, για ενέργεια διέγερσης E' , στροφορμή I και ομοτιμία π' . Επίσης για τον υπολογισμό των συντελεστών διέλευσης σωματιδίων μέσα από την επιφάνεια ενός πυρήνα πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση Schrödinger για ένα πρόβλημα αλληλεπίδρασης δυο σωματιδίων χωρίς δομή μέσω ενός πρότυπου οπτικού δυναμικού ενώ για τους συντελεστές διέλευσης για την εκπομπή ακτίνων γ πρέπει να ληφθεί υπόψη ο μηχανισμός εκπομπής ακτίνων γ από τον πυρήνα, ο οποίος περιγράφεται από την συνάρτηση ισχύος ακτινοβολίας γ . Στην παρούσα εργασία οι υπολογισμοί των ενεργών διατομών των αντιδράσεων σύλληψης έγιναν στα πλαίσια του προτύπου Hauser Feshbach χρησιμοποιώντας τον κώδικα TALYS [Ko08]. Στο TALYS οι υπολογισμοί των παραπάνω πυρηνικών παραμέτρων πραγματοποιούνται με την βοήθεια θεωρητικών μοντέλων τα οποία περιγράφονται στις επόμενες παραγράφους και ταξινομούνται σε τρεις κατηγορίες: α) φαινομενολογικά, β) ημι-μικροσκοπικά και γ) μικροσκοπικά. Τα πρότυπα αυτά είναι τα παρακάτω :

Πυκνότητες πυρηνικών καταστάσεων:

- Φαινομενολογικό πρότυπο αερίου Fermi σταθερής θερμοκρασίας (CTM) των Gilbert και Cameron [Gi65]
- Φαινομενολογικό πρότυπο οπισθο-μετατοπισμένου αερίου Fermi (BFM) των Goriely et al. (HFBSC) [Go01]
- Φαινομενολογικό πρότυπο γενικευμένου υπερρευστού (GSM) των Ignatyuk et al. [Ig93]
- Μικροσκοπικό πρότυπο των Demetriou και Goriely [De01]
- Μικροσκοπικό πρότυπο των Goriely και Hilaire (HFB) [Go08]

Συναρτήσεις ισχύος ακτίνων— γ :

- Φαινομενολογικό πρότυπο γενικευμένης Λορεντζιανής κατανομής των Korecky και Uih [Ko90]
- Φαινομενολογικό πρότυπο Λορεντζιανής κατανομής των Brink-Axel [BA62]
- Μικροσκοπικό πρότυπο BCS του Goriely [Go01]
- Μικροσκοπικό πρότυπο HFB του Goriely [Go08]
- Υβριδικό πρότυπο του Goriely [Go08].

Οπτικό δυναμικό νουκλεονίου—πυρήνα:

- Φαινομενολογικό πρότυπο των Koning και Delaroche (KD) [Ko03]
- Μικροσκοπικό οπτικό δυναμικό των Jeukenne, Lejeune, Mahaux (JLM) όπως βελτιώθηκε από τους Bauge, Girod και Delaroche [Ba01]

Οπτικό δυναμικό σωματιδίου— α —πυρήνα:

- Φαινομενολογικό πρότυπο οπτικού δυναμικού του Watanabe [Wa58]
- Φαινομενολογικό πρότυπο οπτικού δυναμικού των McFadden-Satchler [Mc66]
- ημι-μικροσκοπικό μοντέλο I (OMPI) των Demetriou, Grama, Goriely [De02]
- ημι-μικροσκοπικό μοντέλο II (OMPII) των Demetriou, Grama, Goriely [De02]
- ημι-μικροσκοπικό μοντέλο III (OMPIII) των Demetriou, Grama, Goriely [De02]

Όλα τα παραπάνω πρότυπα βελτιστοποιούνται έπειτα από σύγκριση και προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα εντούτοις η αξιοπιστία των φαινομενολογικών προτύπων θεωρείται περιορισμένη για υπολογισμούς σε περιοχές όπου δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα. Καθώς τα παραπάνω πρότυπα αξιοποιούνται για την πραγματοποίηση γενικευμένων υπολογισμών, σε όλη την έκταση του χάρτη των ισοτόπων, τα μικροσκοπικά μοντέλα, στα οποία η περιγραφή των πυρηνικών ιδιοτήτων στηρίζεται σε βασικές αρχές, θεωρούνται περισσότερο ασφαλή για χρήση στους υπολογισμούς.

5.1.1 Πρότυπα πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων

Θεωρώντας το ενεργειακό διάγραμμα ενός πυρήνα παρατηρείται ότι αυξάνοντας την ενέργεια διέγερσης ο διαχωρισμός των αρχικά διακριτών ενεργειακών σταθμών δεν είναι πλέον δυνατός. Σε αυτή την περίπτωση στον υπολογισμό της ενεργού διατομής εισέρχεται η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων (nuclear level density-NLD) $\rho(E_\chi, J^\pi)$, η οποία αντιστοιχεί στον αριθμό των πυρηνικών καταστάσεων σε ενέργεια διέγερσης E_χ και ορισμένης ιδιοστροφορμής και ομοτιμίας J^π . Η ολική πυκνότητα καταστάσεων $\rho^{tot}(E_\chi)$ δίνεται έπειτα από άθροιση:

$$\rho^{tot}(E_\chi) = \sum_J \sum_\pi \rho(E_\chi, J^\pi) \quad (5.3)$$

Καθώς κάθε πυρηνική κατάσταση είναι εκφυλισμένη ως προς τον μαγνητικό κβαντικό αριθμό m , θα αντιστοιχεί σε $2J + 1$ πλήθος σταθμών και, έτσι, η συνολική πυκνότητα σταθμών (state density) ορίζεται ως:

$$\omega^{tot}(E_\chi) = \sum_J \sum_\pi (2J + 1) \rho(E_\chi, J^\pi) \quad (5.4)$$

Επιπλέον, αν $R(E_\chi, J)$ είναι η κατανομή της ιδιοστροφορμής τότε η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων παραμετροποιείται ως:

$$\rho(E_\chi, J^\pi) = \frac{1}{2} R(E_\chi, J) \rho^{tot}(E_\chi) \quad (5.5)$$

Ο κώδικας TALYS χρησιμοποιεί φαινομενολογικά και μικροσκοπικά μοντέλα πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων που παρουσιάζονται αναλυτικά στην αναφορά [Ko08b]. Παρακάτω τα εν λόγω μοντέλα περιγράφονται εν συντομία.

Το φαινομενολογικό πρότυπο αερίου Fermi

Τα φαινομενολογικά μοντέλα που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό των πυρηνικών καταστάσεων στηρίζονται στην αρχική προσομοίωση του πυρήνα με ένα ιδανικό αέριο Fermi από τον Bethe. Στο πρότυπο αερίου Fermi (FGM), ο πυρήνας θεωρείται ότι αποτελείται από νουκλεόνια που κινούνται ανεξάρτητα το ένα από το άλλο στο εσωτερικό του πυρήνα. Επιπλέον γίνεται η υπόθεση ότι η απόσταση μεταξύ των μονοσωματιδιακών σταθμών διέγερσης των φερμιονίων είναι σταθερή. Το μοντέλο αυτό παρόλο που παρέχει έναν απλό τρόπο υπολογισμού της πυκνότητας καταστάσεων δεν είναι ένα ρεαλιστικό πρότυπο, αφού δεν λαμβάνει υπόψη φαινόμενα σύζευξης των νουκλεονίων, την κατανομή της ιδιοστροφορμής των νουκλεονίων, φαινόμενα φλοιών και φαινόμενα παραμόρφωσης του πυρήνα. Στο γεγονός αυτό

οφείλεται η αδυναμία αναπαραγωγής των πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων που παρατηρούνται στην περιοχή των μαγικών αριθμών. Επίσης στο FGM δεν γίνεται ερμηνεία της παρατηρούμενης μεγαλύτερης πυκνότητας σταθμών των περιττών–περιττών πυρήνων σε σχέση με άρτιους–άρτιους πυρήνες. Στα βελτιωμένα πρότυπα του FGM γίνονται διορθώσεις με τις οποίες εισάγεται η εξάρτηση από τα παραπάνω φαινόμενα με την χρήση κάποιου αριθμού ελεύθερων παραμέτρων οι οποίες προσαρμόζονται στα πειραματικά δεδομένα.

Θεωρώντας σε ένα αέριο Fermi δύο φερμιονίων, στο οποίο, δηλαδή, γίνεται διάκριση μεταξύ διεγερμένων νετρονίων και πρωτονίων, την υπόθεση ότι η απόσταση μεταξύ των μονοσωματιδιακών καταστάσεων είναι σταθερή και αγνοώντας ενεργειακές καταστάσεις λόγω συλλογικών βαθμών ελευθερίας του πυρήνα, η ολική πυκνότητα σταθμών του δίνεται από τη σχέση:

$$\omega_F^{tot}(E_\chi) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha U}]}{\alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (5.6)$$

Στη σχέση αυτή έχει η ενέργεια διέγερσης U έχει προκύψει εφαρμόζοντας ενεργειακή μετατόπιση Δ στην πραγματική ενέργεια διέγερσης E_χ σύμφωνα με την έκφραση:

$$U = E_\chi - \Delta \quad (5.7)$$

Η ενεργειακή μετατόπιση Δ εισάγεται ως μια εμπειρική παράμετρος και αντιπροσωπεύει το γεγονός ότι σε ένα ζεύγος νουκλεονίων θα πρέπει να διαχωριστούν τα νουκλεόνια πριν κάθε ένα από αυτά διεγερθεί ανεξάρτητα. Στην πράξη χρησιμοποιείται ως παράμετρος η τιμή της οποίας ρυθμίζεται για την αναπαραγωγή των παρατηρήσεων και ο ορισμός της είναι διαφορετικός για κάθε μοντέλο. Επίσης στη σχέση (5.6) η παράμετρος α ονομάζεται παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων και θεωρητικά υπολογίζεται ως $\alpha = \frac{\pi^2}{6}(g_\pi + g_\nu)$ όπου $g_{\pi,\nu}$ είναι η απόσταση των μονοσωματιδιακών καταστάσεων πρωτονίων και νετρονίων αντίστοιχα στην ενέργεια Fermi. Η παράμετρος α στην πράξη προσδιορίζεται πειραματικά έπειτα από προσαρμογή σε μετρήσεις ενώ σε ορισμένα πρότυπα γίνεται διόρθωση λόγω φαινομένων φλοιών [Ig93], στα οποία εισάγεται εξαρτάτηση της παραμέτρου από την ενέργεια διέγερσης. Η πυκνότητα καταστάσεων στο αέριο Fermi δίνεται από την σχέση:

$$\rho_F(E_\chi, J^\pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{2\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha U}]}{\alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (5.8)$$

Στη σχέση αυτή η λεγόμενη παράμετρος αποκοπής ιδιοστροφορμής (spin cut–off) σ αντιπροσωπεύει το εύρος της κατανομής της ιδιοστροφορμής των ενεργειακών καταστάσεων. Σε

ενέργειες διέγερσης όπου οι ιδιοτροφορμές των καταστάσεων είναι γνωστές από πειραματικά δεδομένα η παράμετρος σ προσδιορίζεται είτε μέσω αναλυτικής έκφρασης είτε μέσω εμπειρικής σχέσης έπειτα από προσαρμογή ενώ σε υψηλότερες ενέργειες διέγερσης λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα φλοιών και η παράμετρος αποκοπής προκύπτει ως συνάρτηση της ενέργειας διέγερσης, της ροπής αδράνειας του πυρήνα και του μαζικού αριθμού, με την εφαρμογή φαινομενολογικών παραμέτρων.

Το πρότυπο σταθερής θερμοκρασίας (CTM)

Το πρότυπο σταθερής θερμοκρασίας στηρίζεται στην παρατήρηση ότι ο αριθμός των διακριτών πυρηνικών καταστάσεων για χαμηλές ενέργειες διέγερσης μπορεί να αναπαραχθεί από μια εκθετική συνάρτηση της μορφής:

$$N(E_\chi) = \exp\left(\frac{E_\chi - E_0}{T}\right) \quad (5.9)$$

Η σχέση αυτή ονομάζεται νόμος σταθερής θερμοκρασίας και περιέχει την παράμετρο της θερμοκρασίας του πυρήνα T , η οποία στο πλαίσιο της στατιστικής μηχανικής ορίζεται για ένα ορισμένο πλήθος σωματιδίων, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S(E)}{\partial E} = \frac{\partial \ln \rho(E)}{\partial E} \quad (5.10)$$

όπου $S(E)$ είναι η εντροπία του πυρήνα και $\rho(E)$ η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων. Στην πράξη τόσο η παράμετρος T όσο και η E_0 χρησιμοποιούνται ως ελεύθερες παράμετροι για προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα.

Στο μοντέλο σταθερής θερμοκρασίας που εισήγαγαν οι Gilbert και Cameron το εύρος των ενεργειών διέγερσης διαμερίζεται σε δύο περιοχές. Η μία εκτείνεται μεταξύ 0 MeV και μιας ενέργειας E_M , στην οποία η κατανομή των καταστάσεων γίνεται σύμφωνα με τον νόμο σταθερής θερμοκρασίας ενώ για ενέργειες μεγαλύτερες ο πυρήνας προσομοιώνεται με το πρότυπο του αερίου Fermi. Επομένως για ενέργειες διέγερσης μικρότερες από E_M η ολική πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων δίνεται από την σχέση:

$$\rho_T^{tot}(E_\chi) = \frac{dN(E_\chi)}{dE_\chi} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_\chi - E_0}{T}\right) \quad (5.11)$$

Για μεγαλύτερες ενέργειες διέγερσης από την E_M , η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων υπολογίζεται από τη σχέση (5.8), στην οποία για τον ορισμό την ενέργειας διέγερσης U , χρησιμοποιείται η ενεργειακή μετατόπιση Δ^{CTM} σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (5.12)$$

Το σύμβολο A είναι ο μαζικός αριθμός και η παράμετρος χ λαμβάνει τις τιμές 0, 1 και 2, ανάλογα με το αν ο πυρήνας είναι περιττός–περιττός, περιττός–άρτιος ή άρτιος–άρτιος, αντίστοιχα.

Στο πρότυπο σταθερής θερμοκρασίας έχουν εισαχθεί τρεις παράμετροι T, E_0, E_M οι οποίες όμως δεν είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους αφού στο σύνορο E_M θα πρέπει να πληρούνται συνθήκες συνέχειας της πυκνότητας πυρηνικών καταστάσεων και της παραγώγου της. Τελικά, οι παράμετροι αυτές προσαρμόζονται, προκειμένου να αναπαράγονται οι παρατηρούμενες πυκνότητες καταστάσεων, ενώ όταν αυτό δεν είναι δυνατό ή υπάρχουν δεδομένα για λίγες διακριτές καταστάσεις, γίνεται χρήση εμπειρικών σχέσεων για τον υπολογισμό της πυρηνικής θερμοκρασίας στην άγνωστη περιοχή.

Το πρότυπο του οπισθο-μετατοπισμένου αερίου Fermi (BFM)

Στο οπισθο-μετατοπισμένο πρότυπο αερίου Fermi η ενέργεια σύζευξης μεταξύ των νουκλεονίων εισάγεται ως ελεύθερη παράμετρος και η έκφραση της συνάρτησης του προτύπου αερίου Fermi της σχέσης (5.8) χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων σε όλο το εύρος των ενεργειών διέγερσης, ξεκινώντας από τα 0 MeV. Τόσο στη σχέση (5.8) όσο και στις συναρτήσεις με τις οποίες προσδιορίζεται η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων α και η παράμετρος αποκοπής ιδιοστροφορμής σ , η ενεργειακή εξάρτηση εκφράζεται μέσω της μετατοπισμένης ενέργειας διέγερσης $U = E_\chi - \Delta^{BFM}$, όπου για την μετατόπιση Δ^{BFM} εφαρμόζεται η σχέση:

$$\Delta^{BFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (5.13)$$

Η παράμετρος δ προκύπτει έπειτα από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα και ο συντελεστής χ λαμβάνει τις τιμές -1, 0, 1 ανάλογα με το αν ο πυρήνας είναι περιττός–περιττός, περιττός–άρτιος ή άρτιος–άρτιος αντίστοιχα.

Στην εργασία [Gr85] οι Grossjean και Feldmeier πρότειναν μια λύση του προβλήματος της απροσδιοριστίας της εξίσωσης (5.8) όταν η μετατοπισμένη ενέργεια διέγερσης U τείνει στο μηδέν. Η λύση αυτή υλοποιήθηκε από τους Demetriou και Goriely [De01] και χρησιμοποιείται στον κώδικα TALYS, για τον προσδιορισμό της πυκνότητας πυρηνικών καταστάσεων $\rho_{BFM}^{tot}(E_\chi)$ με εφαρμογή της σχέσης:

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_\chi) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_\chi)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (5.14)$$

Στη σχέση (5.14) ρ_F^{tot} είναι η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων του προτύπου αερίου Fermi της σχέσης (5.8) και η ποσότητα ρ_0 δίνεται συναρτήσει της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων α και της θερμοδυναμικής θερμοκρασίας t μέσω της σχέσης:

$$\rho_0(t) = \frac{1}{24\sigma} \frac{(\alpha_n + \alpha_p)^2}{\sqrt{\alpha_n \alpha_p}} \exp(4\alpha_n \alpha_p t^2 + 1) \quad (5.15)$$

όπου $\alpha_n = \alpha_p = \alpha/2$ και η θερμοκρασία t δίνεται από τη σχέση:

$$t = \sqrt{\frac{U}{\alpha}} \quad (5.16)$$

Τελικά η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων προσδιορίζεται με την εισαγωγή συνολικά δύο ελεύθερων παραμέτρων, α και δ , ως εξής:

$$\rho_{BFM}(E_\chi, J^\pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \rho_{BFM}^{tot}(E_\chi) \quad (5.17)$$

Το πρότυπο του γενικευμένου υπερρευστού (GSM)

Το πρότυπο γενικευμένου υπερρευστού (GSM), παρουσιάζει ομοιότητες με το πρότυπο σταθερής θερμοκρασίας CTM, διότι, όπως και στο CTM, το πεδίο τιμών των ενεργειών διέγερσης διαχωρίζεται σε δύο περιοχές. Στο GSM όμως αυτό γίνεται με έναν ρεαλιστικό τρόπο και η συναρτησιακή σχέση του νόμου σταθερής θερμοκρασίας προσεγγίζεται θεωρητικά. Σε αυτή τη φαινομενολογική περιγραφή, ο πυρήνας θεωρείται ως αέριο Fermi σε υψηλές ενέργειες διέγερσης, υφίσταται αλλαγή φάσης με την μείωση της ενέργειας διέγερσης, και πέραν μιας ενέργειας του λεγόμενου κρίσιμου σημείου, η οποία όπως θα περιγραφεί παρακάτω υπολογίζεται εμπειρικά, προσομιώνεται σαν υπερρευστό. Στο GSM, για τις χαμηλές αυτές ενέργειες διέγερσης τα φαινόμενα σύζευξης λαμβάνονται υπόψη στο πλαίσιο της θεωρίας Bardeen–Cooper–Schrieffer (BCS).

Στη στατιστική μηχανική, η ολική πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων εκφράζεται από τη σχέση:

$$\rho^{tot}(E_\chi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (5.18)$$

Στη συνάρτηση αυτή S είναι η εντροπία του συστήματος, D είναι η ορίζουσα που εισάγεται κατά την εφαρμογή της μεθόδου εκτίμησης σαγματικού σημείου (saddle point approximation), και σ είναι η παραμέτρος αποκοπής ιδιοστροφορμής. Για την ενέργεια διέγερσης του κρίσιμου σημείου, τόσο οι ποσότητες αυτές όσο και η ενέργεια U_c του κρίσιμου σημείου, δίνονται μέσα από αναλυτικές εκφράσεις της θερμοκρασίας (T_c) κρίσιμου σημείου και της λεγόμενης παραμέτρου πυκνότητας πυρηνικών καταστάσεων κρίσιμου σημείου (α_c), οι οποίες προκύπτουν από τις ακόλουθες εμπειρικές σχέσεις:

$$T_c = 0.567 \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (5.19)$$

$$\alpha_c = \tilde{\alpha} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma \alpha_c T_c^2)}{\alpha_c T_c^2} \right] \quad (5.20)$$

Στη σχέση (5.19) A είναι ο μαζικός αριθμός και στη σχέση (5.20) η μάζα του πυρήνα εισάγεται μέσω του συντελεστή δW ενώ τα φαινόμενα φλοιών λαμβάνονται υπόψη με τους συντελεστές $\tilde{\alpha}$ και γ , οι οποίοι περιγράφουν την εξάρτηση της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων ως συνάρτηση της ενέργειας διέγερσης του πυρήνα.

Στη συνέχεια οι ποσότητες S, D, σ προσδιορίζονται για ενέργειες διέγερσης U' χαμηλότερες της U_c ($U' < U_c$), εφαρμόζοντας τις αναλυτικές εκφράσεις της καταστατικής εξίσωσης του υπερρευυστού και η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων $\rho^{tot}(E_\chi)$ βρίσκεται εφαρμόζοντας την σχέση (5.18). Η μετατοπισμένη ενέργεια διέγερσης του υπερρευυστού U' υπολογίζεται από την πραγματική ενέργεια διέγερσης E_χ εισάγοντας την ελεύθερη παράμετρο δ , σύμφωνα με την σχέση:

$$U' = E_\chi + \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (5.21)$$

όπου $\chi = 2, 1, 0$ ανάλογα με το αν ο πυρήνας είναι περιττός–περιττός, περιττός–άρτιος ή άρτιος–άρτιος αντίστοιχα.

Για ενέργειες διέγερσης $U' > U_c$ ο πυρήνας προσομοιώνεται ως αέριο Fermi και η ολική πυκνότητα καταστάσεων δίνεται από τη σχέση:

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_\chi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha U}]}{\alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (5.22)$$

Η μετατοπισμένη ενέργεια διέγερσης του αερίου Fermi ορίζεται ως $U = E_\chi - \Delta^{GSM}$, και η μετατόπιση Δ^{GSM} δίνεται ως συνάρτηση της παραμέτρου δ :

$$\Delta^{GSM} = \frac{3}{2\pi^2} \left(\frac{12}{\sqrt{A}} \right) \alpha_c - \chi \frac{12}{\sqrt{A}} - \delta \quad (5.23)$$

Στο πρότυπο GSM συνολικά εισάγονται δύο παράμετροι α και δ , οι οποίες χρησιμοποιούνται για την προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα.

Μικροσκοπικά πρότυπα πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων

Επιπλέον των φαινομενολογικών προτύπων στο TALYS υπάρχει η δυνατότητα εφαρμογής δυο μικροσκοπικών μοντέλων για τον προσδιορισμό της πυκνότητας καταστάσεων τα οποία αναπτύχθηκαν με τη μέθοδο Hartree–Fock. Στην εργασία [De01] οι Demetriou και Goriely έχουν υπολογίσει πυκνότητες πυρηνικών καταστάσεων για έναν μεγάλο αριθμό πυρήνων, για ενέργειες διέγερσης μέχρι τα 150 MeV και τιμές ιδιοστροφορμής μέχρι

$J = 30$. Στο μικροσκοπικό αυτό πρότυπο η επίλυση του προβλήματος γίνεται με τη μέθοδο Hartree–Fock–BCS χρησιμοποιώντας αλληλεπίδραση Skyrme μεταξύ των νουκλεονίων του πυρήνα. Επίσης στην εργασία [Go08] οι Hilaire και Goriely εισάγουν το συνδυαστικό (combinatorial) μικροσκοπικό μοντέλο στο οποίο λαμβάνονται υπόψη και οι συλλογικές καταστάσεις διέγερσης του πυρήνα.

Στο συνδυαστικό πρότυπο η πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων δεν προσδιορίζεται εμπειρικά αλλά υπολογίζεται με βάση το μονοσωματιδιακό φάσμα διέγερσης των νουκλεονίων. Συγκεκριμένα οι μονοσωματιδιακές καταστάσεις διέγερσης των πρωτονίων, νετρονίων και των αντίστοιχων οπών-πρωτονίων, οπών-νετρονίων υπολογίζονται με τη μέθοδο Hartree–Fock–Bogolyubov θεωρώντας την ενεργό αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου του προτύπου Gogny. Αγνοώντας συλλογικούς βαθμούς ελευθερίας στον διεγερμένο πυρήνα η πυκνότητα καταστάσεων (ρ_i) υπολογίζεται μέσα στο πλαίσιο της στατιστικής μηχανικής, προσδιορίζοντας την συνάρτηση επιμερισμού του συστήματος. Στην συνέχεια υπολογίζεται η πυκνότητα καταστάσεων λόγω συλλογικών ταλαντώσεων του πυρήνα (ρ_{vib}) μέσα από τον προσδιορισμό της συνάρτησης επιμερισμού των διάφορων καταστάσεων διέγερσης (φωνόνια). Τελικά η ολική πυκνότητα καταστάσεων ($\rho_{i \times vib}$) υπολογίζεται από τη συνέλιξη των (ρ_i) και (ρ_{vib}), ενώ η περιγραφή των περιστροφικών, συλλογικών, βαθμών ελευθερίας γίνεται χρησιμοποιώντας φαινομενολογικές συναρτήσεις. Τα βήματα που ακολουθούνται για τον υπολογισμό των πυκνοτήτων πυρηνικών καταστάσεων στο συνδυαστικό μοντέλο περιγράφονται αναλυτικά στην αναφορά [Go08] και για το λόγο αυτό δεν θα γίνει περαιτέρω αναφορά.

