



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΧΗΜΕΙΑΣ»**

**ΕΙΔΙΚΕΥΣΗ « ΦΥΣΙΚΟΧΗΜΕΙΑ »**

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

**Παραγωγή σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια με  
σταθερές και ραδιενεργές δέσμες ενέργειας 15 MeV/A**

**ΑΘΑΝΑΣΙΟΣ ΠΑΠΑΓΕΩΡΓΙΟΥ  
ΧΗΜΙΚΟΣ**

**ΑΘΗΝΑ**

**ΙΟΥΝΙΟΣ 2017**



## **ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

Παραγωγή σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια με σταθερές και ραδιενεργές δέσμες ενέργειας 15 MeV/A

### **ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ**

**A.M.:** 21503

### **ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ

### **ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Ευστάθιος Στυλιάρης, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ)

Νικόλαος Νικολής, (Αναπληρωτής καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Ιωαννίνων)



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζουμε τη συνεχόμενη προσπάθεια μας να μελετήσουμε την παραγωγή σπανίων ισοτόπων με δέσμες βαρέων ιόντων με ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο. οι υπολογισμοί μας βασίζονται σε μια προσέγγιση δύο βημάτων: το δυναμικό στάδιο της σύγκρουσης περιγράφεται είτε με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT, είτε με το μικροσκοπικό μοντέλο COMD. Η αποδιέγερση των θερμών βαρέων θραυσμάτων περιγράφεται με το στατιστικό μοντέλο SMM. Στην αρχή παρουσιάζουμε τα πειραματικά δεδομένα από τις αντιδράσεις με τη σταθερή δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) και στόχους  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