Καθώς οι παραπάνω μικροσκοπικές πυκνότητες πυρηνικών καταστάσεων, που προκύπτουν από βασικές αρχές, δεν προσαρμόζονται σε πειραματικά δεδομένα, στο TALYS εισάγονται δύο παράμετροι (c και δ), των οποίων οι τιμές προσαρμόζονται για την αναπαραγωγή πειραματικών δεδομένων. Τελικά η πυκνότητα καταστάσεων, $\rho(E, J^\pi)$, υπολογίζεται από τις μικροσκοπικές υπολογισμένες πυκνότητες ρ_{HFM} σύμφωνα με την σχέση:

$$\rho(E, J^\pi) = \exp(c\sqrt{E - \delta}) \times \rho_{HFM}(E - \delta, J^\pi) \quad (5.24)$$

5.1.2 Πρότυπα συνάρτησης ισχύος ακτίνων γ

Ο σύνθετος πυρήνας που σχηματίζεται σε μια αντίδραση ενδέχεται να αποδιεγερθεί με εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, όπως συμβαίνει για παράδειγμα στις αντιδράσεις σύλληψης που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία. Ο υπολογισμός των συντελεστών διέλευσης για αποδιεγέρσεις μέσω ηλεκτρομαγνητικών μεταπτώσεων πολυπολικότητας Xl ενέργειας ε_γ γίνεται από την σχέση [Ko90]:

$$T_\gamma^{Xl}(\varepsilon_\gamma) = 2\pi\varepsilon_\gamma^{2L+1} f_\gamma^{Xl}(\varepsilon_\gamma) = 2\pi\varepsilon_\gamma^3 f_\gamma^{Xl}(\varepsilon_\gamma) \quad (5.25)$$

Η συνάρτηση $f_\gamma^{Xl}(\varepsilon_\gamma)$ στην προηγούμενη εξίσωση ονομάζεται συνάρτηση ισχύος ακτινοβολίας γ και για τον προσδιορισμό της λαμβάνεται υπόψη ο μηχανισμός εκπομπής της ακτινοβολίας γ από τον πυρήνα. Για αντιδράσεις σύλληψης όπου ο σύνθετος πυρήνας σχηματίζεται σε υψηλές ενέργειες διέγερσης η εκπομή της ακτινοβολίας γ θεωρείται αποτέλεσμα συλλογικών ταλαντώσεων των πρωτονίων και των νετρονίων του πυρήνα οπότε η αποδιέγερση περιγράφεται ως ένας γιγαντιαίος διπολικός συντονισμός. Στον γιγαντιαίο διπολικό συντονισμό η αποδιέγερση του πυρήνα γίνεται μέσω μεταπτώσεων γ πολυπολικότητας $E1$ και $M1$. Η πρώτη αντιστοιχεί σε ταλάντωση των κατανομών των πρωτονίων στο ίδιο επίπεδο με την κατανομή των νετρονίων ενώ στην δεύτερη θεωρείται ότι τα πρωτόνια και τα νετρόνια αποκτούν αντίθετες ιδιοστροφορές. Στα φαινομενολογικά πρότυπα που έχουν αναπτυχθεί, η συνάρτηση ισχύος ακτίνων γ προσδιορίζεται έπειτα από προσαρμογή της καμπύλης διέγερσης αντιδράσεων φωτοδιάσπασης με συναρτήσεις τύπου Lorentz. Στο πρότυπο των Brink-Axel [BA62] ο γιγαντιαίος διπολικός συντονισμός περιγράφεται με μια απλή συνάρτηση Lorentz και η συνάρτηση ισχύος δίνεται από τη σχέση:

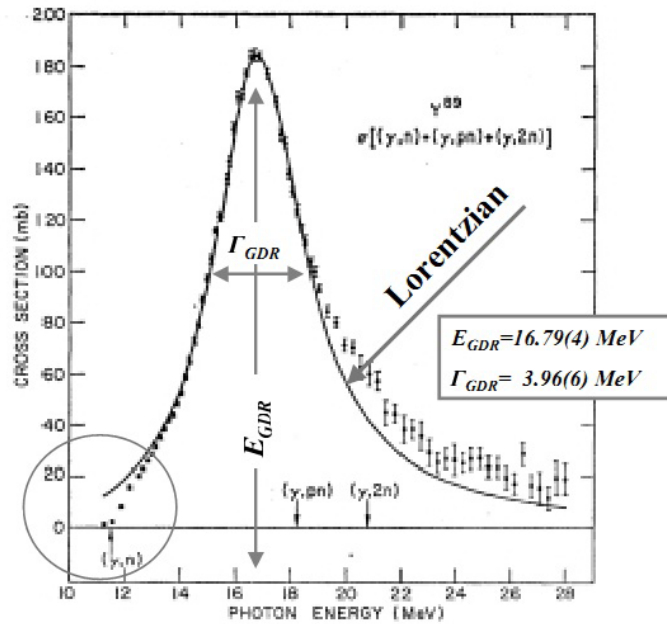
$$f_{Xl}(E_\gamma) = K_{Xl} \frac{\sigma_{Xl} E_\gamma \Gamma_{Ql}^2}{(E_\gamma^2 - E_{Xl}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{Ql}^2} \quad (5.26)$$

με:

$$K_{Xl} = \frac{1}{(2l+1)\pi^2 \hbar^2 c^2} \quad (5.27)$$

Οι παράμετροι σ_{Xl} , E_{Xl} και Γ_{Ql} στις σχέσεις (5.26) και (5.27) αντιπροσωπεύουν την ένταση, την ενέργεια και το εύρος του γιγαντιαίου συντονισμού και προσδιορίζονται μέσα από την προσαρμογή του στα πειραματικά δεδομένα με συνάρτηση Lorentz, όπως για παράδειγμα φαίνεται στο σχήμα 5.2, στο οποίο παρουσιάζεται η καμπύλη διέγερσης της αντίδρασης φωτοδιάσπασης του πυρήνα ^{89}Y . Η προσαρμογή με απλή συνάρτηση Lorentz αναπαράγει ικανοποιητικά τα πειραματικά δεδομένα στην περιοχή του μεγίστου του συντονισμού, αποκλίνει όμως από αυτά στις χαμηλότερες ενέργειες, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.2. Για τον λόγο αυτό στο φαινομενολογικό πρότυπο των Kopecky-Uhl [Ko90] χρησιμοποιείται μια συνάρτηση γενικευμένης Λορεντζιανής για την προσαρμογή και η συνάρτηση ισχύος εκφράζεται από τις παραμέτρους της προσαρμογής σύμφωνα με τη σχέση:

$$f_{E1}(E_\gamma, T) = K_{E1} \left[\frac{E_\gamma \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \tilde{\Gamma}_{E1}^2(E_\gamma)} + \frac{0.7 \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma) 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^3} \right] \sigma_{E1} \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma) \quad (5.28)$$



Σχήμα 5.1: Η ενεργός διατομή $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, 2n)]$ για το ^{89}Y και η προσαρμογή με συνάρτηση τύπου Lorentz [Ga03]

Στην τελευταία σχέση το ανηγμένο πλάτος $\tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)$ και η πυρηνική θερμοκρασία T υπολογίζονται ως συνάρτηση της ενέργειας σύζευξης των νουκλεονίων, της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων α και της ενεργειακής μετατόπισης Δ (βλ. §5.1.1). Με το πρότυπο αυτό υπολογίζονται συναρτήσεις ισχύος χρησιμοποιώντας, στη βάση δεδομένων του TALYS, παραμέτρους γιγαντιαίων συντονισμών από μετρήσεις σε ένα μεγάλο πλήθος πυρήνων. Για περιοχές πυρήνων όπου δεν υπάρχουν επαρκή πειραματικά δεδομένα, καθώς και για μεταπτώσεις $M1$, γίνεται χρήση εμπειρικών σχέσεων για τον προσδιορισμό των παραμέτρων του γιγαντιαίου συντονισμού, σύμφωνα με την εργασία [Ko90].

Επιπλέον των φαινομενολογικών προτύπων, στο TALYS υπάρχει η δυνατότητα χρήσης τριών μικροσκοπικών μοντέλων για τον υπολογισμό της συνάρτησης $f_\gamma^{Xl}(\varepsilon_\gamma)$. Οι υπολογισμοί των μικροσκοπικών συναρτήσεων ισχύος έχουν γίνει από τον Goriely [Go01], [Go08] στην μεθοδολογία των προτύπων Hartree-Fock BCS και Hartree-Fock-Bogolyubov.

5.1.3 Πρότυπα οπτικού δυναμικού νουκλεονίου – Πυρήνα

Ο υπολογισμός των συντελεστών διέλευσης στα κανάλια εισόδου και εξόδου (αντιδράσεις με δέσμη πρωτονίων και νετρονίων και εκπομπή σωματιδίων), γίνεται επιλύοντας την αντί-

στοιχη εξίσωση Schrödinger, υιοθετώντας κάποιο δυναμικό για την αλληλεπίδραση μεταξύ νουκλεονίου και πυρήνα. Τα πρότυπα που χρησιμοποιούνται για το σκοπό αυτό περιγράφουν την αλληλεπίδραση μέσω του οπτικού μοντέλου, μια ονομασία η οποία προέρχεται από την αντιστοιχία της σκέδασης/απορρόφησης των σωματιδίων της δέσμης από το στόχο με το φαινόμενο της σκέδασης/απορρόφησης του φωτός από αδιαφανή σφαίρα. Σύμφωνα με το πρότυπο αυτό, το δυναμικό της αλληλεπίδρασης περιγράφεται από δύο όρους, έναν πραγματικό, ο οποίος αντιπροσωπεύει το ελαστικό μόνο κομμάτι της αλληλεπίδρασης, και έναν φανταστικό, με τον οποίο περιγράφονται όλα τα άλλα κανάλια απορρόφησης της εισερχόμενης δέσμης. Με βάση τα προηγούμενα το οπτικό δυναμικό γράφεται ως:

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (5.29)$$

με $U(r)$ το πραγματικό και $W(r)$ το φανταστικό μέρος.

Για την περιγραφή του οπτικού δυναμικού νουκλεονίου-πυρήνα έχουν αναπτυχθεί διάφορα πρότυπα τα οποία έχουν εν τω μεταξύ βελτιωθεί σημαντικά και σήμερα κυριαρχούν δύο: το φαινομενολογικό πρότυπο των Koning - Delaroche και το μικροσκοπικό των Jeukenne, Lejeune, Mahaux.

Φαινομενολογικό πρότυπο οπτικού δυναμικού των Koning - Delaroche

Στην εργασία [Κο03] οι Koning και Delaroche εισάγουν ένα φαινομενολογικό πρότυπο οπτικού δυναμικού, το οποίο ορίζουν σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}(r, E) = & -\mathcal{V}_V(r, E) - i\mathcal{W}_V(r, E) - i\mathcal{W}_D(r, E) \\ & + \mathcal{V}_{SO}(r, E)\vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} + i\mathcal{W}_{SO}(r, E)\vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} + \mathcal{V}_C(r) \end{aligned} \quad (5.30)$$

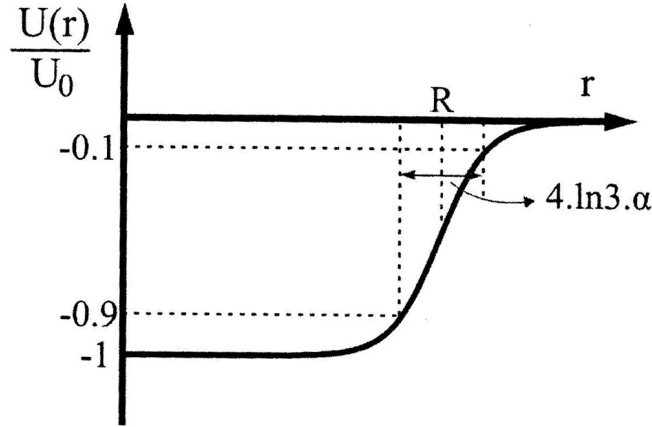
όπου E είναι η ενέργεια του προσπίπτοντος σωματιδίου, $\vec{\ell}$ είναι η τροχιακή στροφορμή του, $\vec{\sigma}$ ο πίνακας του Pauli και οι όροι $\mathcal{V}_{V,SO}$ και $\mathcal{W}_{V,D,SO}$ είναι οι πραγματικές και φανταστικές συνιστώσες των δυναμικών όγκου (V), επιφάνειας (D) και αλληλεπίδρασης ιδιοστροφορμής-τροχιακής στροφορμής (SO). Ο όρος Coulomb $\mathcal{V}_C(r)$ βρίσκεται από το δυναμικό μιας ομοιόμορφα φορτισμένης σφαίρας ακτίνας $R_C = r_C A^{1/3}$, όπου A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα, ενώ τα άλλα δυναμικά διαχωρίζονται σε έναν όρο που εξαρτάται από την ενέργεια του βλήματος και έναν ακτινικό όρο ανεξάρτητο της ενέργειας ως εξής:

$$\begin{aligned}
\mathcal{V}_V(r, E) &= V_V(E)f(r, R_V, \alpha_V) \\
\mathcal{W}_V(r, E) &= W_V(E)f(r, R_V, \alpha_V) \\
\mathcal{W}_D(r, E) &= -4\alpha_D W_D(E) \frac{d}{dr} f(r, R_D, \alpha_D) \\
\mathcal{V}_{SO}(r, E) &= V_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, \alpha_{SO}) \\
\mathcal{W}_{SO}(r, E) &= W_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, \alpha_{SO})
\end{aligned} \tag{5.31}$$

όπου V_V, W_V, W_D, V_{SO} και W_{SO} είναι τα βάθη των αντίστοιχων δυναμικών και ο παράγοντας μορφής $f(r, R_i, \alpha_i)$ έχει τη μορφή δυναμικού Woods-Saxon:

$$f(r, R_i, \alpha_i) = (1 + \exp[(r - R_i)/\alpha_i])^{-1} \tag{5.32}$$

Η παράμετρος διάχυσης α_i και η ακτίνα R_i , η οποία βρίσκεται από τον μαζικό αριθμό με τη σχέση $R_i = r_i A^{1/3}$, ορίζονται με τη βοήθεια του παρακάτω σχήματος:



Σχήμα 5.2: Γραφική παράσταση της συνάρτησης Woods-Saxon με την οποία ορίζονται οι παράμετροι ακτίνας και διάχυσης [Sy07]

Το πρότυπο KD περιέχει κατ'αρχάς, 7 παραμέτρους για προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα, 6 γεωμετρικούς όρους των όρων μορφής $f(r, R_i, \alpha_i)$ και την ακτίνα Coulomb r_C . Στη συνέχεια εισάγονται σ'αυτό 13 επιπλέον παράμετροι μέσω των οποίων εκφράζονται τα βάθη των δυναμικών με φαινομενολογικές πολυωνυμικές συναρτήσεις της μορφής $V_{V,SO}(E - E_F)$ και $W_{V,D,SO}(E - E_F)$, με E την ενέργεια της δέσμης και E_F είναι την ενέργεια Fermi. Η τελευταία ορίζεται ως η ενέργεια που αντιστοιχεί στο μισό της απόστασης

μεταξύ της τελευταίας κατειλλημένης και της πρώτης μη κατειλλημένης στάθμης του πυρήνα. Για προσπίπτουσα δέσμη νετρονίων είναι:

$$E_F^n = -\frac{1}{2} [S_n(Z, N) + S_n(Z, N + 1)] \quad (5.33)$$

ενώ για δέσμη πρωτονίων:

$$E_F^p = -\frac{1}{2} [S_p(Z, N) + S_p(Z + 1, N)] \quad (5.34)$$

Στις τελευταίες δύο σχέσεις, $S_{n,p}$ είναι οι ενέργειες διαχωρισμού του πρωτονίου και του νετρονίου αντίστοιχα από έναν πυρήνα με αριθμό νετρονίων N και αριθμό πρωτονίων Z .

Οι τιμές των παραμέτρων που εισάγονται για τον υπολογισμό του οπτικού δυναμικού είναι διαφορετικές από πυρήνα σε πυρήνα και για τον καθορισμό τους μπορούν να χρησιμοποιηθούν δύο πρότυπα. Εφόσον υπάρχουν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα για έναν πυρήνα μπορεί να εφαρμοστεί το τοπικό οπτικό πρότυπο, στο οποίο η προσαρμογή των ελεύθερων παραμέτρων του προτύπου έχει γίνει στα δεδομένα του συγκεκριμένου πυρήνα και το οποίο χρησιμοποιείται για ενέργειες από 1 KeV μέχρι 200 MeV. Όταν για έναν πυρήνα δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα χρησιμοποιείται το καθολικό οπτικό πρότυπο στο οποίο οι τιμές των παραμέτρων έχουν προσαρμοστεί σε ένα μεγάλο αριθμό δεδομένων σε σφαιρικούς ή σχεδόν σφαιρικούς πυρήνες, σε εύρος μαζών $24 < A < 209$ και για ενέργειες $0.001 < E < 200$ MeV. Επίσης στο TALYS μπορεί να ληφθεί υπόψη η συνεισφορά της σχέσης διασποράς, η οποία συνδέει το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του δυναμικού, εισάγοντας έναν επιπλέον όρο στο πραγματικό μέρος του με το οποίο εκφράζεται η απορρόφηση ροής από το ελαστικό κανάλι στο κανάλι απορρόφησης. Μια εκτενέστερη περιγραφή του δυναμικού KD δίνεται στην διατριβή [Ga03].

Ημι-μικροσκοπικό πρότυπο οπτικού δυναμικού JLM

Εκτός από το φαινομενολογικό πρότυπο των Koning-Delaroche στο TALYS μπορούν να γίνουν υπολογισμοί με το ημι-μικροσκοπικό πρότυπο των Bauge, Delaroche και Girod (BDG), το οποίο αποτελεί αναβάθμιση του μικροσκοπικού μοντέλου των Jeukenne, Lejeune και Mahaux (JLM). Το αναβαθμισμένο μοντέλο θα συμβολίζεται εφεξής ως JLMb

Στο JLMb αρχικά υπολογίζεται το οπτικό δυναμικό άπειρης ομοιογενούς πυρηνικής ύλης το οποίο στη συνέχεια προσδιορίζεται για πεπερασμένη ύλη, έπειτα από την συνέλιξη του τελευταίου με τη συνάρτηση της πυκνότητας της κατανομής πεπερασμένης πυρηνικής ύλης. Για τον υπολογισμό του οπτικού δυναμικού άπειρης ύλης εφαρμόζεται η μέθοδος Brueckner-Hartree-Fock [Je76], χρησιμοποιώντας το ρεαλιστικό πρότυπο σκληρού πυρήνα του Reid για την αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου [Ba01]. Στη μέθοδο που

ακολουθείται το δυναμικό εμπεριέχει εξάρτηση από την ενέργεια του βλήματος και ο ρόλος της δύναμης Coulomb λαμβάνεται υπόψη με την εισαγωγή του δυναμικού Coulomb μέσα στην ίδια την μεταβλητή της ενέργειας. Τελικά το οπτικό δυναμικό άπειρης ύλης αποτελείται από δύο βαθμωτούς και δύο διανυσματικούς όρους και δίνεται ως συνάρτηση της ενέργειας του βλήματος (E) και της πυκνότητας πυρηνικής ύλης (ρ), από την σχέση:

$$U_{NM}(\rho, E) = \left[V_0(\rho, \tilde{E}) \pm \alpha V_1(\rho, \tilde{E}) \right] + i \left[W_0(\rho, \tilde{E}) \pm \alpha W_1(\rho, \tilde{E}) \right] \quad (5.35)$$

με $\tilde{E} = E - V_C$ και $\alpha = (\rho_n + \rho_p)/\rho$ τη λεγόμενη παράμετρο ασυμμετρίας, $\rho_{p,n}$ την πυρηνική πυκνότητα των πρωτονίων και των νετρονίων αντίστοιχα. Το θετικό πρόσημο αντιστοιχεί σε προσπίπτον πρωτόνιο και το αρνητικό σε προσπίπτον νετρόνιο.

Στη συνέχεια προκειμένου να υπολογιστεί το δυναμικό για έναν πεπερασμένου μεγέθους πυρήνα, χρησιμοποιείται η λεγόμενη βελτιωμένη προσέγγιση τοπικής πυκνότητας (Local Density Approximation-LDA). Σύμφωνα με την LDA το οπτικό δυναμικό σε μια απόσταση r από το κέντρο του πυρήνα είναι ίσο με το οπτικό δυναμικό άπειρης πυρηνικής ύλης με πυκνότητα ίση με την πυκνότητα του σημείου αυτού. Η πυκνότητα του πυρήνα $\rho(r)$ βρίσκεται από την ρεαλιστική εμπειρική συνάρτηση του Negele [Ne70]. Επιπλέον, στην βελτιωμένη προσέγγιση τοπικής πυκνότητας, η εμβέλεια της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου εισάγεται μέσω συνάρτησης τύπου Gauss, η οποία περιγράφεται μέσω ενός παράγοντα μορφής t , ο οποίος δίνεται στην αναφορά [Ba01]. Τελικά το οπτικό δυναμικό πεπερασμένου πυρήνα δίνεται ως:

$$U_{FM}(r, E) = (t\sqrt{\pi})^{-3} \int \frac{U_{NM}(\rho(r'), E)}{\rho(r')} \exp(-|\vec{r} - \vec{r}'|^2/t_r^2) \rho(r') d\vec{r}' \quad (5.36)$$

Στο ημι-μικροσκοπικό πρότυπο των Bauge, Delaroche και Girod έχει γίνει παραμετροποίηση του αρχικού δυναμικού JLM εισάγοντας επιπλέον 10 παραμέτρους. Στο προκύπτον πρότυπο (JLMBb), το οπτικό δυναμικό άπειρης ύλης γράφεται ως:

$$U_{NM}(\rho, E) = \lambda_V(E) \left[V_0(\rho, \tilde{E}) \pm \lambda_{V1}(E) \alpha V_1(\rho, \tilde{E}) \right] + i \lambda_W(E) \left[W_0(\rho, \tilde{E}) \pm \lambda_{W1}(E) \alpha W_1(\rho, \tilde{E}) \right] \quad (5.37)$$

Επιπλέον, στην τελική έκφραση του οπτικού δυναμικού έχει συμπεριληφθεί και συνιστώσα για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης ιδιοστροφορμής και τροχιακής στροφορμής παραμετροποιώντας τη σχέση του Scheerbaum [Sc76] με συντελεστές λ_i που δίνονται ως συναρτήσεις της ενέργειας και χρησιμοποιούνται για την προσαρμογή μεγάλου αριθμού πειραματικών δεδομένων. οι συντελεστές λ_i δίνονται αναλυτικά στην αναφορά [Ba01]. Στην περιοχή ενεργειών 20-50 MeV, οι παράμετροι λ_i εκτιμούνται με σφάλματα της τάξης

1.5% ενώ έξω από την περιοχή αυτή το σφάλμα είναι 10%. Στο TALYS οι τιμές των παραμέτρων αυτών μπορούν να τροποποιηθούν για την προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα ενός συγκεκριμένου πυρήνα (βλ. [Fo13]).

5.1.4 Πρότυπα οπτικού δυναμικού σωματιδίου α–Πυρήνα

Στην παράγραφο αυτή περιγράφονται τα πρότυπα που περιέχονται στο TALYS για το οπτικό δυναμικό μεταξύ σωματιδίου α και πυρήνα και τα οποία είναι είτε φαινομενολογικά είτε μικροσκοπικά.

Φαινομενολογικά πρότυπα οπτικού δυναμικού

Για το οπτικό δυναμικό σωματιδίου α, στον κώδικα TALYS χρησιμοποιούνται δύο φαινομενολογικά πρότυπα. Το πρώτο στηρίζεται στα δυναμικά V^p και V^n μεταξύ πρωτονίου-πυρήνα και νετρονίου-πυρήνα αντίστοιχα, όπως υπολογίζονται στο φαινομενολογικό μοντέλο των Koning και Delaroche (KD) στα οποία όμως εφαρμόζεται μια απλοποιημένη μέθοδος συνέλιξης, η λεγόμενη μέθοδος Watanabe [Wa58], για τον προσδιορισμό του δυναμικού σωματιδίου α το βάθος του πραγματικού μέρους του οποίου περιλαμβάνει αποκλειστικά έναν όρο όγκου και δίνεται από τη σχέση:

$$V_V^\alpha(E) = 2V_V^n(E/4) + 2V_V^p(E/4) \quad (5.38)$$

Στη σχέση (5.38), E είναι η ενέργεια του βλήματος στο σύστημα εργαστηρίου, $V_V^n(E)$ και $V_V^p(E)$ είναι τα δυναμικά νουκλεονίου-πυρήνα όπως υπολογίζονται από το φαινομενολογικό πρότυπο Koning-Delaroche. Ομοίως υπολογίζονται οι φανταστικές συνιστώσες $W_{V,D}$ ενώ για την αλληλεπίδραση ιδιοστροφορμής-τροχιακής στροφορμής θεωρείται ότι:

$$V_{SO}^\alpha(E) = W_{SO}^\alpha(E) = 0 \quad (5.39)$$

Οι γεωμετρικοί παράγοντες μορφής του δυναμικού $r_V^\alpha, \alpha_V^\alpha$ δίνονται από τις σχέσεις (5.40α) και (5.40β) και στην τελική έκφραση του δυναμικού προστίθεται το δυναμικό Coulomb μιας ομοιόμορφα φορτισμένης σφαίρας:

$$\begin{aligned} r_V^\alpha &= (r_V^n + r_V^p)/2 \\ \alpha_V^\alpha &= (\alpha_V^n + \alpha_V^p)/2 \end{aligned} \quad (5.40)$$

Το δεύτερο φαινομενολογικό πρότυπο που χρησιμοποιεί ο κώδικας TALYS προτείνεται στην εργασία [Mc66] από τους McFadden-Satchler. Στο πρότυπο αυτό τόσο το πραγματικό όσο και το φανταστικό μέρος περιγράφονται με συναρτήσεις Woods-Saxon και το συνολικό

δυναμικό προκύπτει έπειτα από την άθροιση των δύο αυτών όρων με τον όρο Coulomb σύμφωνα με τη σχέση:

$$V(r) = Vf_V(r; r_0, \alpha) + iWf_W(r; r'_0, \alpha') \quad (5.41)$$

Μέσω των συναρτήσεων $f_{V,W}$ εισάγονται συνολικά 6 ελεύθερες παράμετροι ($V, W, r_0, \alpha, r'_0, \alpha'$), οι οποίες προσδιορίζονται έπειτα από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα.

Ημι-μικροσκοπικό πρότυπο οπτικού δυναμικού σωματιδίου α των Demetriou-Grama-Goriely

Στην εργασία [De02] οι Demetriou, Grama και Goriely εισάγουν τρία ημι-μικροσκοπικά πρότυπα για το δυναμικό α-σωματιδίου-πυρήνα, τα οποία εφεξής θα αναφέρονται ως OMP-I,II,III. Από αυτά το OMP-I χρησιμοποιεί 19 παραμέτρους και τα OMP-II,III 10, οι οποίες προσαρμόζονται για την αναπαραγωγή του συνόλου των πειραματικών δεδομένων. Οι τιμές των παραμέτρων αυτών έχουν προσαρμοστεί σε πειραματικά δεδομένα ελαστικής σκέδασης και αντιδράσεων, για ενέργειες $E < 40$ MeV και σε περιοχή μαζών $40 \leq A \leq 208$, ενώ έχουν αγνοηθεί δεδομένα αποδιέγερσης α. Η ανάλυση των τελευταίων εξαρτάται ισχυρά από άλλες παραμέτρους που δεν σχετίζονται άμεσα με το οπτικό δυναμικό.

Για τα δυναμικά OMP-I,II το οπτικό δυναμικό υπολογίζεται σύμφωνα με την παρακάτω γενική σχέση:

$$U(r) = V_C(r) + V(r) + iW(r) \quad (5.42)$$

όπου V_C είναι το δυναμικό Coulomb το οποίο προσδιορίζεται ως το δυναμικό μιας ομοιόμορφα φορτισμένης σφαίρας ακτίνας $r_C = 1.25$ fm. Το πραγματικό μέρος $V(r)$ του δυναμικού περιγράφεται μέσα από βασικές αρχές και είναι μικροσκοπικό, ενώ η φανταστική συνιστώσα $W(r)$ υπολογίζεται με βάση συναρτήσεις Woods-Saxon.

Πραγματικό μέρος του δυναμικού

Στη μέθοδο που εφαρμόζεται για τον προσδιορισμό της πραγματικής συνιστώσας του δυναμικού αρχικά θεωρείται κάποια ενεργός αλληλεπίδραση (u_{eff}) μεταξύ νουκλεονίου-νουκλεονίου. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται η αλληλεπίδραση M3Y [Ko84] και, επιπλέον, για τον προσδιορισμό του μεγέθους της u_{eff} χρησιμοποιείται η έκφραση για την πυκνότητα πυρηνικής ύλης της εργασίας [Je77], η οποία έχει υπολογιστεί με τη μέθοδο Brueckner-Hartree-Fock. Στη συνέχεια λαμβάνονται οι κατανομές πυκνότητας του σωματιδίου α (ρ_α)

και του στόχου (ρ_T) από την εργασία [Si82] και το πραγματικό μέρος του δυναμικού υπολογίζεται εφαρμόζοντας το πρότυπο διπλής συνέλιξης των Kobos et al. [Ko84] ως:

$$V_{DF}(\vec{R}, E) = \int \int \rho_p(r_\alpha) \rho_T(r_T) \times u_{eff}(E, \rho = \rho_p + \rho_T, s = |\vec{R} + \vec{r}_p - \vec{r}_T|) d^3 r_p d^3 r_T \quad (5.43)$$

Προκειμένου το δυναμικό να αναπαράγει τα πειραματικά δεδομένα εισάγεται μια παράμετρος προσαρμογής λ και το πραγματικό δυναμικό $V(r)$ είναι:

$$V(r) = \lambda V_{DF}(r) \quad (5.44)$$

Φανταστικό μέρος του δυναμικού

Για το OMP-I χρησιμοποιείται αποκλειστικά ένας φαινομενολογικός όρος όγκου $W_{0,u}$, ο οποίος συνδέεται με το φανταστικό μέρος $W(r, E)$ μέσω της σχέσης:

$$W(r, E) = W_{0,u} F(E) f_u(r) \quad (5.45)$$

Η ακτινική συνιστώσα $f_u(r)$ έχει τη μορφή Woods-Saxon:

$$f_u(r) = \frac{1}{1 + \exp((r - r_u A^{1/3})/\alpha_u)} \quad (5.46)$$

και η ενεργειακή εξάρτηση, γράφεται με την εισαγωγή δύο παραμέτρων (E^* , α^*) ως:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp((E - E^*)/\alpha^*)} \quad (5.47)$$

Οι παράμετροι των παραπάνω σχέσεων εκφράζονται ως συνάρτηση του μαζικού αριθμού του στόχου με την εισαγωγή 15 παραμέτρων, οι οποίες προσαρμόζονται στα πειραματικά δεδομένα, σύμφωνα με τις παρακάτω σχέσεις:

$$\begin{aligned} r_u &= B_0 + B_1 A + B_2 A^2 + B_3 A^3 + B_4 A^4 \\ \alpha_u &= C_0 + C_1 A + C_2 A^2 + C_3 A^3 + C_4 A^4 \\ \alpha^* &= A_0 + A_1 E_0 + A_2 E_0^2 \\ E^* &= A_3 A + A_4 \alpha^* \end{aligned} \quad (5.48)$$

Στο δυναμικό OMP-II, το φανταστικό μέρος περιλαμβάνει πέραν του όρου όγκου $W_{0,u}$ και έναν όρο επιφάνειας $W_{0,s}$ ώστε:

$$W(r, E) = F(E) \left[W_{0,u} f_u(r) - 4\alpha_s W_{0,s} \frac{d}{dr} f_s(r) \right] \quad (5.49)$$

Στη σχέση (5.49) οι όροι $F(E)$ και $f_{u,s}(r)$ δίνονται επίσης από τις σχέσεις (5.46) και (5.47) και οι γεωμετρικοί παράγοντες, $r_u, \alpha_u, r_s, \alpha_s$ εκφράζονται ως συνάρτηση του μαζικού αριθμού με τη χρήση 3 παραμέτρων (B_0, B_1, C_0), σύμφωνα με τη σχέση (5.50), οι οποίες προσαρμόζονται σε πειραματικά δεδομένα:

$$\begin{aligned} r_u &= B_0 + B_1 A \\ \alpha_u &= C_0 \\ r_s &= 1.09 r_u \\ \alpha_s &= 1.60 \alpha_u \end{aligned} \quad (5.50)$$

Το φανταστικό δυναμικό στο πρότυπο OMP-III υπολογίζεται από τις σχέσεις (5.49) και (5.50) όμως λαμβάνεται, επιπλέον, υπόψη η σχέση διασποράς. Η σχέση διασποράς συνδέει το πραγματικό με το φανταστικό μέρος του δυναμικού, εισάγοντας στο βάθος του πραγματικού μέρους του δυναμικού έναν επιπλέον όρο $\Delta V(E)$ ο οποίος βρίσκεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\Delta V(E) = \frac{2}{\pi} (E - E_F) \int_{E_F}^{\infty} \frac{W(E') - W(E)}{(E' - E_F)^2 - (E - E_F)^2} dE' \quad (5.51)$$

Επομένως, λαμβάνοντας υπόψη και τους παράγοντες μορφής, για το OMP-III το πραγματικό τμήμα του οπτικού δυναμικού δίνεται με τη μορφή:

$$V(r, E) = V_{DF}(r, E) + \Delta V(r, E) \quad (5.52)$$

Με τον τρόπο αυτό εισάγεται επιπλέον περιορισμός στο φανταστικό μέρος του δυναμικού, προσδιορίζοντας έτσι με περισσότερο αξιόπιστο τρόπο τις φαινομενολογικές παραμέτρους του οπτικού δυναμικού.

Στην εργασία [De02] οι συγγραφείς έχουν πραγματοποιήσει μια συστηματική μελέτη χρησιμοποιώντας τον κώδικα MOST [Mo98], για να ερευνήσουν την αξιοπιστία των τριών ημι-μικροσκοπικών μοντέλων, συγκρίνοντας τους υπολογισμούς με δεδομένα αντιδράσεων (α, γ) , (α, p) , (α, n) και (n, α) . Για τους θεωρητικούς υπολογισμούς έχουν χρησιμοποιήσει τόσο τα διαθέσιμα φαινομενολογικά πρότυπα του κώδικα MOST όσο και τα OMP-I-II-III. Από τη σύγκριση αυτή παρατηρήθηκε ικανοποιητική συμφωνία με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα.

Πρέπει να σημειωθεί ότι τα δεδομένα αντιδράσεων που έχουν χρησιμοποιηθεί για την προσαρμογή των φαινομενολογικών παραμέτρων των OMP-I,II,III ως επί το πλείστον περιλαμβάνουν μετρήσεις σε ενεργειακές περιοχές εκτός του παραθύρου Gamow. Επιπλέον

για τις ενέργειες αστροφυσικού ενδιαφέροντος η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης καθορίζεται κυρίως από τον όρο Coulomb του δυναμικού και για τον λόγο αυτό μόνο ένα μέρος του συνόλου δεδομένων της βιβλιογραφίας για την ελαστική σκέδαση μπορεί να χρησιμοποιηθεί με σκοπό την περιγραφή του οπτικού δυναμικού.

Καθώς το πρότυπο αναπτύσσεται με σκοπό την πραγματοποίηση καθολικών υπολογισμών ενεργών διατομών σε ένα μεγάλο αριθμό πυρήνων και για ενέργειες αστροφυσικού ενδιαφέροντος, στην εργασία [De02] οι συγγραφείς τονίζουν επανειλημμένα την ανάγκη να εμπλουτιστεί η βιβλιογραφία με δεδομένα ενεργών διατομών αντιδράσεων απορρόφησης και εκπομπής σωματιδίων α στις ενέργειες αυτές.

Στην επόμενη παράγραφο παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία, σε σύγκριση με τις θεωρητικές προβλέψεις χρησιμοποιώντας όλα τα διαθέσιμα πρότυπα οπτικών δυναμικών. Επιπλέον παρουσιάζονται τα αποτελέσματα εκτεταμένων υπολογισμών ενεργών διατομών αντιδράσεων (α, γ) , (α, p) , (α, n) και (n, α) , χρησιμοποιώντας τα καθολικά πρότυπα που ενσωματώνονται στην τρέχουσα έκδοση 1.4 του TALYS και γίνονται συγκρίσεις με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας.

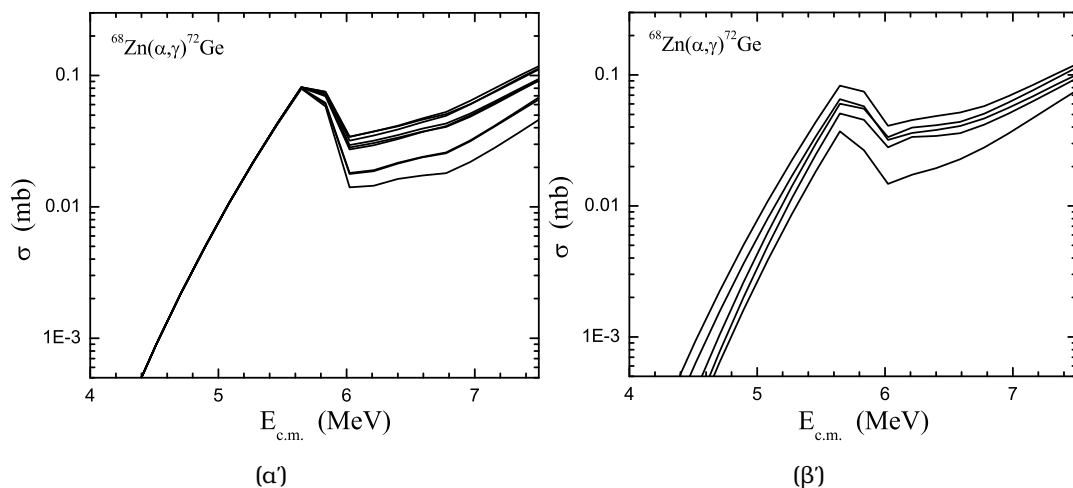
5.2 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με την θεωρία

Στη παράγραφο αυτή παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία για τις αντιδράσεις $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$, $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$, $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$, $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$, $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$ και $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$, και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα θεωρητικών υπολογισμών της θεωρίας Hauser-Feshbach, χρησιμοποιώντας τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.4). Για την εκτέλεση των θεωρητικών υπολογισμών χρησιμοποιήθηκαν συνολικά 64 συνδυασμοί προτύπων OMP, NLD, γ SF, για κάθε αντίδραση. Οι συνδυασμοί αυτοί προέκυψαν χρησιμοποιώντας τα πρότυπα: α) CTM, BFM, HFBCS και HFB για την πυκνότητα πυρηνικών καταστάσεων, β) Kopecky-Uhl, HFBCS, HFB και το υβριδικό πρότυπο του Goriely για τη συνάρτηση ισχύος ακτίνων γ , γ) Το οπτικό δυναμικό KD και το JLMb, δ) Τα φαινομενολογικά πρότυπα KD-Watanabe και McFadden-Satchler για το οπτικό δυναμικό σωματιδίου α -πυρήνα. Επιπλέον των παραπάνω 64 συνδυασμών πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί χρησιμοποιώντας αποκλειστικά μικροσκοπικά πρότυπα και συγκεκριμένα τους τρεις συνδυασμούς των προτύπων: α) OMPI-II-III των Demetriou-Grama-Goriely β) το JLMb για το δυναμικό νουκλεονίου-πυρήνα, γ) HFB του Goriely για συνάρτησης ισχύος ακτίνων- γ και δ) Το HFB των Goriely et al, για τις NLD. Τα πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν συνοψίζονται στον πίνακα 5.1.

Πίνακας 5.1: Τα πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς

64 συνδυασμοί				3 συνδυασμοί			
n/p-OMP	NLD	γ-SF	α-OMP	n/p-OMP	NLD	γ-SF	α-OMP
KD	CTM	KU	KD-Watanabe	JLMb	HFB	HFB	OMPI
JLMb	BFM	HFB	McFaden-Satchler				OMPII
	HFB	HFBCS					OMPIII
	HFBCS	πiv.Goriely					

Από τους παραπάνω υπολογισμούς παρατηρήθηκε ότι στις χαμηλότερες ενέργειες η ενεργός διατομή εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πρότυπο οπτικού δυναμικού σωματιδίου α -πυρήνα, ενώ όσο αυξάνεται η ενέργεια και πλησιάζει σε ενέργειες κατωφλίου άλλων καναλιών εξόδου (π.χ (α, n)) οι υπολογισμοί εξαρτώνται πέραν από το οπτικό δυναμικό και από τα πρότυπα των άλλων πυρηνικών παραμέτρων (NLD, γ SF). Για παράδειγμα στο επόμενο σχήμα παρουσιάζονται ορισμένοι συνδυασμοί από τους προαναφερόμενους υπολογισμούς για την αντίδραση $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$. Στο σχήμα 5.3(α) οι υπολογισμοί έχουν γίνει επιλέγοντας ένα συγκεκριμένο πρότυπο OMP σωματιδίου α -πυρήνα, μεταβάλλοντας τα πρότυπα NLD και γ -SF, ενώ στο σχήμα 5.3(β) διατηρούνται σταθερές οι άλλες παράμετροι, μεταβάλλοντας τα πρότυπα για το α -OMP.



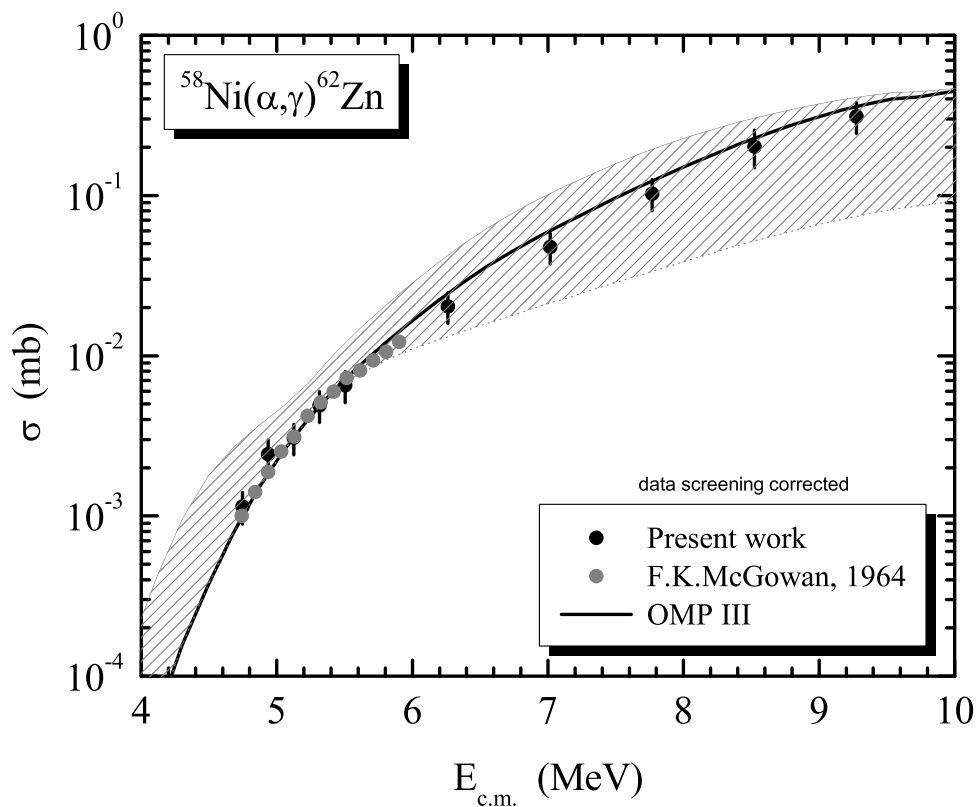
Σχήμα 5.3: Ενεργός διατομής της αντίδρασης $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$, (α) θεωρώντας σταθερό α -OMP, μεταβάλλοντας τις άλλες παραμέτρους και (β) για σταθερές τις άλλες παραμέτρους, μεταβάλλοντας το α -OMP

Όπως φαίνεται στα εν λόγω σχήματα στην ενεργειακή περιοχή χαμηλότερα των 6.084 MeV, η οποία αντιστοιχεί στην ενέργεια κατωφλίου της αντίδρασης (α, n) , οι ενεργές διατομές εξαρτώνται σχεδόν αποκλειστικά από το α -OMP.

Στα επόμενα σχήματα η γραμμοσκιασμένη περιοχή αντιστοιχεί στο εύρος όλων των παραπάνω υπολογισμών, ενώ με τη συνεχή γραμμή απεικονίζονται υπολογισμοί που έχουν γίνει με το πρότυπο OMP-III, το οποίο παρατηρήθηκε ότι αναπαράγει ικανοποιητικά τα αποτελέσματα.

Η αντίδραση $^{58}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{62}\text{Zn}$

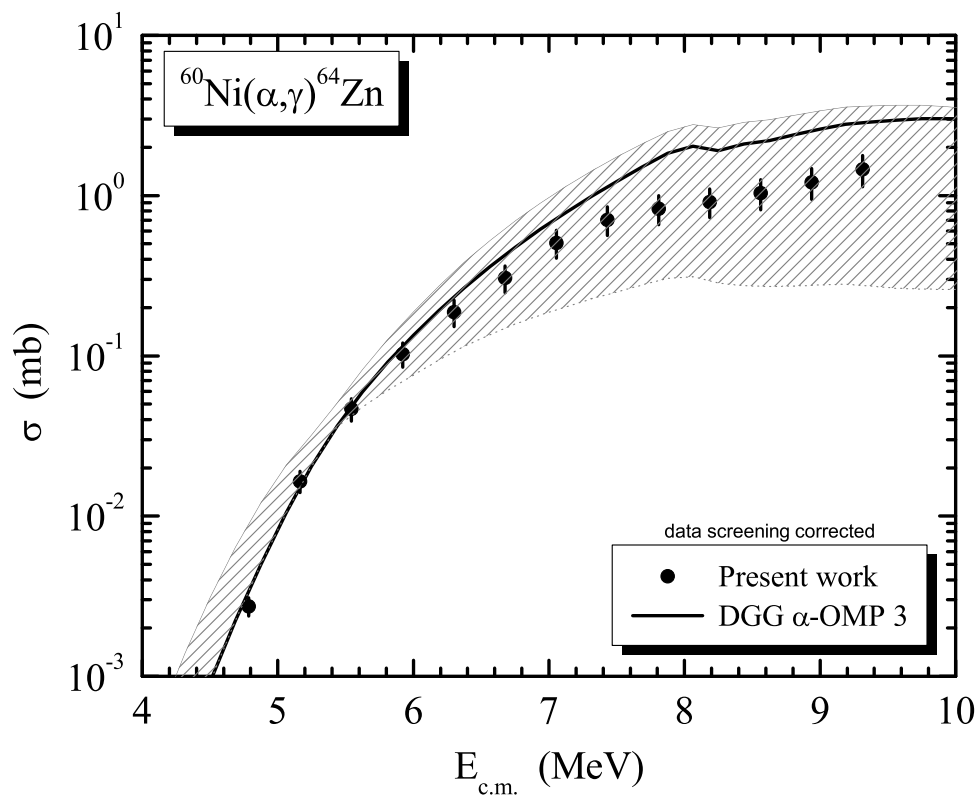
Οι θεωρητικοί υπολογισμοί που αναφέρθηκαν παραπάνω παρουσιάζονται στο σχήμα 5.4. Στο σχήμα αυτό η γραμμοσκιασμένη περιοχή αντιπροσωπεύει το εύρος των θεωρητικών υπολογισμών που προκύπτουν από όλους τους συνδυασμούς προτύπων του πίνακα 5.1 ενώ η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στον συνδυασμό μικροσκοπικών προτύπων: α) OMP III για το α-OMP, β) το JLMb για το n/p-OMP γ) το HFB για τις NLD και δ) το HFB για την γ-SF. Για τη σύγκριση των υπολογισμών στο ίδιο γράφημα έχουν τοποθετηθεί με μαύρα σημεία τα δεδομένα της παρούσας εργασίας, ενώ το γκρι αντιστοιχεί σε πειραματικά δεδομένα των McGowan et al. [Mg64]. Από το σχήμα αυτό παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία των θεωρητικών υπολογισμών, του συνδυασμού προτύπων που έγιναν με το δυναμικό OMP III, με τα πειραματικά δεδομένα για ένα μεγάλο εύρος ενεργειών που εκτείνεται μεταξύ 4.8 και 9.4 MeV.



Σχήμα 5.4: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{58}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{62}\text{Zn}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία (μαύρα σημεία) σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς, επιπλέον γίνεται σύγκριση με δεδομένα της βιβλιογραφίας από την εργασία [Mg64] (γκρι σημεία)

Η αντίδραση $^{60}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{64}\text{Zn}$

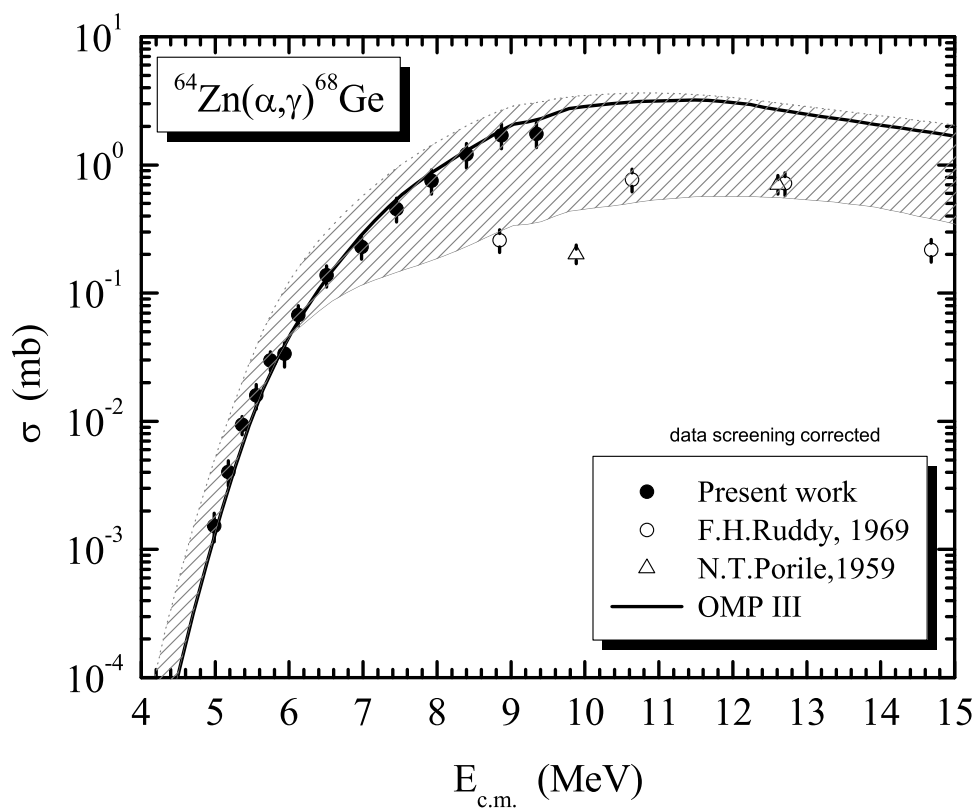
Για την αντίδραση $^{60}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{64}\text{Zn}$ δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα στην βιβλιογραφία και η σύγκριση των υπολογισμών γίνεται στο σχήμα 5.5, με τα δεδομένα της παρούσας εργασίας. Από το σχήμα αυτό παρατηρείται κατ'αρχάς συμφωνία των δεδομένων με τους υπολογισμούς του προτύπου OMPIII στις χαμηλότερες ενέργειες, μεταξύ 4.8 και 6.4 MeV, όπου οι υπολογισμοί εξαρτώνται από την επιλογή προτύπου α-OMP. Καθώς, όμως, η ενέργεια αυξάνεται οι υπολογισμοί εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση και από τα προτύπου NLD και γ -SF, γεγονός που διαπιστώνεται στο σχήμα από την διεύρυνση της γραμμοσκιασμένης περιοχής στις μεγαλύτερες ενέργειες και συγκεκριμένα σε ενέργειες μεγαλύτερες ή πλησίον της ενέργειας κατωφλίου της αντίδρασης (α, n), η οποία ισούται με 8.433 MeV.



Σχήμα 5.5: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{60}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{64}\text{Zn}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς

Η αντίδραση $^{64}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{68}\text{Ge}$

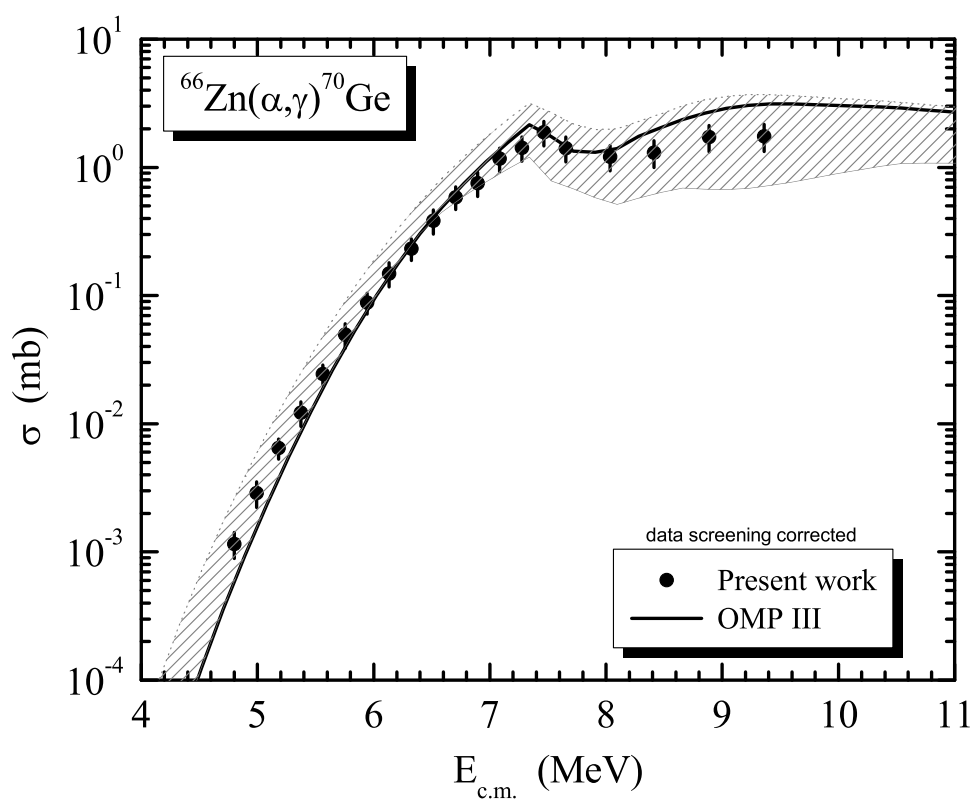
Στο σχήμα 5.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων της αντίδρασης $^{64}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{68}\text{Ge}$ μαζί με δεδομένα της βιβλιογραφίας. Όπως και στα προηγούμενα παρατηρείται ικανοποιητική αναπαραγωγή των δεδομένων από τους υπολογισμούς με το μοντέλο OMP III στην χαμηλότερη ενεργειακή περιοχή καθώς και ισχυρή εξάρτηση των υπολογισμών τόσο από το μοντέλο NLD όσο και το πρότυπο γ -SF σε μεγαλύτερες ενέργειες στις οποίες ανοίγει το ανταγωνιστικό κανάλι εκπομπής νετρονίων, το οποίο παρουσιάζει ενεργειακό κατώφλι για ενέργεια δέσμης 9.56 MeV.



Σχήμα 5.6: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{64}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{68}\text{Ge}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς, επιπλέον γίνεται σύγκριση με δεδομένα της βιβλιογραφίας από τις εργασίες [Ru69], [Po59]

Η αντίδραση $^{66}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{70}\text{Ge}$

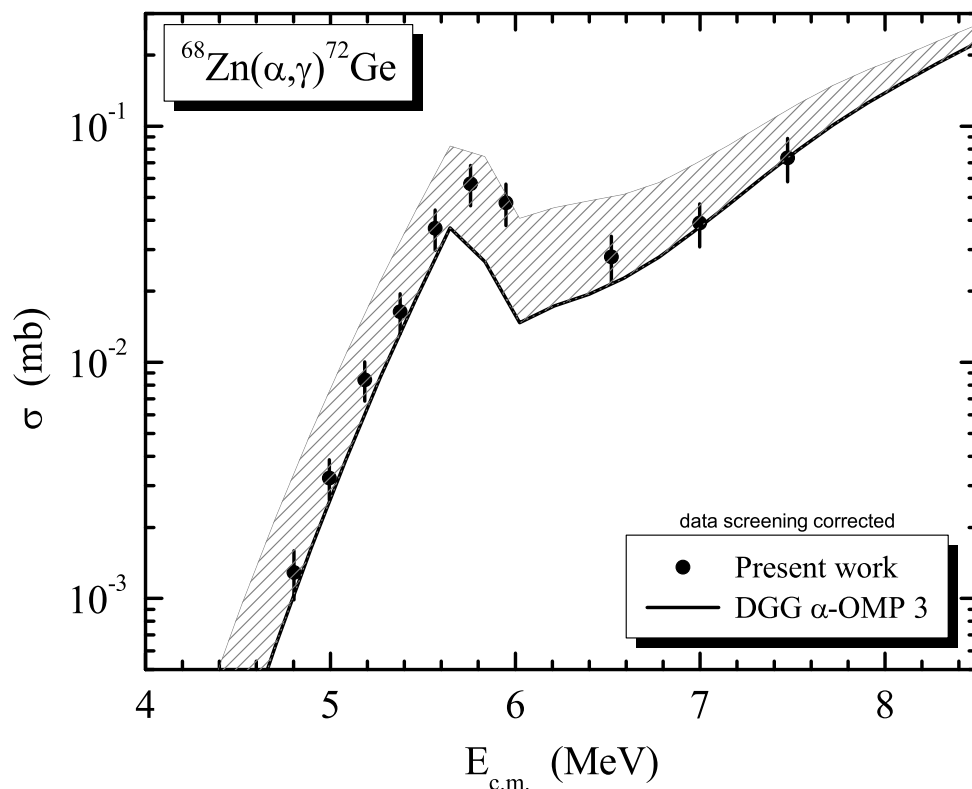
Για την αντίδραση $^{66}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{70}\text{Ge}$ δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα από τη βιβλιογραφία και η σύγκριση γίνεται με τα δεδομένα της παρούσας εργασίας. Όπως παρατηρείται στο σχήμα 5.7 η ενεργός διατομή αυξάνεται μονότονα μέχρι τα 7 MeV. Στην ενέργεια των 7.901 MeV ανοίγει το ανταγωνιστικό κανάλι (α, n) και παρατηρείται μείωση στην εν λόγω ενεργό διατομή. Το πρότυπο OMP III και σε αυτή την περίπτωση επιτυγχάνει ικανοποιητική αναπαραγωγή των δεδομένων στην ενεργειακή περιοχή όπου το κανάλι εκπομπής νετρονίων είναι κλειστό.



Σχήμα 5.7: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{66}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{70}\text{Ge}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς

Η αντίδραση $^{68}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{72}\text{Ge}$

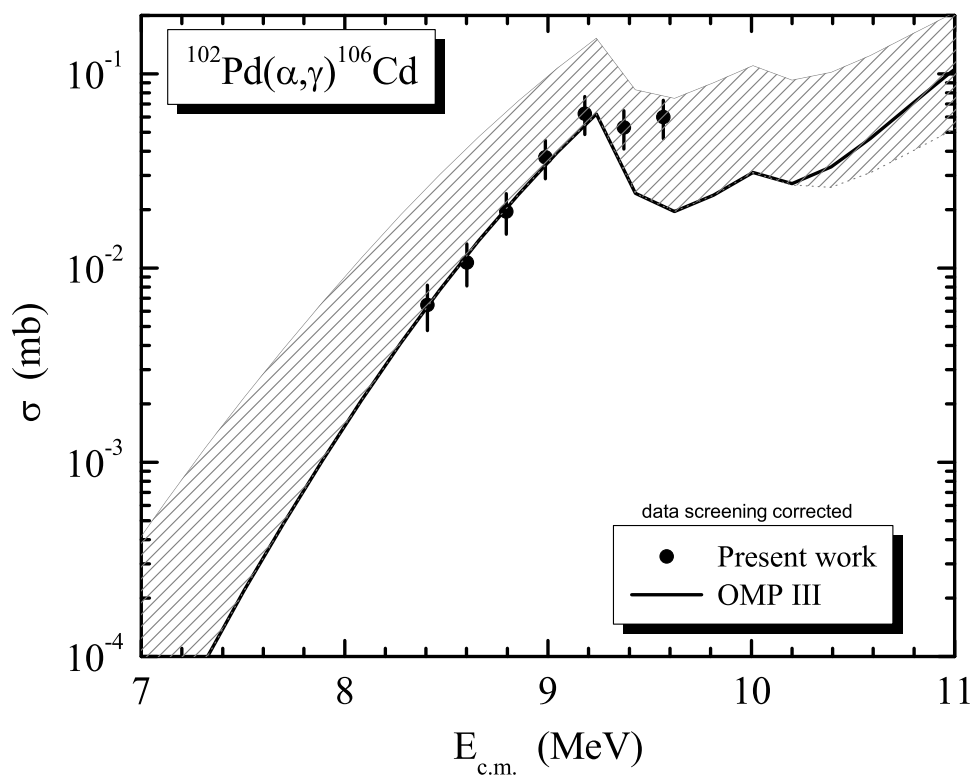
Τα δεδομένα της παρούσας εργασίας για την αντίδραση $^{68}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{72}\text{Ge}$, χρησιμοποιήθηκαν για τον έλεγχο των θεωρητικών υπολογισμών. Από τη σύγκριση διαπιστώνεται ότι το πρότυπο OMPIII αναπαράγει ικανοποιητικά τα πειραματικά δεδομένα στις ενέργειες όπου είναι κλειστό το κανάλι εκπομπής νετρονίων (6.084 MeV). Σε μεγαλύτερες ενέργειες μεταξύ 5.5 και 7.5 MeV δεν διαπιστώθηκε κάποιος συγκεκριμένος συνδυασμός προτύπων που να είναι σε θέση να αναπαράγει το σύνολο των πειραματικών δεδομένων.



Σχήμα 5.8: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{68}\text{Zn}(\alpha,\gamma)^{72}\text{Ge}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς

Η αντίδραση $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$

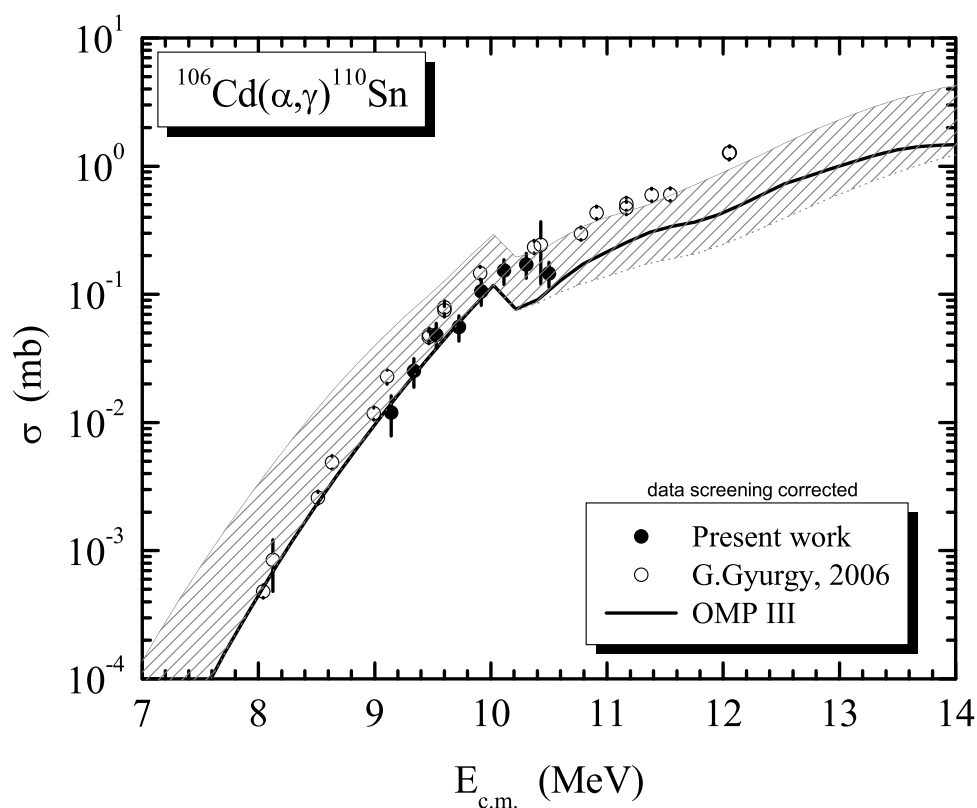
Τα πρωτότυπα δεδομένα της παρούσας εργασίας για την αντίδραση $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$ χρησιμοποιήθηκαν για τον έλεγχο των προτύπων. Από τη σύγκριση διαπιστώνεται ότι το πρότυπο OMP III έρχεται σε καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα στις ενέργειες όπου είναι κλειστό το κανάλι εκπομπής νετρονίων (9.605 MeV). Όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.9 πλησίον της ενέργειας αυτής η υπολογιζόμενη ενεργός διατομή μειώνεται και κατόπιν αυξάνεται εκ νέου σε ενέργειες ~ 10.5 MeV.



Σχήμα 5.9: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς

Η αντίδραση $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$

Για την αντίδραση $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ τα δεδομένα της παρούσας εργασίας μαζί με δεδομένα από την εργασία [Gy06] συγκρίθηκαν με τους θεωρητικούς υπολογισμούς. Η σύγκριση αυτή παρουσιάζεται στο σχήμα 5.10. Από το σχήμα αυτό, κατ'αρχάς, παρατηρείται συμφωνία των δεδομένων της παρούσας εργασίας με την δεδομένα της βιβλιογραφίας. Επιπλέον το πρότυπο OMPIII επιτυγχάνει ικανοποιητική αναπαραγωγή των δεδομένων αυτών για την ενεργειακή περιοχή μεταξύ 8 και 9.6 MeV. Πέραν της ενέργειας αυτής δεν μπορεί να γίνει έλεγχος του α-OMP καθώς ανοίγει το κανάλι εκπομπής νετρονίων και οι υπολογισμοί εξαρτώνται ισχυρά και από τα πρότυπα NLD και γ -SF.



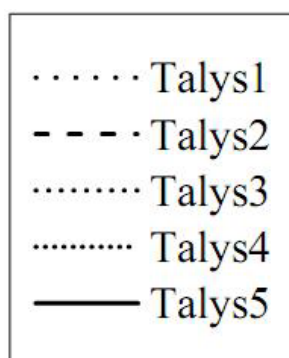
Σχήμα 5.10: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ όπως μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία σε σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς και τα δεδομένα από την βιβλιογραφία [Gy06]

5.3 Σύγκριση με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας

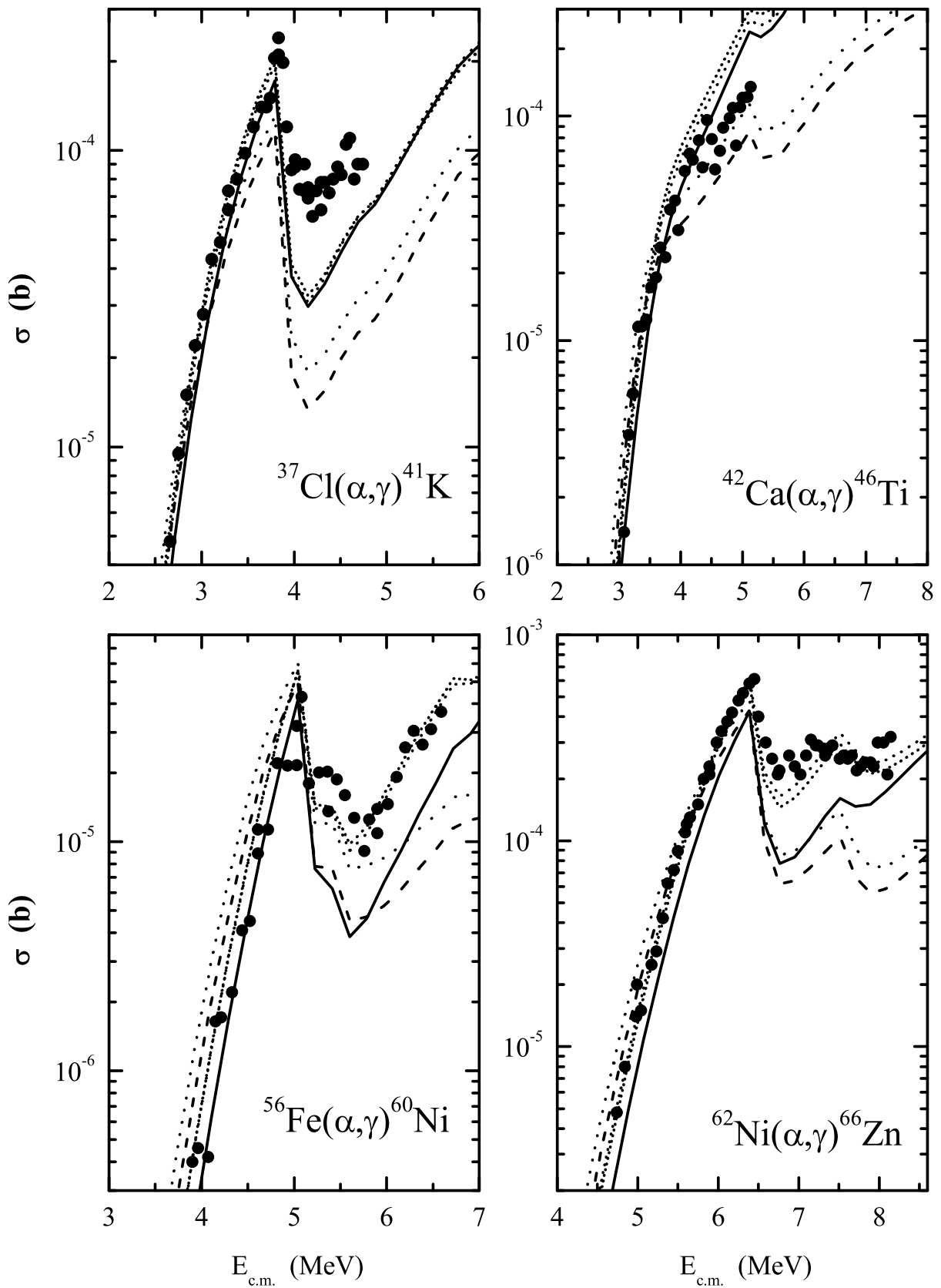
Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται συγκρίσεις των θεωρητικών υπολογισμών με δεδομένα της βιβλιογραφίας για αντιδράσεις (α, γ) , (α, p) , (α, n) και (n, α) . Για τις συγκρίσεις αυτές έγινε χρήση των προγραμμάτων και της βάσης πειραματικών δεδομένων της εργασίας [De07]. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί αφορούν πέντε συνδυασμούς προτύπων (TALYS 1-5), οι οποίοι παρουσιάζονται στον πίνακα (5.2). Οι συνδυασμοί αυτοί στα σχήματα που ακολουθούν στις επόμενες σελίδες και μέχρι το τέλος του κεφαλαίου συγκρίνονται με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας. Στα σχήματα αυτά οι συνδυασμοί απεικονίζονται ως εξής: α) ο TALYS 1 εστιγμένη γραμμή, β) ο TALYS 2 με διακεκομμένη γραμμή, γ) ο TALYS 3 με εστιγμένη γκρι γραμμή, δ) TALYS 4 με πυκνή εστιγμένη γραμμή και ε) ο TALYS 5 με μαύρη συνεχή γραμμή (βλ. σχήμα 5.11).

Πίνακας 5.2: Οι 5 συνδυασμοί προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς

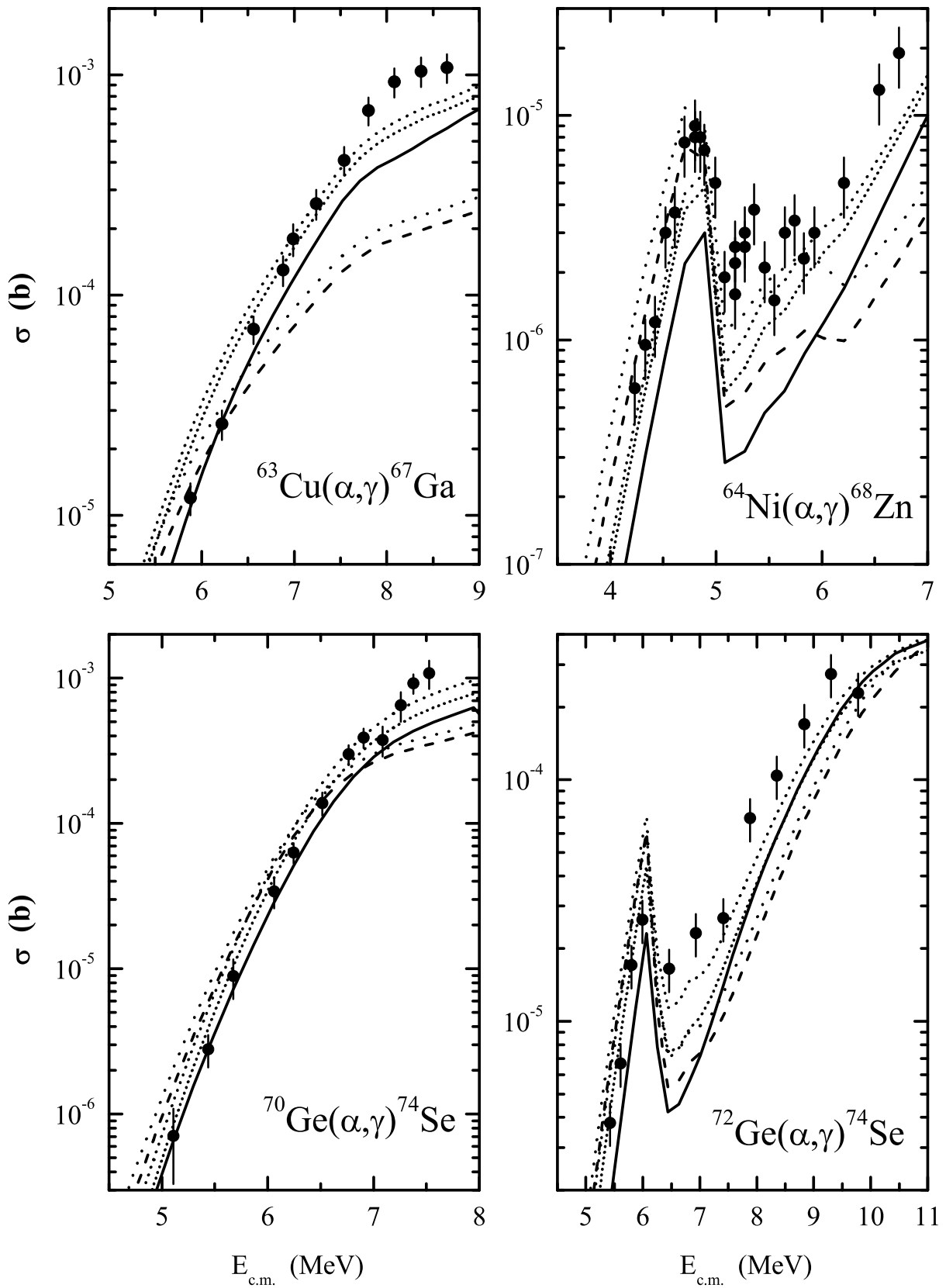
	Φαινομενολογικά		Μικροσκοπικά		
	TALYS 1	TALYS 2	TALYS 3	TALYS 4	TALYS 5
α-OMP	KD-Watanabe	McFaden-Satchler	OMP-I	OMP-II	OMP-III
n/p-OMP	KD	KD	JLMb	JLMb	JLMb
NLD	CTM	CTM	HFB	HFB	HFB
γ-SF	KU	KU	HFB	HFB	HFB



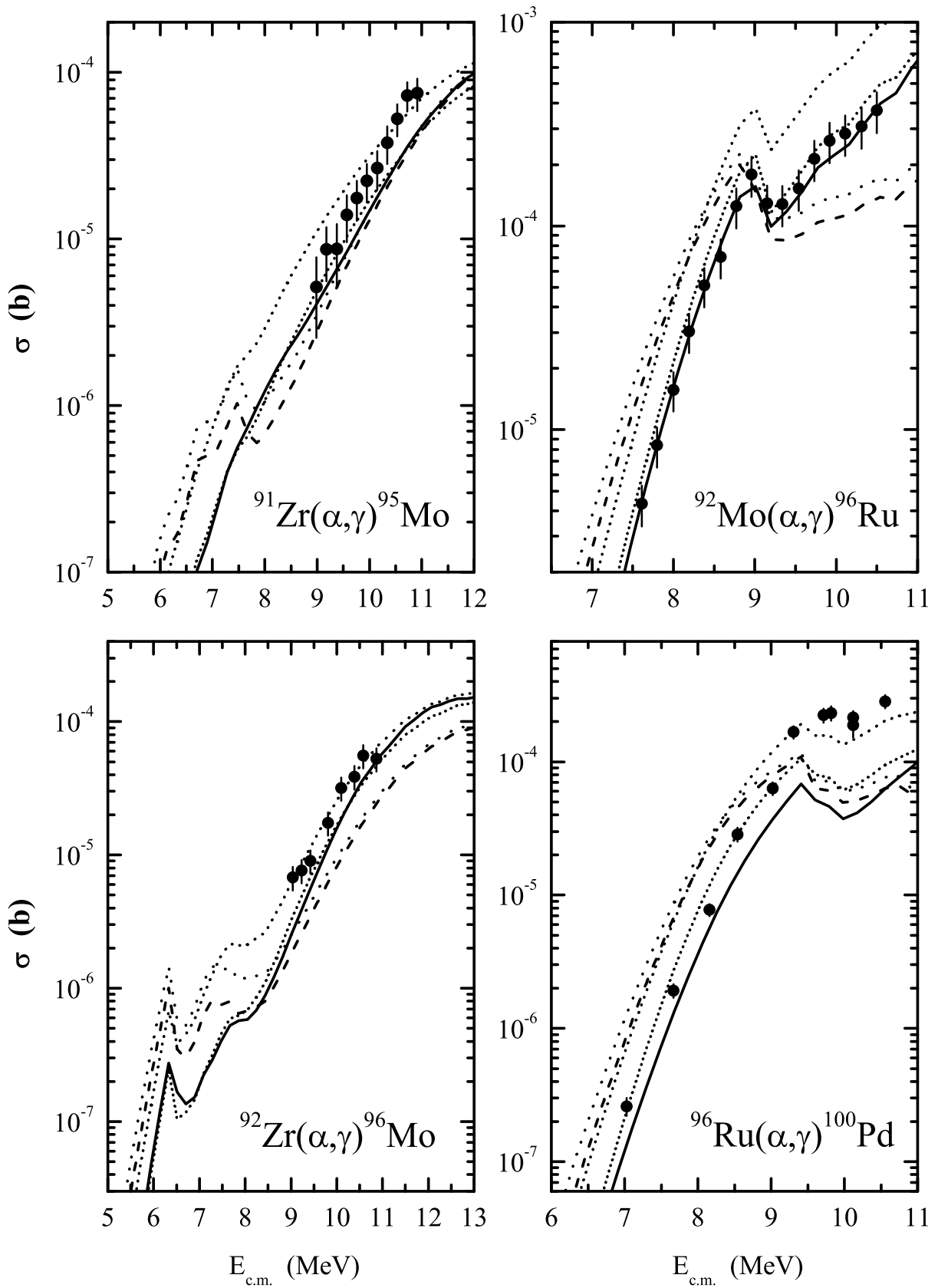
Σχήμα 5.11: Αντιστοίχιση των καμπυλών των σχημάτων που ακολουθούν με τους συνδυασμούς προτύπων του πίνακα 5.2.



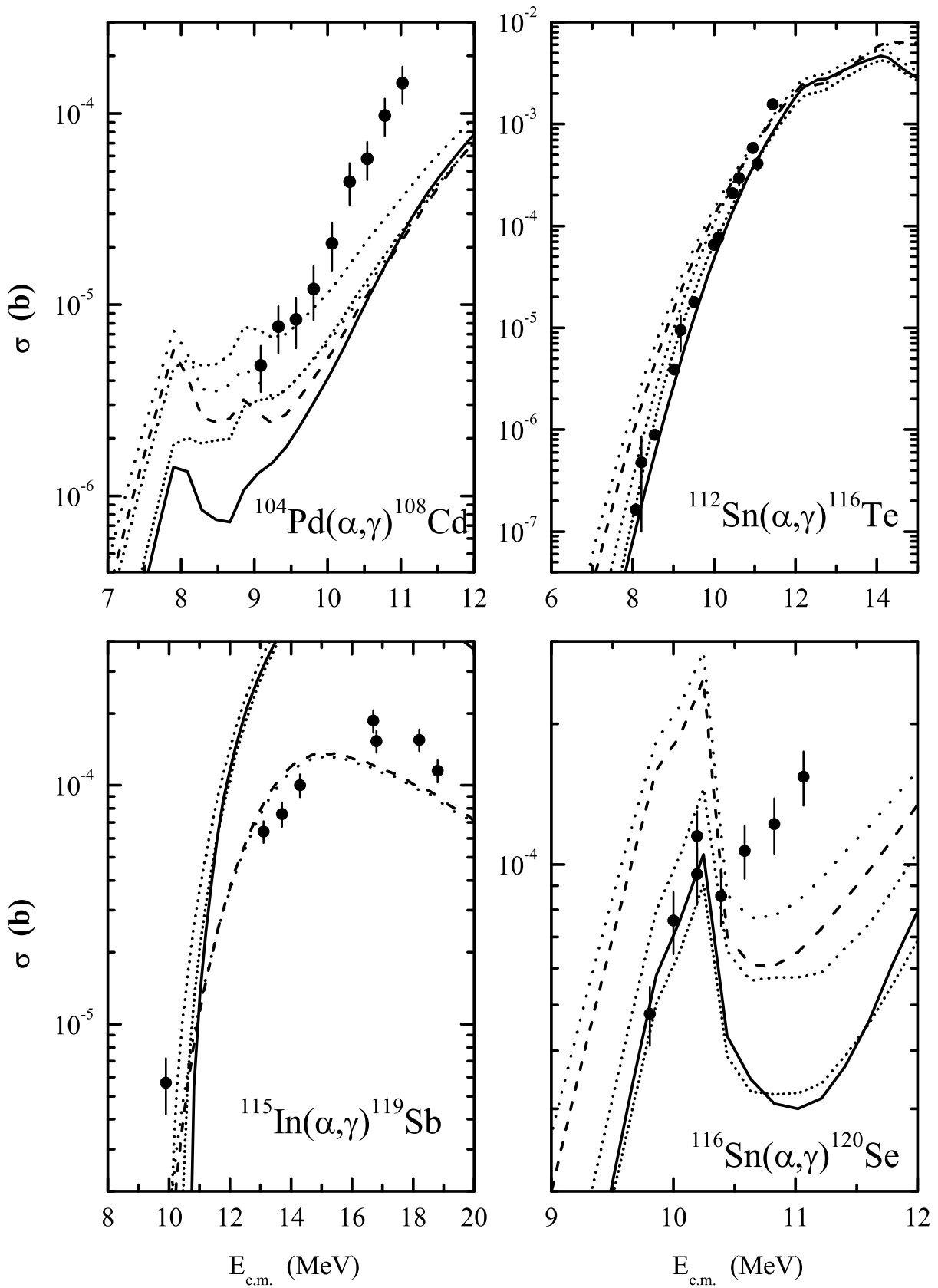
Σχήμα 5.12: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{37}\text{Cl}(\alpha, \gamma)^{41}\text{K}$, $^{42}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{46}\text{Ti}$, $^{56}\text{Fe}(\alpha, \gamma)^{60}\text{Ni}$ και $^{62}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{66}\text{Zn}$.



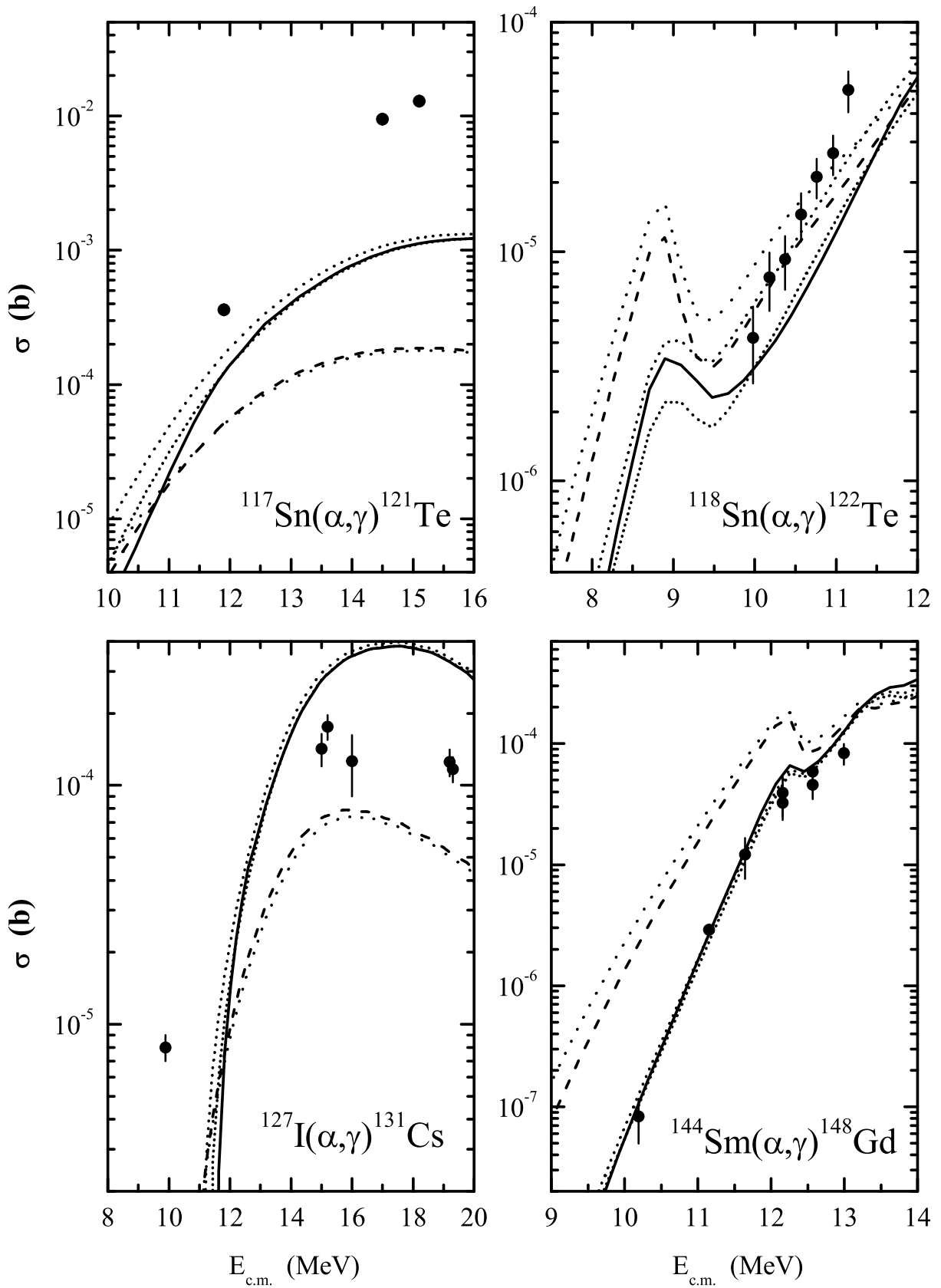
Σχήμα 5.13: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{63}\text{Cu}(\alpha, \gamma)^{67}\text{Ga}$, $^{64}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ti}$, $^{70}\text{Ge}(\alpha, \gamma)^{74}\text{Se}$ και $^{72}\text{Ge}(\alpha, \gamma)^{76}\text{Se}$.



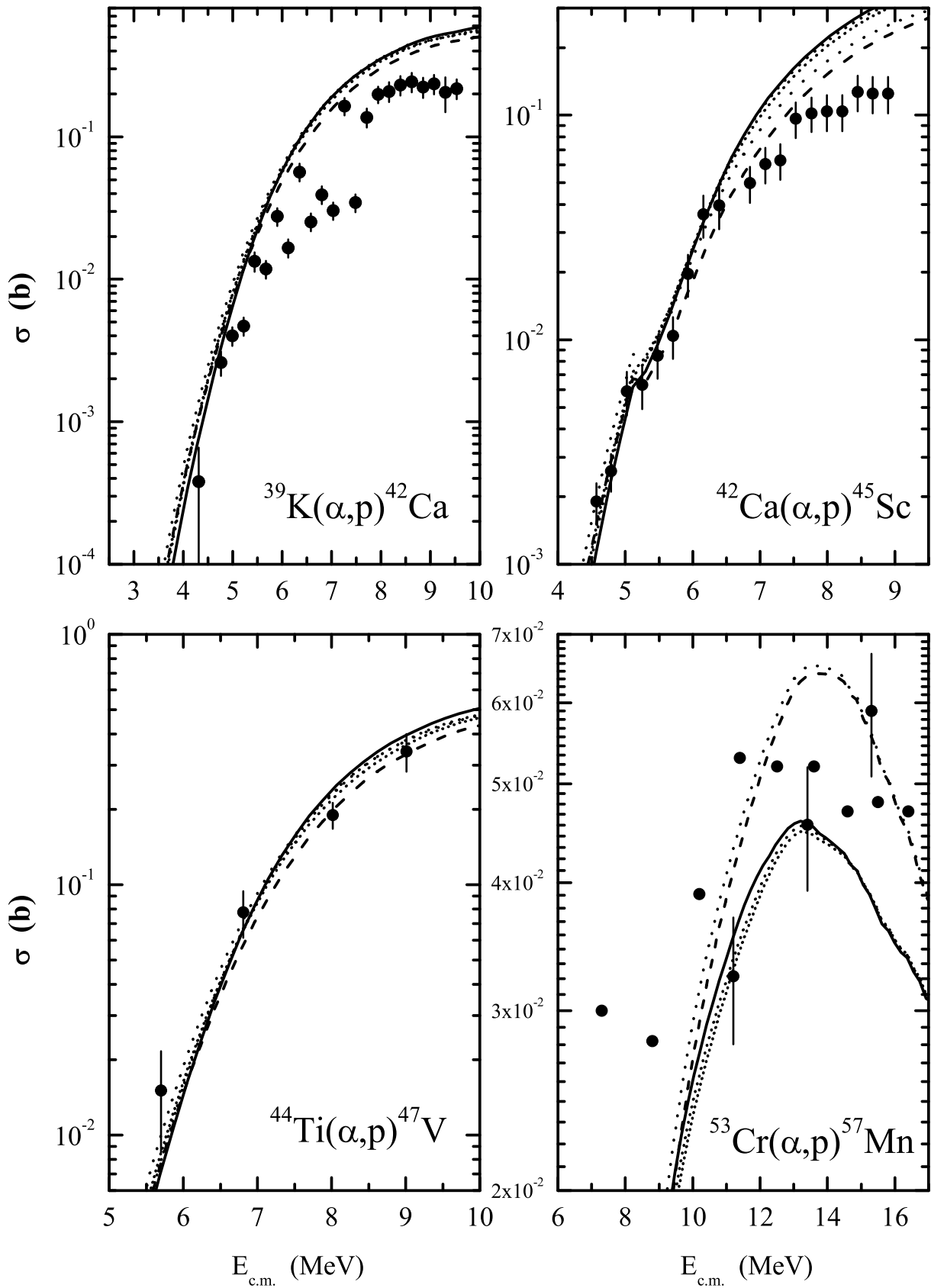
Σχήμα 5.14: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{91}\text{Zr}(\alpha, \gamma)^{95}\text{Mo}$, $^{92}\text{Mo}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Ru}$, $^{92}\text{Zr}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Mo}$ και $^{96}\text{Ru}(\alpha, \gamma)^{100}\text{Pd}$.



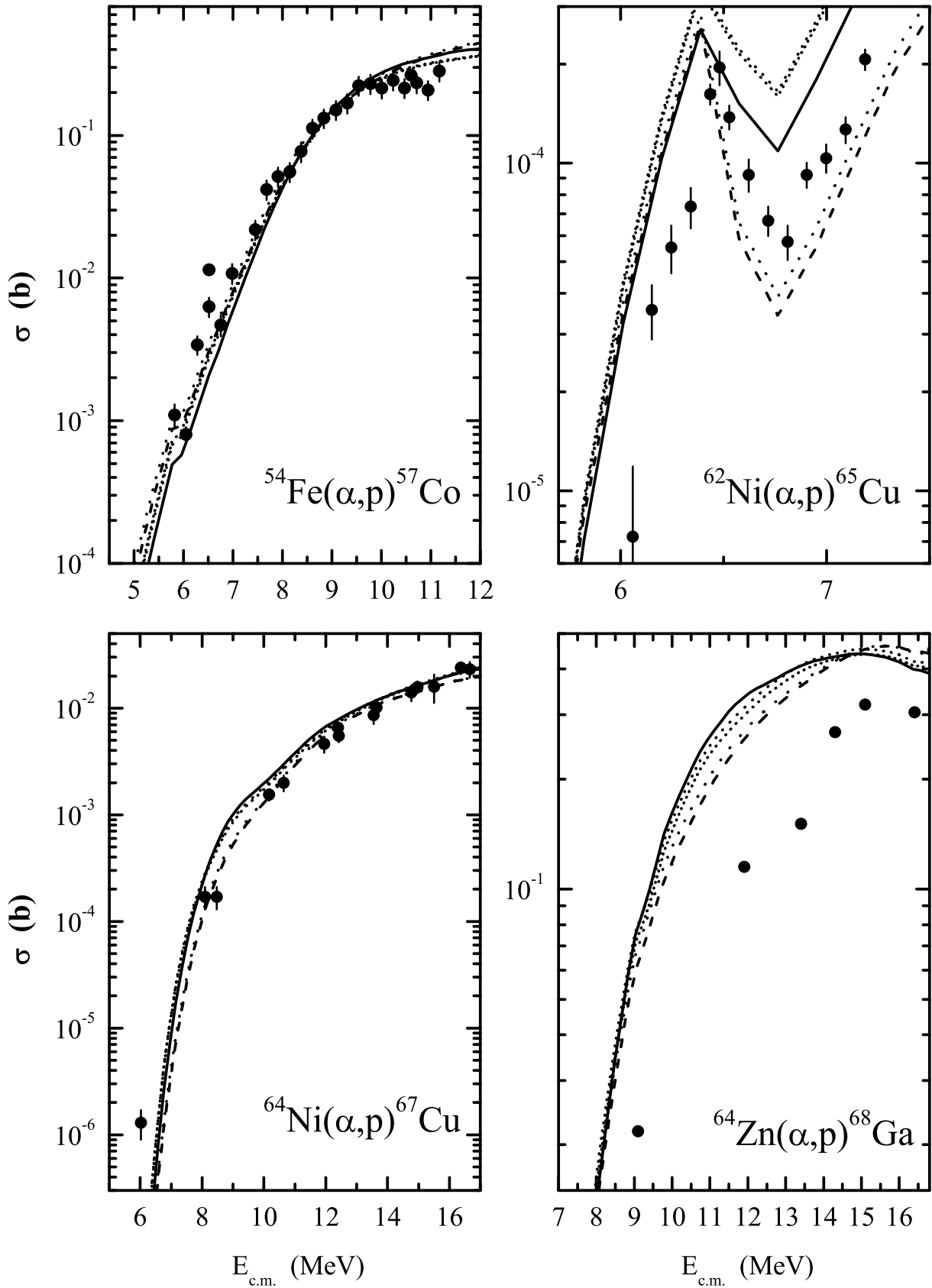
Σχήμα 5.15: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{104}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{108}\text{Cd}$, $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$, $^{115}\text{In}(\alpha, \gamma)^{119}\text{Sb}$ και $^{116}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{120}\text{Se}$.



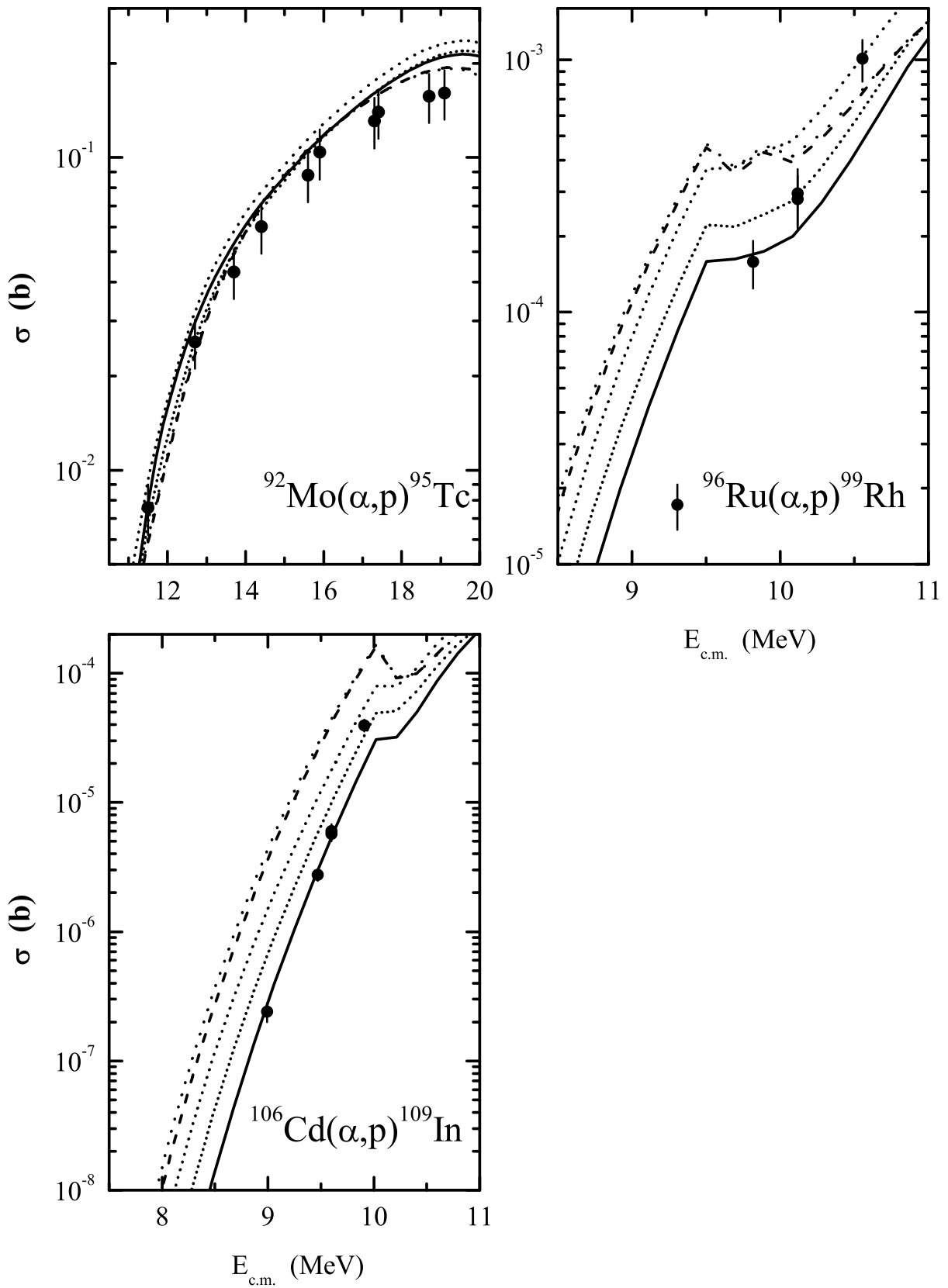
Σχήμα 5.16: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{117}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{121}\text{Te}$, $^{118}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{122}\text{Te}$, $^{127}\text{I}(\alpha, \gamma)^{131}\text{Cs}$ και $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$.



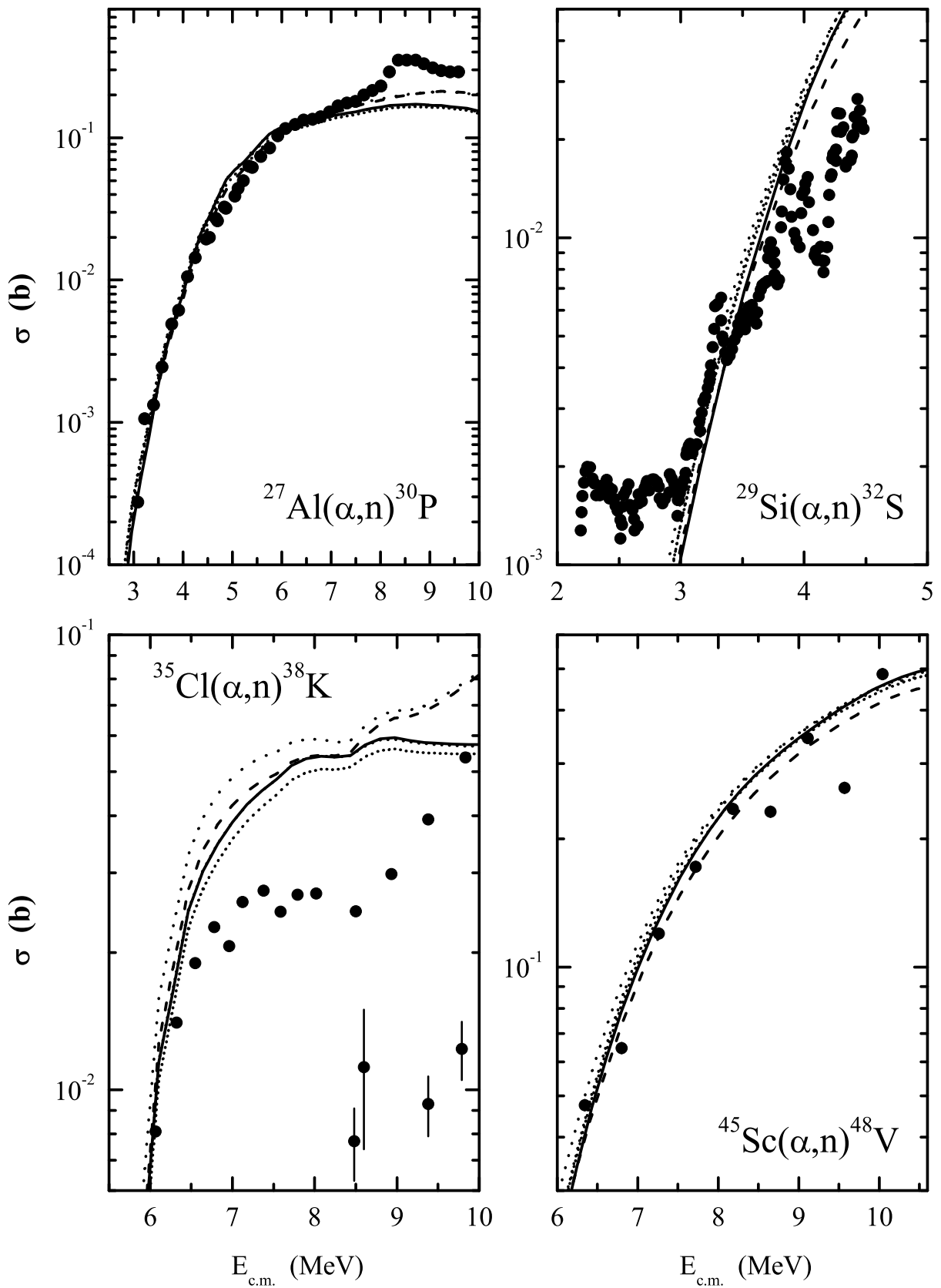
Σχήμα 5.17: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{39}\text{K}(\alpha, p)^{42}\text{Ca}$, $^{42}\text{Ca}(\alpha, p)^{45}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ti}(\alpha, p)^{47}\text{V}$ και $^{53}\text{Cr}(\alpha, p)^{57}\text{Mn}$.



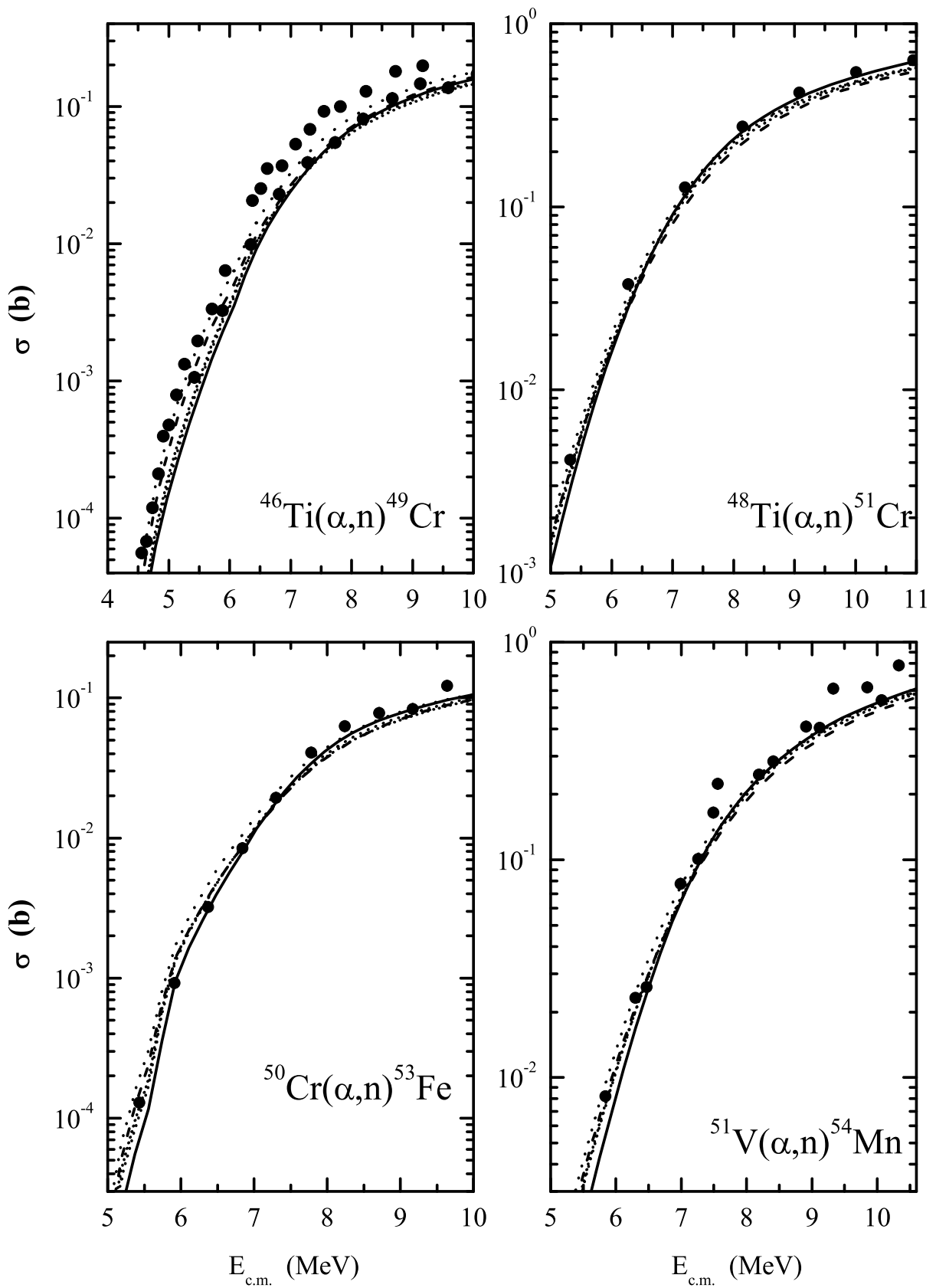
Σχήμα 5.18: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{54}\text{Fe}(\alpha, p)^{57}\text{Co}$, $^{62}\text{Ni}(\alpha, p)^{65}\text{Cu}$, $^{64}\text{Ni}(\alpha, p)^{67}\text{Cu}$ και $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{68}\text{Ga}$.



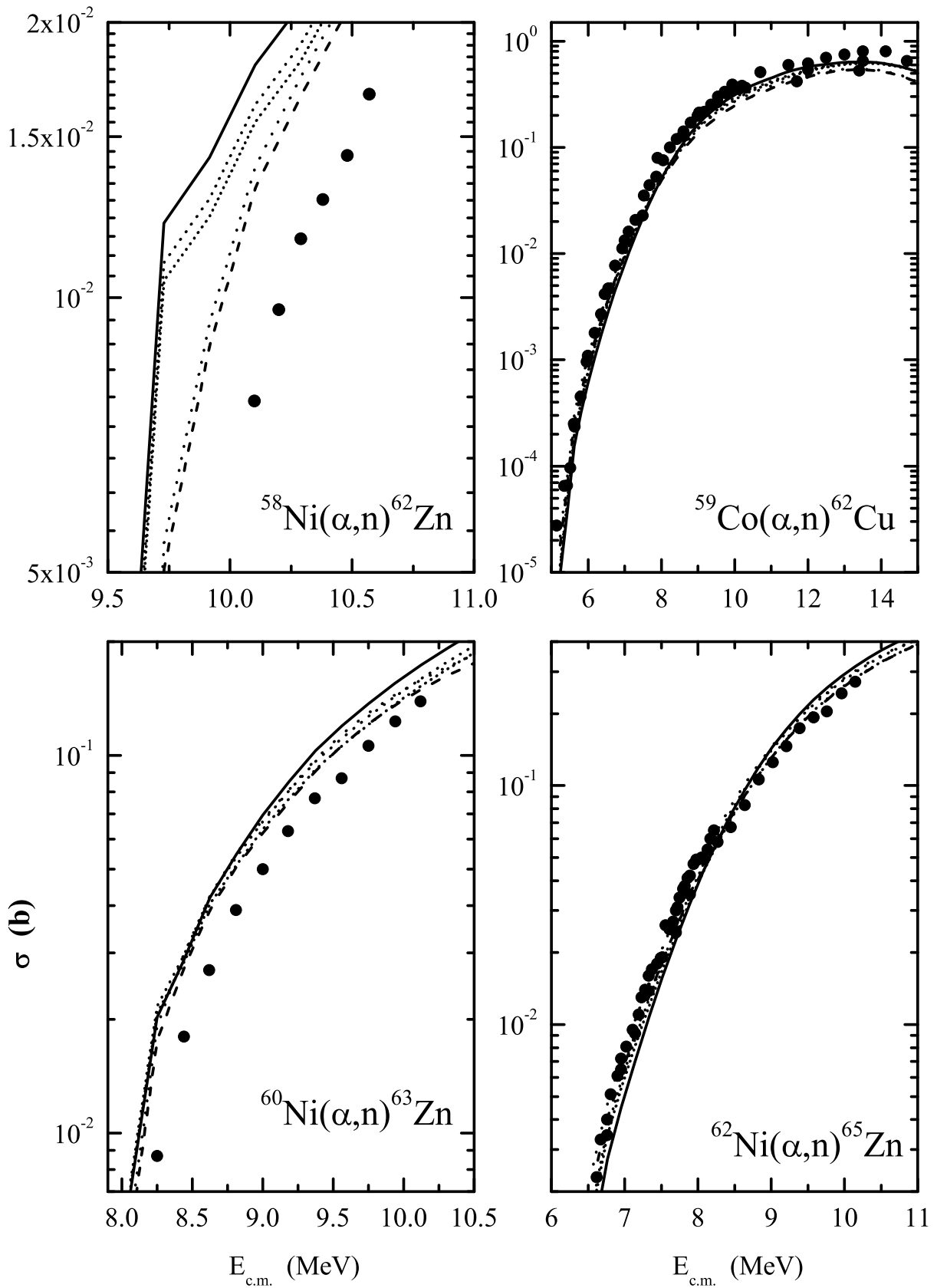
Σχήμα 5.19: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{92}\text{Mo}(\alpha, p)^{95}\text{Tc}$, $^{96}\text{Ru}(\alpha, p)^{99}\text{Rh}$, $^{106}\text{Cd}(\alpha, p)^{109}\text{In}$.



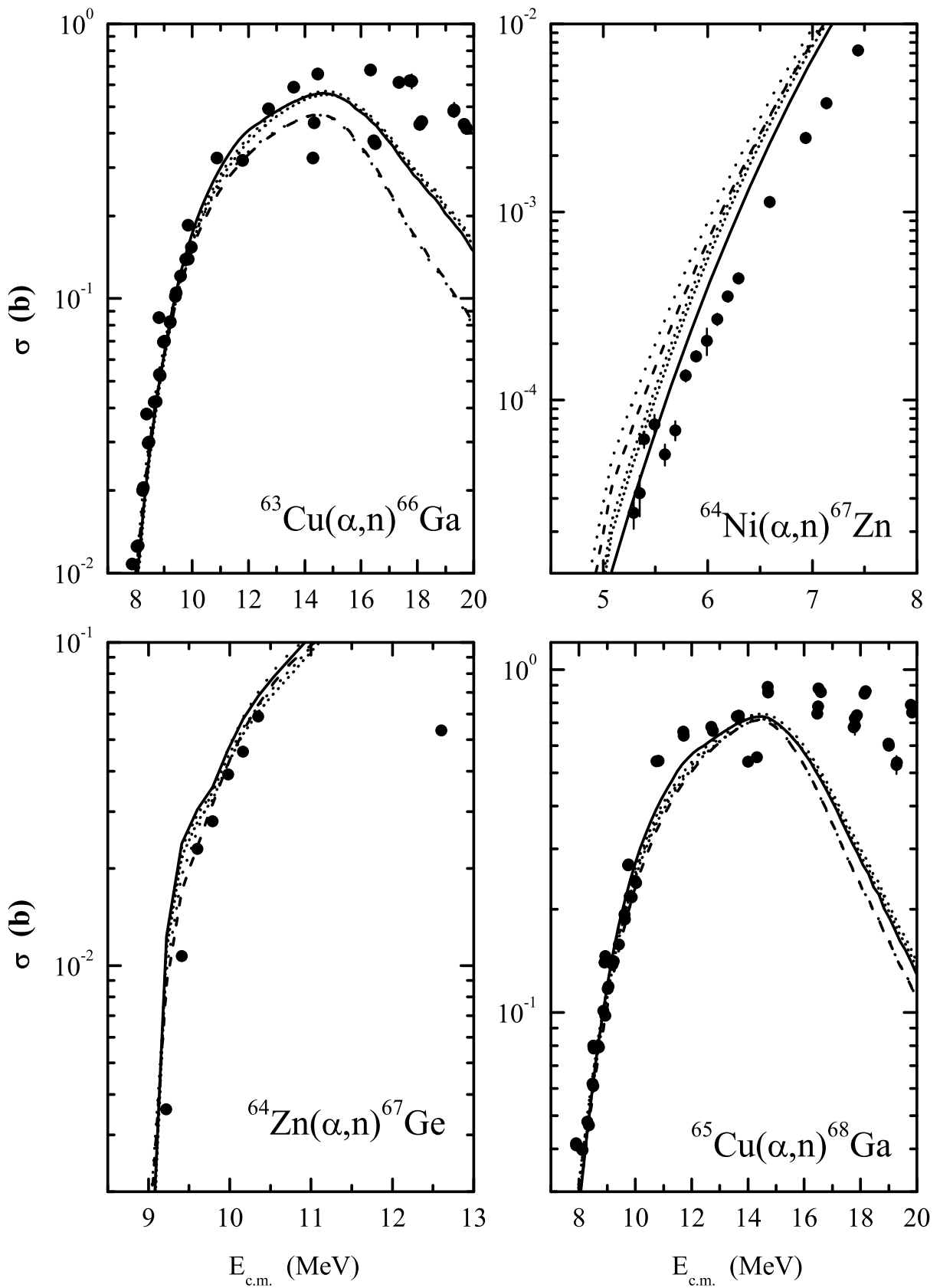
Σχήμα 5.20: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$, $^{29}\text{Si}(\alpha, n)^{32}\text{S}$, $^{35}\text{Cl}(\alpha, n)^{38}\text{K}$ και $^{45}\text{Sc}(\alpha, n)^{48}\text{V}$.



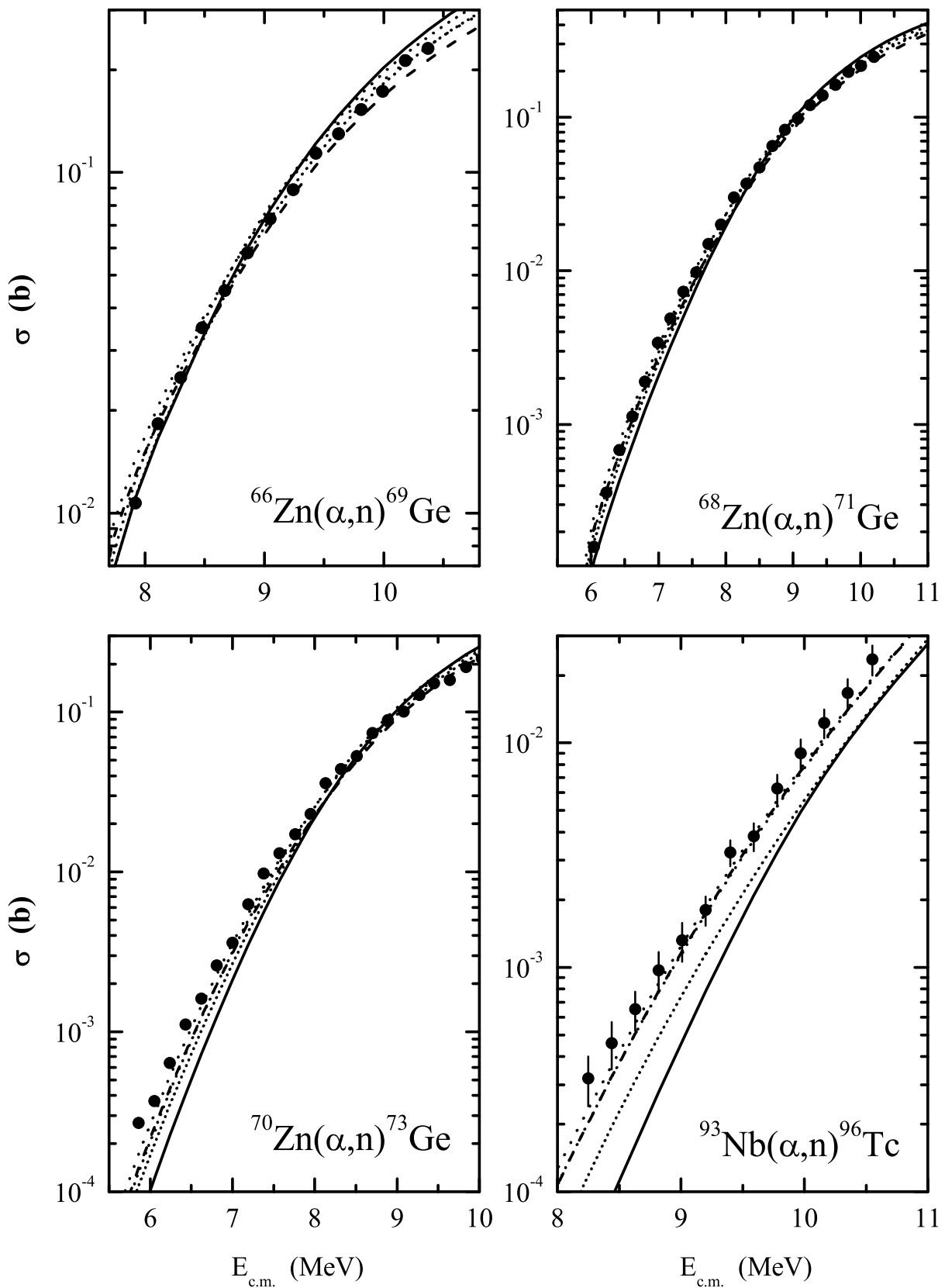
Σχήμα 5.21: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{46}\text{Ti}(\alpha, n)^{49}\text{Cr}$, $^{48}\text{Ti}(\alpha, n)^{51}\text{Cr}$, $^{50}\text{Cr}(\alpha, n)^{53}\text{Fe}$ και $^{51}\text{V}(\alpha, n)^{54}\text{Mn}$.



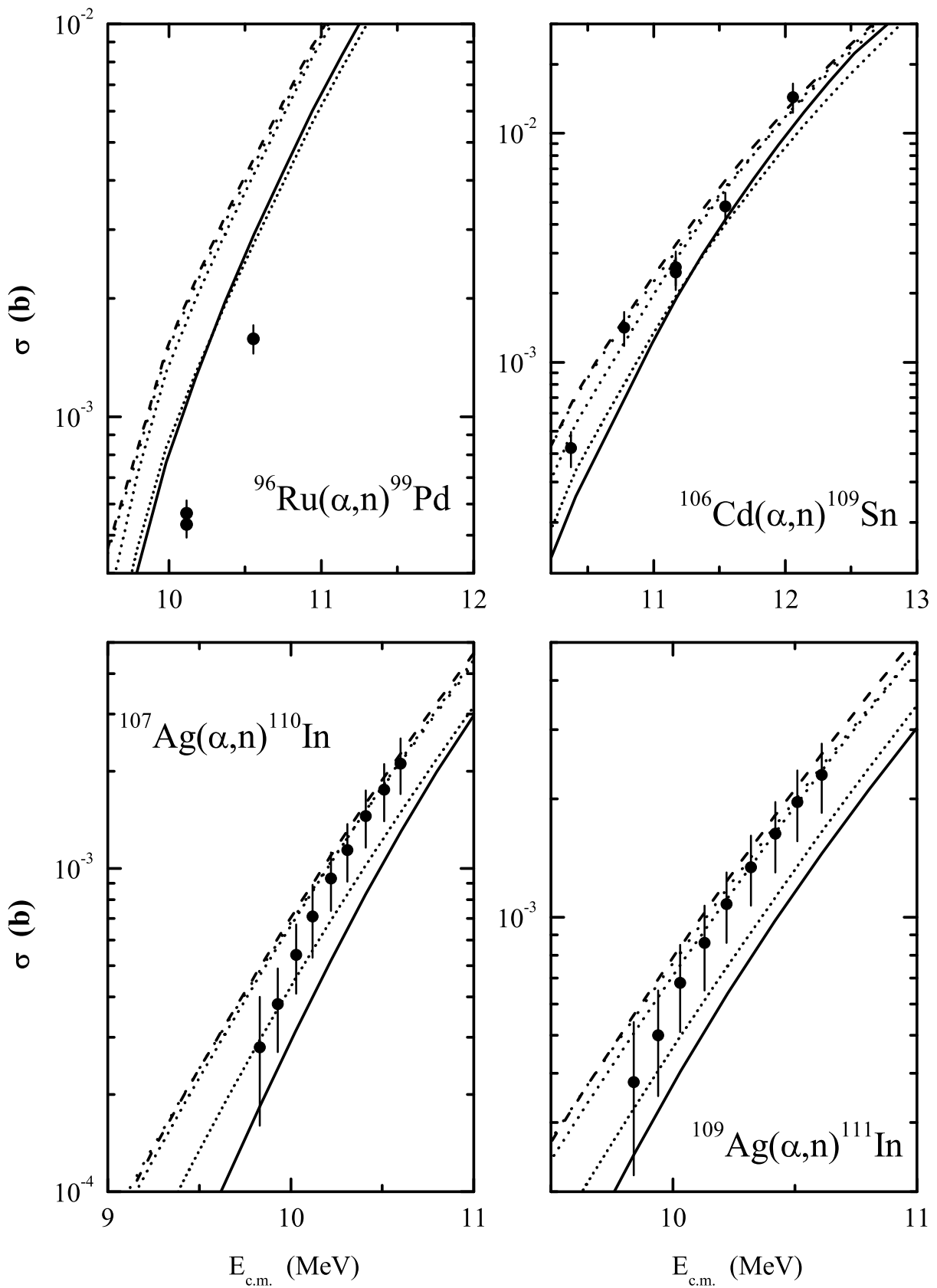
Σχήμα 5.22: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{58}\text{Ni}(\alpha, n)^{62}\text{Zn}$, $^{59}\text{Co}(\alpha, n)^{62}\text{Cu}$, $^{60}\text{Ni}(\alpha, n)^{63}\text{Zn}$ και $^{62}\text{Ni}(\alpha, n)^{65}\text{Zn}$.



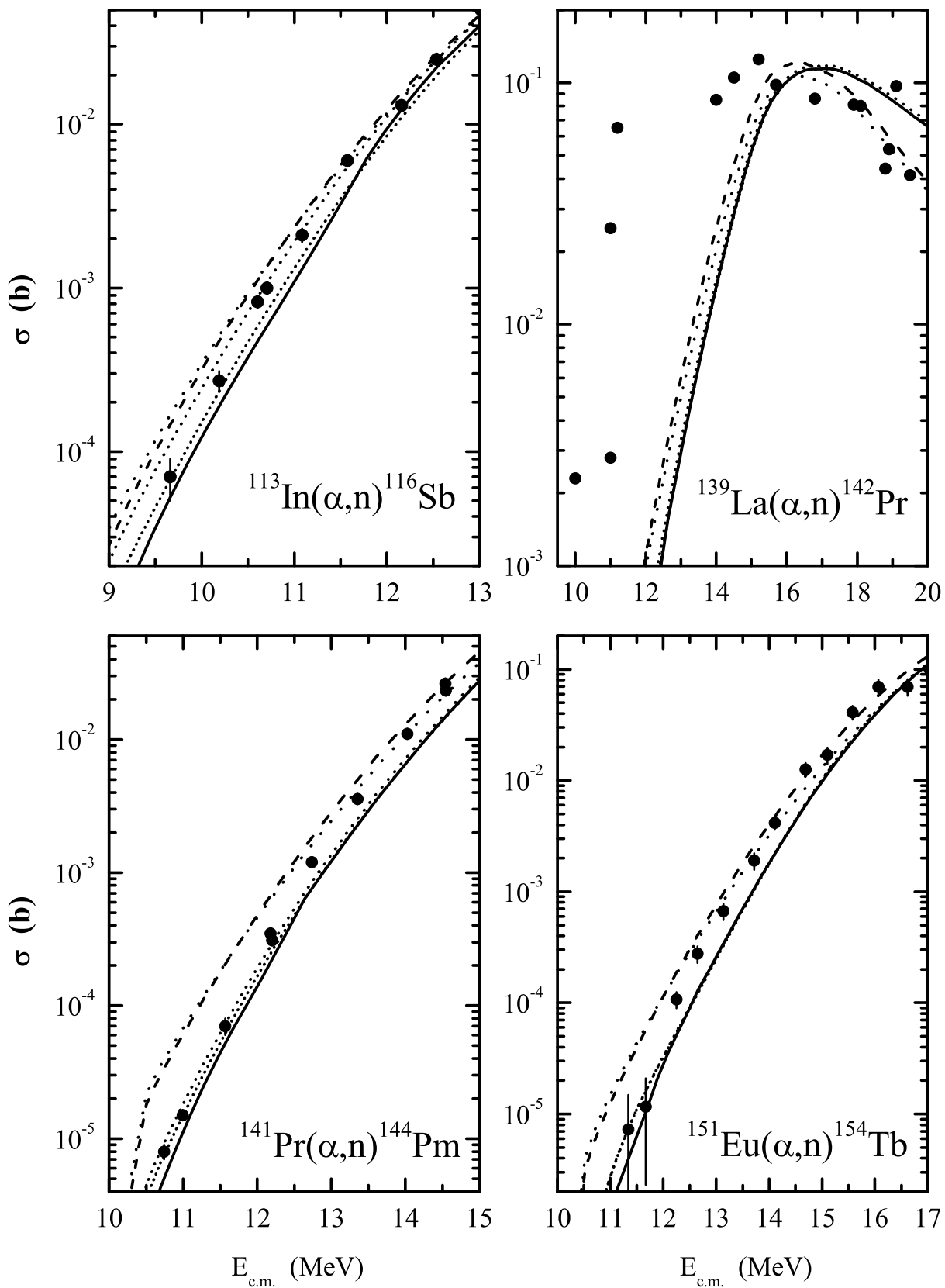
Σχήμα 5.23: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{63}\text{Cu}(\alpha, n)^{66}\text{Ga}$, $^{64}\text{Ni}(\alpha, n)^{67}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(\alpha, n)^{67}\text{Ge}$ και $^{65}\text{Cu}(\alpha, n)^{68}\text{Ga}$.



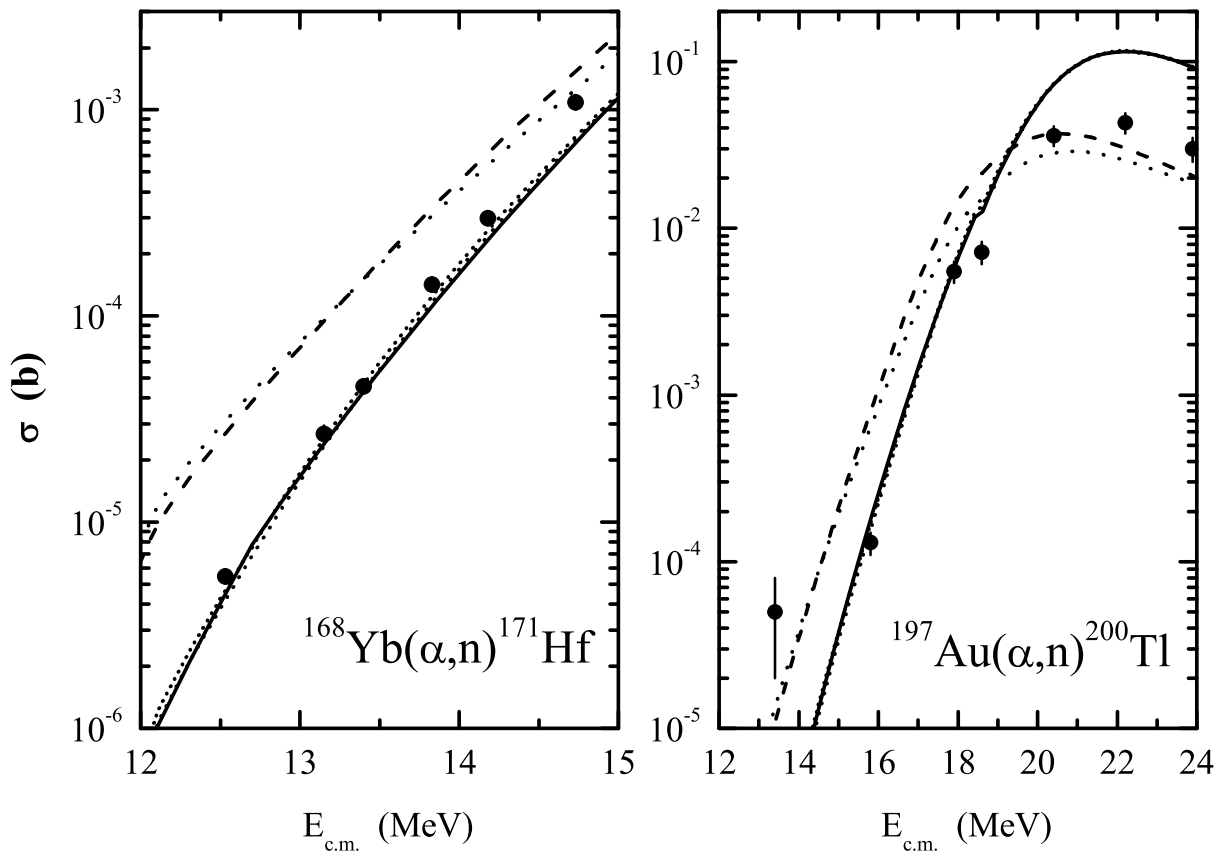
Σχήμα 5.24: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{66}\text{Zn}(\alpha, n)^{69}\text{Ge}$, $^{68}\text{Zn}(\alpha, n)^{72}\text{Ge}$, $^{70}\text{Zn}(\alpha, n)^{73}\text{Ge}$ και $^{93}\text{Nb}(\alpha, p)^{96}\text{Tc}$.



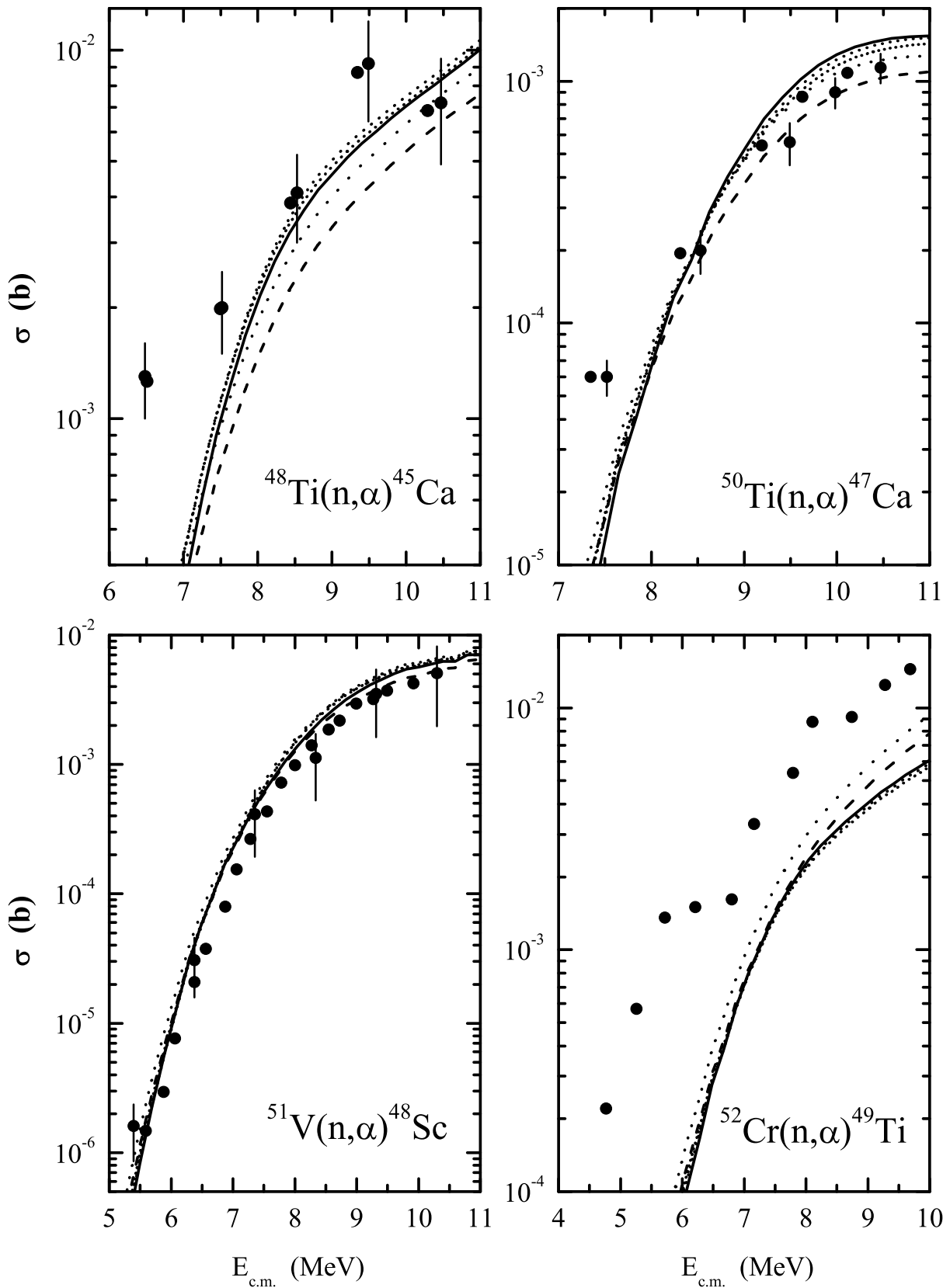
Σχήμα 5.25: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{96}\text{Ru}(\alpha, n)^{99}\text{Pd}$, $^{106}\text{Cd}(\alpha, n)^{109}\text{Sn}$, $^{107}\text{Ag}(\alpha, n)^{110}\text{In}$ και $^{109}\text{Ag}(\alpha, p)^{111}\text{In}$.



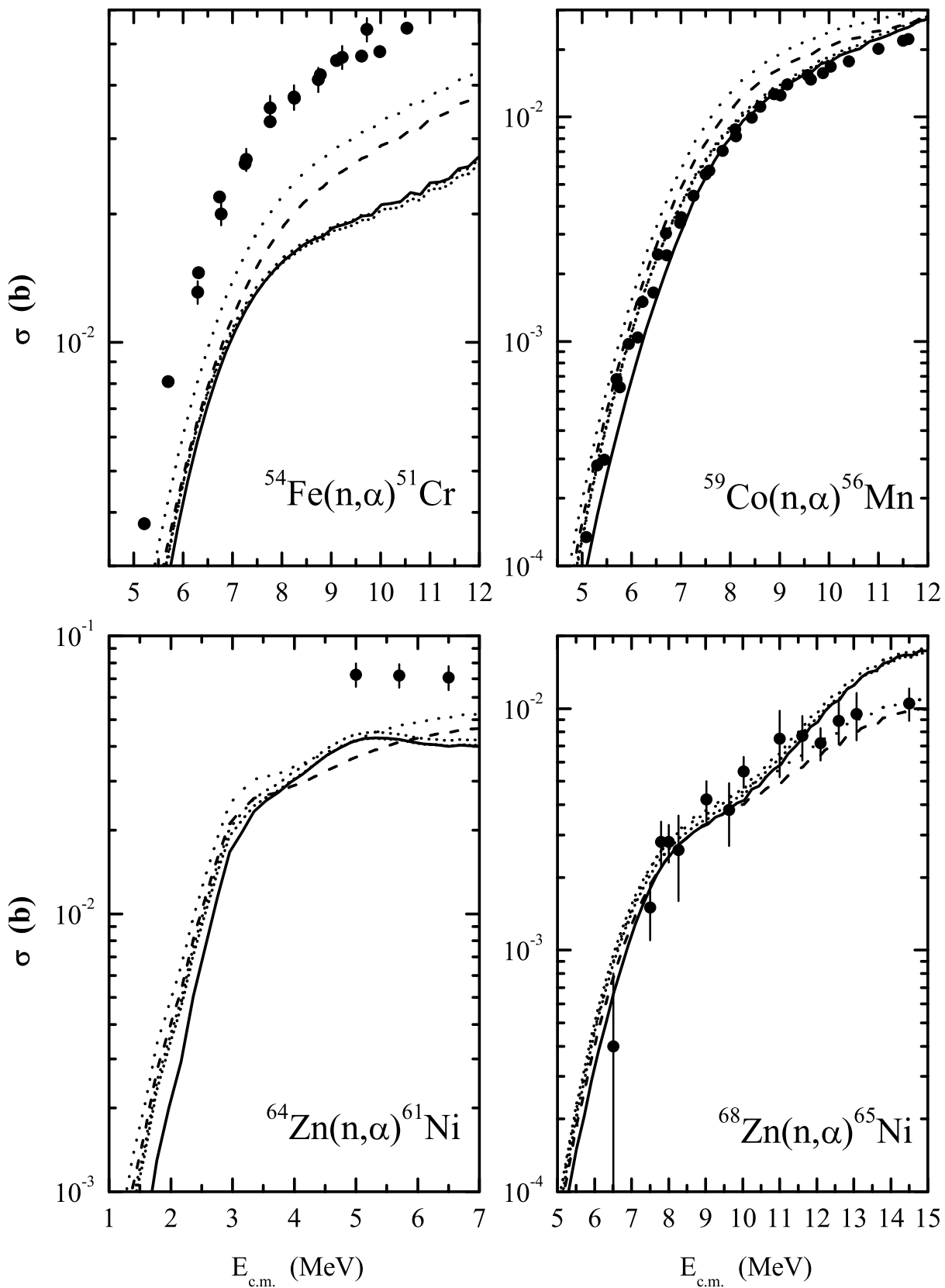
Σχήμα 5.26: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{113}\text{In}(\alpha, n)^{116}\text{Sb}$, $^{139}\text{La}(\alpha, n)^{142}\text{Pr}$, $^{141}\text{Pr}(\alpha, n)^{144}\text{Pm}$ και $^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$.



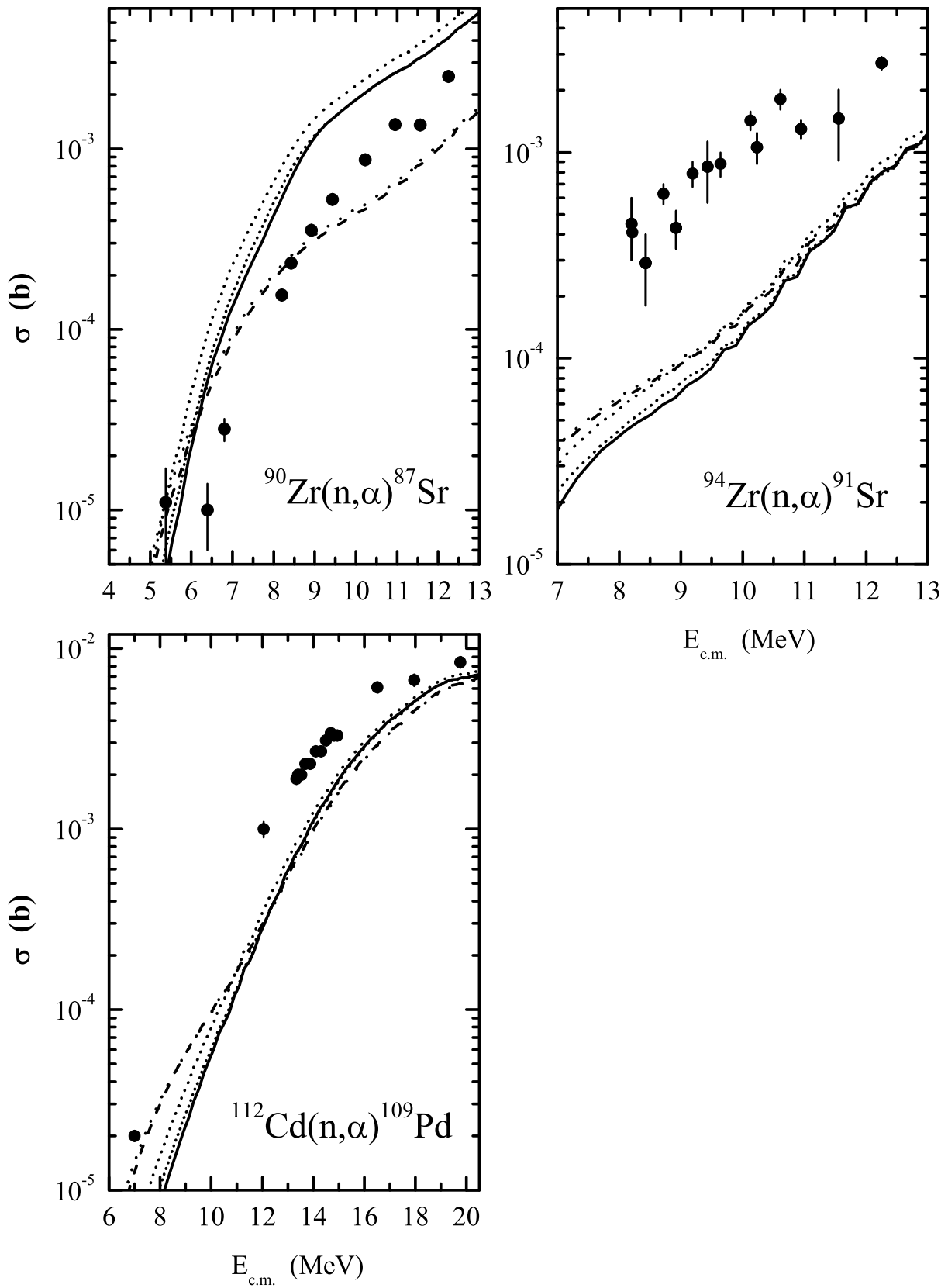
Σχήμα 5.27: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{168}\text{Yb}(\alpha, n)^{171}\text{Hf}$ και $^{197}\text{Au}(\alpha, n)^{200}\text{Tl}$.



Σχήμα 5.28: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{48}\text{Ti}(n, \alpha)^{45}\text{Ca}$, $^{50}\text{Ti}(n, \alpha)^{47}\text{Ca}$, $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$ και $^{52}\text{Cr}(n, \alpha)^{49}\text{Ti}$.



Σχήμα 5.29: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$, $^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$, $^{64}\text{Zn}(n,\alpha)^{61}\text{Ni}$ και $^{68}\text{Zn}(n,\alpha)^{65}\text{Ni}$.



Σχήμα 5.30: Σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών για τις αντιδράσεις $^{90}\text{Zr}(n, \alpha)^{87}\text{Sr}$ και $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$, $^{112}\text{Cd}(n, \alpha)^{109}\text{Pd}$.

Κεφάλαιο 6

Σύνοψη και συμπεράσματα

Οι θεωρητικοί υπολογισμοί των περιεκτικοτήτων των p -πυρήνων, στο πλαίσιο της διεργασίας p εμφανίζουν μεγάλες αβεβαιότητες και αποκλίσεις από τις παρατηρούμενες στο ηλιακό σύστημα τιμές. Οι αποκλίσεις αυτές κυμαίνονται από έναν παράγοντα 3 έως και 2 τάξεις μεγέθους. Οι υπολογισμοί αυτοί απαιτούν την ορθή περιγραφή της πυκνότητας και της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος όπου σχηματίζονται οι p -πυρήνες μέσα από αστροφυσικά πρότυπα, την γνώση της κατανομής των πυρήνων σπόρων, καθώς και δεδομένα ρυθμών αντίδρασης για το σύνολο των αντιδράσεων του δικτύου της διεργασίας p . Στη διεργασία p συμμετέχουν σχεδόν 2000 πυρήνες σε ένα δίκτυο με περισσότερες από 20000 αντιδράσεις και για τον υπολογισμό των ρυθμών αντίδρασης απαιτείται η γνώση των ενεργών διατομών όλων αυτών των αντιδράσεων.

Για ένα τόσο μεγάλο πλήθος αντιδράσεων οι υπολογισμοί βασίζονται αποκλειστικά στη θεωρία Hauser Feshbach. Στη θεωρία αυτή η ενεργός διατομή υπολογίζεται μέσω του μηχανισμού σύνθετου πυρήνα όπου υπεισέρχονται πυρηνικά μεγέθη που περιγράφονται με τη βοήθεια φαινομενολογικών ή μικροσκοπικών προτύπων. Από τα μεγέθη αυτά τα σημαντικότερα είναι: α) το οπτικό δυναμικό νουκλεονίου-πυρήνα, β) οι πυκνότητες των πυρηνικών καταστάσεων, γ) οι συναρτήσεις ισχύος ακτίνων γ και δ) το οπτικό δυναμικό σωματιδίου α -πυρήνα.

Οι ασυμφωνίες στην περιγραφή των περιεκτικοτήτων των p -πυρήνων σε αρκετές περιπτώσεις αποδίδονται σε αβεβαιότητες κατά την περιγραφή των προαναφερθέντων μεγεθών. Επιπλέον οι συγγραφείς στην εργασία [Ar03] υπολογίζοντας το ρυθμό αντίδρασης για σύλληψη σωματιδίου α από ένα πυρήνα, χρησιμοποιώντας 14 διαφορετικούς συνδυασμούς πυρηνικών προτύπων διαπίστωσαν διακυμάνσεις που ανέρχονται έως έναν παράγοντα 100 για το μεγαλύτερο πλήθος των πυρήνων του χάρτη των ισοτόπων.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εντάσσεται στο πλαίσιο μιας συστηματικής πειραματικής

και θεωρητικής μελέτης που γίνεται από την ομάδα πυρηνικής φυσικής του εργαστηρίου του επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος", με σκοπό τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων που συμμετέχουν στην διεργασία p . Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$, $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$, $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$, $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$, $^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}$ και $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ στην ενεργειακή περιοχή $\sim 5 - 10$ MeV με σκοπό τον εμπλουτισμό της βιβλιογραφίας και τη σύγκρισή τους με τις προβλεπόμενες από τη θεωρία Hauser Feshbach τιμές. Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιήθηκαν με τη μέθοδο των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων ακτίνων γ και έγιναν στο εργαστήριο του επιταχυντή του πανεπιστημίου του Bochum ενώ οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν μελετήθηκαν με την τεχνική RBS στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem στον "Δημόκριτο".

Η μέθοδος των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων επιτρέπει την αποδοτική ανίχνευση των ακτίνων γ που εκπέμπονται από το σύνθετο πυρήνα χρησιμοποιώντας έναν ανιχνευτή NaI $12'' \times 12''$ σε γεωμετρία 4π. Παράλληλα λόγω του μεγάλου χρόνου απόκρισης ενός τέτοιου κρυστάλλου πραγματοποιείται άθροιση των ενεργειών των εκπεμπόμενων ακτίνων γ και έτσι η ενεργός διατομή για κάθε ενέργεια βρίσκεται από το εμβαδόν μόνο της αθροιστικής κορυφής του συλλεγόμενου φάσματος. Για την εφαρμογή της μεθόδου είναι απαραίτητη η περιγραφή της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του ανιχνευτή για κάθε ενέργεια και αυτό έγινε είτε εφαρμόζοντας την μέθοδο "in/out" είτε χρησιμοποιώντας εμπειρικές σχέσεις που έχουν παρατηρηθεί και ελεγχθεί για ένα πλήθος αντιδράσεων (p, γ) , (α, γ) που έχουν μελετηθεί με τον εν λόγω κρύσταλλο. Οι τιμές των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν κυμαίνονται μεταξύ 1 mb και 1.7 mb και οι αβεβαιότητες μεταξύ 12 – 24% και συγκρίθηκαν με τις υπολογιζόμενες από τη θεωρία Hauser Feshbach.

Οι θεωρητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Στον εν λόγω κώδικα δίνεται η δυνατότητα επιλογής διαφορετικών συνδυασμών πυρηνικών προτύπων για την περιγραφή των οπτικών δυναμικών, των συναρτήσεων ισχύος ακτίνων γ και των συναρτήσεων πυκνότητας πυρηνικών καταστάσεων. Για την περίπτωση του οπτικού δυναμικού σωματιδίου α -πυρήνα έχουν αναπτυχθεί 2 φαινομενολογικά πρότυπα Koning-Delaroche από τους Watanabe και McFadden-Satchler και 3 ημι-μικροσκοπικά από τους Demetriou et al.. Συγκρίνοντας τα δεδομένα των αντιδράσεων που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία με τους υπολογισμούς ενός συνόλου 64 συνδυασμών πυρηνικών προτύπων καθώς και τα δεδομένα της βιβλιογραφίας για αντιδράσεις (α, γ) , (α, p) , (α, n) με τους υπολογισμούς για διαφορετικά πρότυπα α -OMP διαπιστώνονται τα εξής γενικά συμπεράσματα:

1. Οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές των αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων α εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από την παράμετρο α -OMP. Ειδικότερα σε ενέργειες μικρότερες

της ενέργειας κατωφλίου του ανταγωνιστικού καναλιού εκπομπής νετρονίων (α, n), οι υπολογισμοί είναι σχεδόν αμετάβλητοι από την επιλογή μοντέλου NLD, γ -SF. Στις ενέργειες αυτές μπορεί να γίνει σύγκριση των διαφορετικών προτύπων α -OMP

2. Από τη σύγκριση παρατηρήθηκε ότι το ημι-μικροσκοπικό πρότυπο OMPIII έρχεται σε καλύτερη συμφωνία σε σχέση με τα άλλα μικροσκοπικά και φαινομενολογικά πρότυπα του κώδικα TALYS. Η συμφωνία αυτή διαπιστώθηκε για το σύνολο των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν. Το πρότυπο αναπαράγει ικανοποιητικά τα δεδομένα ειδικά στις χαμηλότερες ενέργειες όπου η επίδραση των άλλων παραμέτρων μετριάζεται.
3. Σε ενέργειες μεγαλύτερες ή πλησίον της ενέργειας κατωφλίου της αντίδρασης (α, n) οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές εμφανίζουν έντονη εξάρτηση τόσο από το μοντέλο α -OMP όσο και από τα πρότυπα NLD, γ -SF. Στις μεγαλύτερες αυτές ενέργειες δεν διαπιστώθηκε κάποιος μοναδικός συνδυασμός ο οποίος να μπορεί να αναπαράγει το σύνολο των δεδομένων.
4. Το πρότυπο OMPIII αναπαράγει εξίσου ικανοποιητικά το μεγαλύτερο μέρος των δεδομένων της βιβλιογραφίας. Όμως κρίνεται απαραίτητος ο εμπλουτισμός της βιβλιογραφίας με πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών, ειδικότερα αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίων α σε περιοχές μαζών ($A > 100$), ούτως ώστε να συγκριθούν οι προβλέψεις του προτύπου και να ελεγχθεί η αξιοπιστία του στους υπολογισμούς ενεργών διατομών σε περιοχές του χάρτη των ισotόπων όπου δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα.

Εν κατακλείδι το ημι-μικροσκοπικό πρότυπο OMPIII των Demetriou et al, αναπαράγει τα πειραματικά δεδομένα ικανοποιητικότερα σε σχέση με τα άλλα διαθέσιμα πρότυπα. Εντούτοις τόσο οι αποκλίσεις που παρατηρούνται με ορισμένα δεδομένα της βιβλιογραφίας όσο και ο περιορισμένος αριθμός δεδομένων ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης σωματιδίου α κάνουν επιτακτική την ανάγκη για εμπλουτισμό των μετρήσεων με σκοπό τον έλεγχο της αξιοπιστίας των προτύπων α -ενΟΜΠ σε ευρύτερη περιοχή μαζών.

Παράρτημα

Ανάλυση

Στο παράρτημα αυτό δίνονται τα αρχεία τύπου .xls με βάση τα οποία πραγματοποιήθηκε η ανάλυση των μετρήσεων με την μέθοδο που περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4. Τα αρχεία αυτά αποτελούνται από τα εξής:

1. E_{α} : Ενέργεια βλήματος.
2. ΔE : Απώλεια ενέργειας των σωματιδίων α στον στόχο.
3. $\delta(\Delta E)$: Ενεργειακός διασκορπισμός της δέσμης στο ήμισυ του στόχου.
4. $E_{\text{eff}} = E_{\alpha} + \Delta E/2$.
5. E_{eff} : Ενέργεια στο κέντρο μάζας.
6. $E_{\gamma 0}$: Ενέργεια αθροιστικής κορυφής.
7. **flag**: Σχετική θέση του κρυστάλλου (in ή out).
8. **Filename**: Αρχείο του σχετικού φάσματος.
9. **B**: Μαγνητικό πεδίο του μαγνήτη ανάλυσης.
10. **Area**: Αριθμός γεγονότων της αθροιστικής κορυφής.
11. **Dead Time**: Νεκρός χρόνος όπως λαμβάνεται από τον ADC.
12. **scale**: Κλίμακα του ολοκληρωτή φορτίου.
13. **Pulses**: Αριθμός παλμών του ολοκληρωτή φορτίου.
14. **Q**: Συνολικό φορτίο της μέτρησης.
15. ϵ_{abs} : Ανιχνευτική ικανότητα άθροισης.
16. σ : Ενεργός διατομή.
17. **Screen.Factor**: Παράγοντας Screening
18. $\sigma_{\text{scr-corr}}$: Υπολογιζόμενη ενεργός διατομής για «γυμνούς» πυρήνες.
19. ξ : Πάχος του στόχου.
20. **R**: Εμπλουτισμός του στόχου.

Ep	ΔE (keV)	δ(ΔE)	Eeff	δ(Eeff)	Ec.m.	δ(Ec.m.)	Eγ0	Flag	Filename	B	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q	δQ
(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)		(mbarn)	(Gauss)						(mc)	3%
5200	252	25	5074	27	4746	25	8115	In	Ni58a-014	5127.70	1220	72	1.47	2E-10	1000007	0.20000	0.00600
5400	246	25	5277	26	4936	25	8305	In	Ni58a-013	5225.52	1670	94	1.65	2E-10	700043	0.14001	0.00420
5600	241	24	5480	26	5125	24	8494	In	Ni58a-012	5321.41	4383	120	1.82	2E-10	1567905	0.31358	0.00941
5800	236	24	5682	25	5315	24	8684	In	Ni58a-010	5415.68	2487	85	2.31	2E-10	600015	0.12000	0.00360
6000	231	23	5885	25	5504	23	8873	In	Ni58a-009	5508.38	1549	65	1.85	6E-11	1000030	0.06000	0.00180
6800	214	21	6693	23	6261	21	9630	In	Ni58a-008	5864.43	2990	90	2.45	6E-11	800053	0.04800	0.00144
7600	199	20	7500	21	7016	20	10385	In	Ni58a-007	6200.22	1887	66	2.99	2E-11	800078	0.01600	0.00048
8400	187	19	8306	20	7770	19	11139	In	Ni58a-004	6518.56	1030	48	2.95	6E-12	800031	0.00480	0.00014
9200	177	18	9111	19	8523	18	11892	In	Ni58a-003	6822.42	883	128	3.31	6E-12	400015	0.00240	0.00007
10000	169	17	9916	18	9275	17	12644	In	Ni58a-001	7113.19	1216	50	4.55	6E-12	400029	0.00240	0.00007
Ep		εabs	error	Ec.m.	error	σ	δσ	Screen. Factor	σ_scr-corr.	δσ							
(keV)				(keV)	(keV)	(mbarn)	(mbarn)		(mbarn)	(mbarn)							
5200	global	0.2694	0.0539	4746	25	1.25E-03	2.79E-04	1.0910	1.15E-03	2.55E-04							
5400	global	0.2510	0.0502	4936	25	2.64E-03	5.84E-04	1.0856	2.43E-03	5.38E-04							
5600	global	0.2343	0.0469	5125	24	3.32E-03	7.16E-04	1.0807	3.07E-03	6.62E-04							
5800	global	0.2191	0.0438	5315	24	5.28E-03	1.15E-03	1.0763	4.91E-03	1.06E-03							
6000	global	0.2054	0.0411	5504	23	6.99E-03	1.53E-03	1.0722	6.52E-03	1.42E-03							
6800	global	0.1620	0.0324	6261	21	2.15E-02	4.65E-03	1.0592	2.03E-02	4.39E-03							
7600	global	0.1326	0.0265	7016	20	5.00E-02	1.09E-02	1.0497	4.77E-02	1.03E-02							
8400	global	0.1126	0.0225	7770	19	1.07E-01	2.35E-02	1.0425	1.03E-01	2.25E-02							
9200	global	0.0990	0.0198	8523	18	2.10E-01	5.42E-02	1.0369	2.02E-01	5.23E-02							
10000	global	0.0897	0.0179	9275	17	3.22E-01	7.03E-02	1.032397992	3.12E-01	6.81E-02							

$^{58}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{62}\text{Zn}$
 Q-value= 3.369 MeV
 Στόχος:
 $\xi=565\pm 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 $R=99.9\pm 0.1\%$

Σχήμα 6.1: Ανάλυση $^{58}\text{Ni}(\alpha,\gamma)^{62}\text{Zn}$

Ep	ΔE (keV)	Δ(E)	E _{eff} (keV)	δ(E _{eff})	Ec.m.	δ(Ec.m.)	E _{γ0}	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ
4800	197	20	4701	19	4407	20	8363	In	NI60a-020	4926.43	170	28	1.01	2E-10	600027	0.12001	3%
5200	188	19	5106	18	4786	19	8742	In	NI60a-018	5127.73	801	44	1.1	2E-10	500019	0.10000	0.00300
5600	180	18	5510	18	5165	18	9121	In	NI60a-017	5321.42	2719	72	1.37	2E-10	350033	0.07001	0.00210
6000	172	17	5914	17	5544	17	9500	In	NI60a-014	5508.38	4867	93	1.37	2E-10	250001	0.05000	0.00150
6400	166	17	6317	16	5922	17	9878	In	NI60a-013	5689.16	9289	138	2.09	2E-10	250026	0.05001	0.00150
6800	159	16	6720	16	6300	16	10256	In	NI60a-010	5664.41	5566	99	2.16	6E-11	300011	0.01800	0.00054
7200	154	15	7123	15	6677	15	10633	In	NI60a-009	6034.59	8448	122	2.59	6E-11	300014	0.01800	0.00054
7600	149	15	7526	15	7055	15	11011	In	NI60a-006	6200.12	12643	156	2.4	6E-11	300027	0.01800	0.00054
8000	144	14	7928	14	7432	14	11388	In	NI60a-005	6361.35	16433	175	3.55	6E-11	300025	0.01800	0.00054
8400	140	14	8330	14	7809	14	11765	In	NI60a-002	6518.63	20747	222	4.78	6E-11	300010	0.01800	0.00054
8800	136	14	8732	13	8185	14	12141	In	NI60a-021	6672.21	6730	121	3.35	6E-11	100006	0.06000	0.00018
9200	132	13	9134	13	8562	13	12518	In	NI60a-024	6822.35	4500	98	5.02	2E-11	200021	0.04000	0.00012
9600	129	13	9536	13	8939	13	12895	In	NI60a-025	6969.27	4806	98	5.88	2E-11	200012	0.04000	0.00012
10000	126	13	9937	13	9315	13	13271	In	NI60a-028	7113.19	1666	55	5.57	6E-12	200003	0.01020	0.00004
Ep	ΔE (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ	error	<M>	error		εabs	error
4800	197	Out	NI60a-019	4926.43	89	22	1.03	2E-10	400034	0.08001	0.00240	1.8500	2.1743	0.2827	global	0.2457	0.0491
5200	188	Out	NI60a-016	5127.73	210	29	1.15	2E-10	300029	0.06001	0.00180	1.6335	2.6523	0.1617	In/Out	0.2073	0.0726
5600	180	Out	NI60a-015	5508.38	369	32	1.24	2E-10	250037	0.05001	0.00150	1.2999	2.8416	0.1084	In/Out	0.1685	0.0590
6000	172	Out	NI60a-012	5889.16	567	45	1.5	2E-10	250003	0.05000	0.00150	1.4997	3.0826	0.1004	In/Out	0.1507	0.0527
6400	166	Out	NI60a-011	5864.41	797	58	1.69	2E-10	250001	0.05000	0.00150	1.6778	3.2698	0.0948	In/Out	0.1323	0.0463
6800	159	Out	NI60a-008	6034.59	531	49	1.71	6E-11	400062	0.02400	0.00072	2.1987	3.3727	0.1129	In/Out	0.1140	0.0399
7200	154	Out	NI60a-007	6200.12	494	50	1.74	6E-11	300004	0.01800	0.00054	2.8446	3.5769	0.1216	In/Out	0.1030	0.0361
7600	149	Out	NI60a-004	6361.35	820	52	2.18	6E-11	400018	0.02400	0.00072	2.7075	3.0224	0.0848	In/Out	0.0977	0.0342
8000	144	Out	NI60a-003	6518.63	751	75	4.42	6E-11	300004	0.01800	0.00054	27.7205	3.6577	0.1200	In/Out	0.0937	0.0328
8400	140	Out	NI60a-022	6672.21	262	28	2.1	2E-11	300012	0.00600	0.00018	3.0260	3.5872	0.1281	In/Out	0.0931	0.0326
8800	136	Out	NI60a-023	6822.35	223	27	2.86	2E-11	300027	0.00600	0.00018	30.9042	4.0216	0.1433	In/Out	0.0839	0.0294
9200	132	Out	NI60a-026	6969.27	215	29	3.39	2E-11	300020	0.00600	0.00018	34.3380	4.9056	0.1573	In/Out	0.0775	0.0271
9600	129	Out	NI60a-027	7113.19	72	16	3.94	6E-12	300004	0.00180	0.00005	35.2526	8.0599	0.2517	In/Out	0.0742	0.0260
Ep	Ec.m.	Screen. Factor	σ	δσ	σ _{scr-corr.}	δσ											
4800	4407	1.1024	4.76E-04	1.29E-04	4.76E-04	1.29E-04											
5200	4786	1.0899	2.79E-03	3.60E-04	2.79E-03	3.60E-04											
5600	5165	1.0798	1.65E-02	2.47E-03	1.65E-02	2.47E-03											
6000	5544	1.0715	4.66E-02	7.44E-03	4.66E-02	7.44E-03											
6400	5922	1.0646	1.03E-01	1.78E-02	1.03E-01	1.78E-02											
6800	6300	1.0587	1.87E-01	3.49E-02	1.87E-01	3.49E-02											
7200	6677	1.0536	3.06E-01	5.78E-02	3.06E-01	5.78E-02											
7600	7055	1.0493	5.07E-01	1.02E-01	5.07E-01	1.02E-01											
8000	7432	1.0455	7.06E-01	1.43E-01	7.06E-01	1.43E-01											
8400	7809	1.042183756	8.28E-01	1.69E-01	8.28E-01	1.69E-01											
8800	8185	1.039249113	9.13E-01	1.84E-01	9.13E-01	1.84E-01											
9200	8562	1.036641738	1.04E+00	2.20E-01	1.04E+00	2.20E-01											
9600	8939	1.034312495	1.21E+00	2.64E-01	1.034312495	2.64E-01											
10000	9315	1.032221372	1.46E+00	3.23E-01	1.032221372	3.23E-01											

$^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$
Q-value= 3.956 MeV
Σσ_{total}:
R=99.1±0.1%

Σχήμα 6.2: Ανάλυση $^{60}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{64}\text{Zn}$

Ep (keV)	ΔE (keV)	δ(ΔE) (keV)	Eff	δ(Eff) (keV)	E _{cm} (keV)	δ(E _{cm}) (keV)	E _{γ0} (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (fmC)	δQ	R (In/Out)	error	<M>	error	Pulses	Q (fmC)	δQ
5400	206	21	5297	22	4985	21	8387	In	Zn64a-021	5225.46	393	52	2.13	2E-10	400052	0.08001	0.00240					400052	0.08001	0.00240
5600	201	20	5499	21	5175	20	8572	In	Zn64a-022	5321.42	968	59	2.43	2E-10	400045	0.08001	0.00240					400045	0.08001	0.00240
5800	197	20	5701	21	5385	20	8767	In	Zn64a-020	5415.67	1613	68	2.87	2E-10	350037	0.07001	0.00210					350037	0.07001	0.00210
6000	193	19	5903	21	5555	19	8957	In	Zn64a-023	5508.38	2528	81	3.34	2E-10	300063	0.06001	0.00180					300063	0.06001	0.00180
6200	190	19	6105	20	5745	19	9147	In	Zn64a-017	5589.51	2400	72	3.08	2E-10	180009	0.03600	0.00108					180009	0.03600	0.00108
6400	186	19	6307	20	5935	19	9337	In	Zn64a-024	5689.16	3937	118	3.81	2E-10	200006	0.04000	0.00120					200006	0.04000	0.00120
6600	182	18	6509	19	6125	18	9527	In	Zn64a-016	5777.41	5627	106	3.61	2E-10	200007	0.04000	0.00120					200007	0.04000	0.00120
7000	176	18	6912	19	6505	18	9907	In	Zn64a-013	5950.29	3789	85	3.39	6E-11	250040	0.01500	0.00045					250040	0.01500	0.00045
8000	161	17	7416	18	6979	17	10381	In	Zn64a-012	6159.14	5697	107	4.14	6E-11	250028	0.01500	0.00045					250028	0.01500	0.00045
8000	161	16	7920	17	7453	16	10855	In	Zn64a-009	6361.35	5256	129	3.89	2E-11	400076	0.00800	0.00024					400076	0.00800	0.00024
9000	154	15	8423	16	7927	15	11329	In	Zn64a-008	6557.37	4966	105	4.58	2E-11	250022	0.00500	0.00015					250022	0.00500	0.00015
9000	148	15	8926	16	8400	14	11802	In	Zn64a-005	6747.70	6132	135	3.64	2E-11	200031	0.00400	0.00012					200031	0.00400	0.00012
9500	143	14	9429	15	8873	14	12275	In	Zn64a-004	6932.85	6027	124	4.52	2E-11	150013	0.00300	0.00009					150013	0.00300	0.00009
10000	138	14	9931	15	9346	14	12748	In	Zn64a-001	7113.19	5892	128	3.66	2E-11	150002	0.00300	0.00009					150002	0.00300	0.00009
Ep (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (fmC)	δQ	R (In/Out)	error	<M>	error	Pulses	Q (fmC)	δQ	εabs	error					
5400	Out	Ni60a-019	5225.46	-	-	-	-	-	-	3%	-	-	-	-	-	-	-	0.1705	0.0341					
5600	Out	Ni60a-016	5415.67	144	29	1.8	2E-10	400013	0.08000	0.00240	12.9352	2.7175	2.8185	0.2313	In/Out	0.1680	0.0336	0.1680	0.0336					
5800	Out	Ni60a-015	5508.38	-	-	-	-	-	0.00000	0.00000	-	-	-	-	In/Out	0.1477	0.0291	0.1556	0.0311					
6200	Out	Ni60a-012	5589.16	373	34	2.19	2E-10	400031	0.08001	0.00240	14.4234	1.5133	2.9384	0.1155	In/Out	0.1454	0.0291	0.1477	0.0295					
6400	Out	Ni60a-011	5689.16	-	-	-	-	-	0.00000	0.00000	-	-	-	-	Global	0.1329	0.0266	0.1454	0.0291					
6600	Out	Ni60a-008	5777.41	459	40	2.1	2E-10	300014	0.06000	0.00180	17.7988	1.7606	3.1699	0.1089	In/Out	0.1329	0.0266	0.1329	0.0266					
7000	Out	Ni60a-007	5950.29	300	30	2.2	2E-10	400024	0.02400	0.00072	20.4413	2.2673	3.3224	0.1221	In/Out	0.1232	0.0246	0.1232	0.0246					
7500	Out	Ni60a-004	6159.14	296	35	2.8	6E-11	300014	0.01800	0.00054	23.3955	2.9717	3.4710	0.1399	In/Out	0.1129	0.0226	0.1129	0.0226					
8000	Out	Ni60a-003	6361.35	402	41	2.85	6E-11	300003	0.01800	0.00054	29.7100	3.3619	3.7341	0.1246	In/Out	0.0987	0.0197	0.0987	0.0197					
8500	Out	Ni60a-022	6557.37	218	28	2.81	2E-11	350017	0.00700	0.00021	32.4395	4.4413	3.8308	0.1507	In/Out	0.0911	0.0182	0.0911	0.0182					
9000	Out	Ni60a-023	6747.70	331	33	2.82	2E-11	350022	0.00700	0.00021	32.6755	3.6127	3.8388	0.1217	In/Out	0.0870	0.0174	0.0870	0.0174					
9500	Out	Ni60a-026	6932.85	356	34	3.47	2E-11	300033	0.00600	0.00018	34.2040	3.6431	3.8891	0.1173	In/Out	0.0817	0.0163	0.0817	0.0163					
10000	Out	Ni60a-027	7113.19	222	26	4.4	2E-11	200021	0.00400	0.00012	35.1388	4.4433	3.9189	0.1392	In/Out	0.0887	0.0177	0.0887	0.0177					

$^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$
 $Q\text{-value} = 3.402 \text{ MeV}$
 $\Sigma\tau\acute{o}\chi\omicron\varsigma:$
 $\xi = 497 \pm 35 \text{ } \mu\text{g}\text{r}/\text{cm}^2$
 $R = 99.1 \pm 0.1\%$

Σχήμα 6.3: Ανάλυση $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$

Ep (keV)	ΔE (keV)	$\delta(\Delta E)$ (keV)	E _{eff} (keV)	$\delta(E_{eff})$ (keV)	Ec.m. (keV)	$\delta(Ec.m.)$ (keV)	E _{γ0} (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ 3%
5200	216	22	5092	23	4801	22	8890	In	Zn66a-015	5127.79	632	55	1.33	2E-10	1000022	0.20000	0.00600
5400	211	21	5294	22	4991	21	9080	In	Zn66a-016	5225.55	738	50	1.61	2E-10	5000054	0.10001	0.00300
5600	207	21	5496	22	5182	21	9271	In	Zn66a-013	5321.47	1480	115	1.71	2E-10	5000047	0.10001	0.00300
5800	203	20	5699	22	5372	20	9461	In	Zn66a-017	5415.63	1673	65	1.77	2E-10	3000029	0.06001	0.00180
6000	199	20	5901	21	5563	20	9652	In	Zn66a-012	5508.38	3032	82	2.06	2E-10	3000005	0.06000	0.00180
6200	195	19	6103	21	5753	19	9842	In	Zn66a-018	5599.50	6097	124	2.39	2E-10	3000032	0.06001	0.00180
6400	191	19	6304	20	5944	19	10033	In	Zn66a-009	5689.24	2441	68	1.89	6E-11	2500046	0.01500	0.00045
6600	188	19	6506	20	6134	19	10223	In	Zn66a-019	5777.45	5496	114	3.22	2E-10	1000023	0.02000	0.00060
6800	184	18	6708	20	6324	18	10413	In	Zn66a-008	5864.40	7034	119	2.39	6E-11	3000032	0.01800	0.00054
7000	181	18	6910	19	6514	18	10603	In	Zn66a-020	5950.15	12833	154	4.56	2E-10	1000028	0.02001	0.00060
7200	177	18	7111	19	6704	18	10793	In	Zn66a-005	6034.59	10819	224	2.36	6E-11	2000038	0.01200	0.00036
7400	174	17	7313	18	6894	17	10983	In	Zn66a-021	6117.93	23111	212	4.9	2E-10	1000012	0.02000	0.00060
7600	171	17	7514	18	7084	17	11173	In	Zn66a-004	6200.12	19340	190	3.44	6E-11	2000005	0.01200	0.00036
7800	168	17	7716	18	7274	17	11363	In	Zn66a-022	6281.27	28882	278	4.95	2E-10	800017	0.01600	0.00048
8000	165	17	7917	18	7464	17	11553	In	Zn66a-001	6361.36	27665	237	4.05	6E-11	2000025	0.01200	0.00036
8200	163	16	8119	17	7654	16	11743	In	Zn66a-025	6440.48	16687	191	5.49	2E-10	500009	0.01000	0.00030
8400	157	16	8321	17	8034	16	12123	In	Zn66a-026	6595.91	8131	130	4.19	6E-11	1000010	0.00600	0.00018
9000	152	15	8924	16	8413	15	12502	In	Zn66a-029	6747.67	8107	137	5.7	6E-11	1000012	0.00600	0.00018
9500	147	15	9427	16	8887	15	12976	In	Zn66a-030	6932.82	6119	119	5.59	2E-11	1800009	0.00360	0.00011
10000	142	14	9929	15	9361	14	13450	In	Zn66a-033	7113.23	4951	107	4.95	2E-11	1500008	0.00300	0.00009
Ep (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ 3%	R (In/Out)	error	<M>	error	εabs	error	
5200	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.2043	0.0409
5400	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.1918	0.0384
5600	Out	Zn66a-014	5321.46	220	42	1.34	2E-10	1000009	0.20000	0.00600	13.5025	2.8414	2.8658	0.2317	In/Out	0.1514	0.0273
5800	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.1492	0.0298
6000	Out	Zn66a-011	5508.39	234	31	1.39	2E-10	3500020	0.07000	0.00210	15.2173	2.1565	2.9974	0.1560	In/Out	0.1378	0.0248
6200	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.1320	0.0264
6400	Out	Zn66a-010	5689.23	153	22	1.52	6E-11	3000070	0.01800	0.00054	19.2158	2.9301	3.2543	0.1679	In/Out	0.1243	0.0224
6600	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.1223	0.0245
6800	Out	Zn66a-007	5864.50	265	28	1.58	6E-11	2500017	0.01500	0.00045	22.2950	2.5664	3.4179	0.1267	In/Out	0.1144	0.0206
7000	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.1102	0.0191
7200	Out	Zn66a-006	6034.65	424	32	1.71	6E-11	2000028	0.01200	0.00036	25.6783	2.2859	3.5735	0.0980	In/Out	0.1051	0.0189
7400	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Global	0.9910	0.0181
7600	Out	Zn66a-003	6200.13	489	37	2.29	6E-11	1500010	0.00900	0.00027	29.9973	2.6188	3.7446	0.0961	In/Out	0.0954	0.0172
7800	Out	Zn66a-023	6281.28	1100	58	3.08	2E-10	1000011	0.02000	0.00060	33.4124	2.2840	3.8634	0.0753	In/Out	0.0896	0.0161
8000	Out	Zn66a-002	6361.37	597	41	2.56	6E-11	1500010	0.00900	0.00027	35.2579	2.8622	3.9225	0.0894	In/Out	0.0859	0.0155
8200	Out	Zn66a-024	6440.48	943	53	5.02	2E-10	1000022	0.02000	0.00060	35.5511	2.5363	3.9317	0.0785	In/Out	0.0841	0.0151
8600	Out	Zn66a-027	6595.93	349	31	2.57	6E-11	1600012	0.00960	0.00029	37.8646	3.7761	4.0011	0.1098	In/Out	0.0789	0.0142
9000	Out	Zn66a-028	6747.67	398	38	3.3	6E-11	2000018	0.01200	0.00036	41.6839	4.4117	4.1069	0.1165	In/Out	0.0743	0.0134
9500	Out	Zn66a-031	6932.85	163	21	3.43	2E-11	2000026	0.00400	0.00012	42.5855	5.8354	4.1304	0.1509	In/Out	0.0710	0.0128
10000	Out	Zn66a-032	7113.10	151	20	4.6	2E-11	2000000	0.00400	0.00012	43.8614	6.1734	4.1629	0.1550	In/Out	0.0677	0.0122

Σχήμα 6.4: Ανάλυση $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$

Ep (keV)	Ec.m. (MeV)	error (MeV)	σ (mbarn)	$\delta\sigma$ (mbarn)	Screen. Factor	$\sigma_{\text{scr-corr.}}$ (mbarn)	$\delta\sigma$ (mbarn)
5200	4801	22	1.28E-03	2.95E-04	1.1037	1.16E-03	2.67E-04
5400	4991	21	3.15E-03	7.08E-04	1.0976	2.87E-03	6.45E-04
5600	5182	21	7.04E-03	1.26E-03	1.0920	6.45E-03	1.15E-03
5800	5372	20	1.32E-02	2.88E-03	1.0869	1.22E-02	2.65E-03
6000	5563	20	2.66E-02	4.51E-03	1.0823	2.45E-02	4.17E-03
6200	5753	19	5.34E-02	1.15E-02	1.0781	4.96E-02	1.07E-02
6400	5944	19	9.45E-02	1.74E-02	1.0743	8.79E-02	1.62E-02
6600	6134	19	1.59E-01	3.42E-02	1.0707	1.49E-01	3.20E-02
6800	6324	18	2.48E-01	4.75E-02	1.0674	2.32E-01	4.45E-02
7000	6514	18	4.09E-01	8.77E-02	1.064418	3.84E-01	8.24E-02
7200	6704	18	6.22E-01	1.25E-01	1.0616155	5.86E-01	1.18E-01
7400	6894	17	7.98E-01	1.71E-01	1.0590123	7.54E-01	1.61E-01
7600	7084	17	1.24E+00	2.59E-01	1.0565888	1.17E+00	2.45E-01
7800	7274	17	1.50E+00	3.23E-01	1.0543281	1.42E+00	3.07E-01
8000	7464	17	1.98E+00	4.33E-01	1.0522153	1.88E+00	4.12E-01
8200	7654	16	1.48E+00	3.26E-01	1.050237	1.41E+00	3.10E-01
8600	8034	16	1.27E+00	2.84E-01	1.0466382	1.21E+00	2.71E-01
9000	8413	15	1.36E+00	3.17E-01	1.0434524	1.30E+00	3.04E-01
9500	8887	15	1.79E+00	4.22E-01	1.0399549	1.72E+00	4.05E-01
10000	9361	14	1.81E+00	4.32E-01	1.0369055	1.75E+00	4.16E-01

$^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$
 $Q\text{-value} = 4.089 \text{ MeV}$
 Στόχοι:
 $\xi = 511 \pm 36 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 $R = 96.9 \pm 0.1\%$

Σχήμα 6.5: Ανάλυση $^{66}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{70}\text{Ge}$

Ep (keV)	ΔE (keV)	$\delta(\Delta E)$ (keV)	Eeff (keV)	$\delta(E_{\text{eff}})$ (keV)	Ec.m. (keV)	$\delta(E_{\text{c.m.}})$ (keV)	Ey0 (keV)	Area	error	Ey1 (keV)	Area	Screen. Factor	error	Flag	Filename	B (Gauss)	Dead Time	Scale	Pulses
Ep (keV)	Q	δQ		$\epsilon_{\text{abs_y0}}$	error	$\epsilon_{\text{abs_y1}}$	error	Ec.m. (MeV)	error (MeV)	σ	$\delta\sigma$	$\sigma_{\text{scr-corr.}}$	$\delta\sigma$						
5200	0.14001	0.00420	Global	0.1539	0.0308	0.1895	0.0379	4803	23	1.42E-03	4.33E-04	1.1037	1.29E-03	(mbarn)	Zn68a-007	5127.69	1.46	2E-10	700072
5400	0.14001	0.00420	Global	0.1461	0.0292	0.1784	0.0357	4994	22	3.56E-03	8.68E-04	1.0975	3.23E-03	(mbarn)	Zn68a-006	5225.36	1.83	2E-10	700025
5600	0.12002	0.00360	Global	0.1391	0.0278	0.1683	0.0337	5185	22	9.19E-03	2.21E-03	1.0920	8.42E-03	(mbarn)	Zn68a-005	5321.36	2.12	2E-10	600076
5800	0.08000	0.00240	Global	0.1326	0.0265	0.1592	0.0318	5376	21	1.78E-02	4.15E-03	1.0869	1.63E-02	(mbarn)	Zn68a-004	5415.62	2.04	2E-10	400000
6000	0.06001	0.00180	Global	0.1268	0.0254	0.1509	0.0302	5567	21	4.00E-02	9.09E-03	1.0823	3.69E-02	(mbarn)	Zn68a-002	5508.38	2.33	2E-10	300047
6200	0.06001	0.00180	Global	0.1216	0.0243	0.1434	0.0287	5758	21	6.14E-02	1.38E-02	1.0781	5.70E-02	(mbarn)	Zn68a-001	5599.48	2.68	2E-10	300028
6400	0.08001	0.00240	Global	0.1168	0.0234	0.1366	0.0273	5949	20	5.08E-02	1.13E-02	1.0742	4.73E-02	(mbarn)	Zn64a-025	5689.18	2.94	2E-10	400039
7000	0.01200	0.00036	Global	0.1049	0.0210	0.1197	0.0239	6521	19	2.98E-02	8.16E-03	1.0644	2.80E-02	(mbarn)	Zn68a-010	5950.15	2.67	6E-11	200058
7500	0.02400	0.00072	Global	0.0974	0.0195	0.1090	0.0218	6997	18	4.12E-02	1.02E-02	1.0577	3.89E-02	(mbarn)	Zn68a-011	6159.16	4.27	6E-11	400051
8000	0.01800	0.00054	Global	0.0915	0.0183	0.1006	0.0201	7473	17	7.66E-02	1.93E-02	1.052169333	7.28E-02	(mbarn)	Zn68a-009	6361.35	4.65	2E-10	90008

$^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$
 Q-value= 3.369 MeV
 Σρόχος:
 $\xi=565\pm 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 R=99.9±0.1%

Σχήμα 6.6: Ανάλυση $^{68}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{72}\text{Ge}$

Ep (keV)	ΔE (keV)	$\delta(\Delta E)$ (keV)	Eeff (keV)	$\delta(E_{eff})$ (keV)	Ec.m. (keV)	error (keV)	σ (mbarn)	$\delta\sigma$ (mbarn)	Ey0 (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ 3%
8800	global	0.1446	0.0289	8408	12	7.16E-03	1.81E-03	1.1064	6.47E-03	1.64E-03	Pd102a-006	6672.28	756	100	4.38	2E-11	5000043	0.10000	0.00300
9000	global	0.1376	0.0275	8601	12	1.18E-02	2.82E-03	1.1027	1.07E-02	2.56E-03	Pd102a-005	6747.72	1422	146	4.45	2E-11	6000014	0.12000	0.00360
9200	global	0.1312	0.0262	8794	12	2.15E-02	5.00E-03	1.0991	1.95E-02	4.55E-03	Pd102a-004	6822.39	1244	108	3.64	2E-11	3000032	0.06000	0.00180
9400	global	0.1255	0.0251	8987	12	4.07E-02	9.09E-03	1.0958	3.72E-02	8.30E-03	Pd102a-002	6896.21	1886	105	3.39	2E-11	2500026	0.05000	0.00150
9600	global	0.1203	0.0241	9181	12	6.83E-02	1.50E-02	1.0927	6.25E-02	1.38E-02	Pd102a-001	6969.25	2423	104	3.42	2E-11	2000006	0.04000	0.00120
9800	global	0.1155	0.0231	9374	12	5.76E-02	1.28E-02	1.0897	5.29E-02	1.17E-02	Pd102a-007	7041.65	1960	98	3.68	2E-11	2000033	0.04000	0.00120
10000	global	0.1113	0.0223	9567	12	6.51E-02	1.45E-02	1.0869	5.99E-02	1.33E-02	Pd102a-008	7113.28	2125	113	4.01	2E-11	2000011	0.04000	0.00120

$^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$
 Q-value= 1.633 MeV
 Στόχος:
 $\xi=517\pm 36 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 $R=80.0\pm 0.1\%$

Σχήμα 6.7: Ανάλυση $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$

Ep (keV)	ΔE (keV)	$\delta(\Delta E)$ (keV)	E _{eff} (keV)	$\delta(E_{eff})$ (keV)	Ec.m. (keV)	$\delta(Ec.m.)$ (keV)	Ey0 (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ 3%
9600	223	22	9488	23	9143	22	10269	In	106Cd_new3-003	6969.25	1309	336	4.7	2E-11	2800020	0.05600	0.00168
9800	221	22	9689	23	9337	22	10462	In	106Cd_new3-004	7041.65	2349	277	4.13	2E-11	2500029	0.05000	0.00150
10000	219	22	9891	23	9530	22	10656	In	106Cd_new3-002	7113.28	2400	116	4.39	2E-11	1400001	0.02800	0.00084
10200	216	22	10092	22	9724	22	10850	In	106Cd_new3-005	7184.04	2824	120	4.38	2E-11	1500008	0.03000	0.00090
10400	214	21	10293	22	9918	21	11044	In	106Cd_new3-001	7254.23	2431	112	3.39	2E-11	700004	0.01400	0.00042
10600	212	21	10494	22	10112	21	11237	In	106Cd_new3-006	7323.75	4806	128	3.84	2E-11	1000008	0.02000	0.00060
10800	210	21	10695	22	10305	21	11431	In	106Cd_new3-008	7392.62	4691	144	3.26	2E-11	900002	0.01800	0.00054
11000	208	21	10896	22	10499	21	11625	In	106Cd_new3-007	7460.85	3843	130	3.54	2E-11	900007	0.01800	0.00054
Ep (keV)	ΔE (keV)	$\delta(\Delta E)$ (keV)	E _{eff} (keV)	$\delta(E_{eff})$ (keV)	Ec.m. (keV)	$\delta(Ec.m.)$ (keV)	Ey0 (keV)	Flag	Filename	B (Gauss)	Area	error	Dead Time	Scale	Pulses	Q (mC)	δQ 3%
		ϵ_{abs}	error	error	σ	$\delta\sigma$		Screen. Factor	$\sigma_{scr-corr.}$	$\delta\sigma$							
9600	Global	0.1364	0.0273	9143	22	1.32E-02	4.47E-03	1.1020	(mbarn)	(mbarn)							
9800	Global	0.1301	0.0260	9337	22	2.77E-02	6.91E-03	1.0987	1.20E-02	4.05E-03							
10000	Global	0.1245	0.0249	9530	22	5.30E-02	1.19E-02	1.0956	2.52E-02	6.29E-03							
10200	Global	0.1193	0.0239	9724	22	6.07E-02	1.36E-02	1.0926	4.83E-02	1.09E-02							
10400	Global	0.1147	0.0229	9918	21	1.15E-01	2.59E-02	1.0898	5.55E-02	1.24E-02							
10600	Global	0.1105	0.0221	10112	21	1.66E-01	3.68E-02	1.0871	1.06E-01	2.38E-02							
10800	Global	0.1067	0.0213	10305	21	1.86E-01	4.12E-02	1.0846	1.53E-01	3.39E-02							
11000	Global	0.1032	0.0206	10499	21	1.58E-01	3.51E-02	1.0822	1.71E-01	3.80E-02							
									1.46E-01	3.24E-02							

$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$
 Q-value= 1.126 MeV
 $\Sigma\tau\theta\phi\varsigma$:
 $\xi=956\pm 41 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$
 R=80 \pm 3%

Σχήμα 6.8: Ανάλυση $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$

Βιβλιογραφία

- [An99] C. Angulo et al., Nucl. Phys. **A656**, 3, 1999.
- [Ar66] N. Archer et al., Nucl. Phys. **83**, 241, 1966.
- [Ar03] M. Arnould and S. Goriely, Phys. Rep. **384**, 1, 2003.
- [Ba01] E. Bauge, J.P. Delaroche, M. Girod, Phys. Rev. **C63**, 024607, 2001.
- [BA62] D.M. Brink, Nucl. Phys. **4**, 215, 1957.; P. Axel, Phys. Rev. **126**, 671, 1962.
- [BBFH] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547, 1957.
- [Bl79] J. Blatt, V. Weisskopf, *Theoretical nuclear physics*, Dover Publications, 1979.
- [Bo36] N. Bohr, Nature **137**, 344, 1936.
- [De01] P. Demetriou and S. Goriely, Nucl. Phys. **A695**, 95, 2001.
- [De02] P. Demetriou, C. Grama and S. Goriely, Nucl. Phys. **A707**, 253, 2002.
- [De07] P. Demetriou, M. Axiotis, *Low-energy nuclear reactions and the alpha-nucleus optical potential: where do we stand?*, Proceedings of Tours Symposium on Nuclear Physics VI, September 5-8, 2006, Tours, France, editors M. Arnould et al., AIP Conference Proceedings 891, N. York 2007, p. 281-288.
- [Fo13] Β. Φωτεινού, Μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίου και Αστρική Πυρηνοσύνθεση, διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π., Αθήνα 2013.
- [Exfr] exfor, Experimental Nuclear Reaction Data, www-nds.iaea.org/exfor.
- [Fr06] C. Frohlich et al., Phys. Rev. **C96**, 142502, 2006.

- [Ga03] Σ. Γαλανόπουλος, Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης των ισοτόπων του Στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση, διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π., Αθήνα 2003.
- [Ge03] GEANT4: A simulation Toolkit, S. Agostnelli et al., Nucl. Instr. Meth. **A506**, 250, 2003.
- [Gi65] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446, 1965.
- [Go01] S. Goriely et al., Atom. Data Nucl. Data Tables **77**, 311, 2001.
- [Go08] S. Goriely, S. Hilaire and A.J. Koning, Phys. Rev. **C78**, 064307, 2008.
- [Gr85] M.K. Grossjean and H. Feldmeier, Nucl. Phys. **A444**, 113, 1985.
- [Gy06] G. Gyurgy et al., Phys. Rev. **C74**, 025805, 2006.
- [He97] R. Heaton et al., Phys. Rev. **C56**, 922, 1997.
- [HF52] W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. **15**, 366, 1952.
- [Ho80] H. M. Hofmann et al., Z. Phys. **A297**, 153, 1980.
- [Ho97] P. E. Hodgson, E. Gadioli and E. Gadioli Erba, *Introductory nuclear physics*, Clarenton Press, 1977.
- [Ig93] A.V. Ignatyuk et al, Phys. Rev. **C47**, 1504, 1993.
- [Il08] Christian Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, Wiley, 2008.
- [Je76] J.P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rep. **C25**, 83, 1977.
- [Je77] J.P. Jeukenne et al., Phys. Rev. **C16**, 80, 1977.
- [Ke06] K.U. Kettner, H. W. Becker, F. Strieder, and C. Rolfs, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys. **32**, 489, 2006.
- [Kn88] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurements*, 2nd edition, July 1988.
- [Ko84] A.M Kobos et al., Nucl. Phys. **A425**, 205, 1984.
- [Ko90] J. Kopecky and M. Uhl, Phys. Rev. **C42**, 1941, 1990.
- [Ko03] A.J Koning and J.P. Delaroche, Nucl. Phys. **A713**, 231, 2003.

- [Ko08b] A.J Koning, S. Hilaire and S. Goriely, Nucl. Phys. **A810**, 13-76, 2008.
- [Ko08] A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, TALYS-1.0, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22-27, 2007, Nice, France, editors O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge, R.Jacqmin, and S.Leray, EDP Sciences, 2008, p. 211-214.
- [Le87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*, Springer-Verlag, 1987.
- [Ma05] M. Mayer, SIMNRA, Version 6.05, Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik, Germany.
- [Mc66] L. McFadden, G.R. Satchler, Nucl. Phys. **84**, 177, 1966.
- [Me97] M. Mehrhoff et al., Nucl. Instr. Meth **B132**, 671, 1997.
- [Mg64] F.K. McGowan, Phys. Rev. **B133**, 910, 1964.
- [Mo98] S. Goriely, in: N. Prantzos, S. Harissopulos (Eds.), *Nuclei in the Cosmos V, Éditions Frontières*, Paris, 1998, p. 314
- [Ne70] J.W. Negele, Phys. Rev. **C1**, 1260, 1970.
- [Pi96] N. Piel et al., Nucl. Instr. Meth **B118**, 186, 1996.
- [Po59] N.T. Porile et al., Phys. Rev. **115**, 939, 1959.
- [Ra02] F. Raiola et al., Phys. Lett. **B547**, 193, 2002.
- [Ro88] C. Rolfs, and W.S. Rodney, *Cauldrons in the cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- [Ru69] F.H. Ruddy et al., Nucl. Phys. **127**, 305, 1969.
- [Sa90] G. R. Satchler, *Introduction to nuclear reactions*, 2nd edition, Macmillan education Ltd, 1990.
- [Sc76] R.R Scheerbaum, Nucl. Phys. **A257**, 77, 1976.
- [Sc82] H. Schmidt et al., Phys. Rev. **C25**, 2888, 1982.
- [Si82] I. Sick, Phys. Lett. **B116**, 212, 1982.

[Sp07] A. Spyrou et al., Phys. Rev. **C76**, 015802, 2007.

[Sy07] Α. Σπύρου, Μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης με σημασία στην πυρηνο-σύνθεση μεσοβαρών πυρήνων, διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π., Αθήνα 2007.

[Ts05] Π. Τσάγκαρη, Μέτρηση της ενεργού διατομής της πυρηνικής αντίδρασης $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$ σε ενέργειες με αστροφυσικό ενδιαφέρον, διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π., Αθήνα 2005.

[TV] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, H. Wolters, and A. Fitzler, Program TV, Institute fur Kernphysic, Universitat zu Koln

[Wa58] S. Watanabe, Nucl. Phys. **8**, 484, 1958.

[We40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. **57**, 472, 1940.

[Zi96] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York, 1985, edition 1996.

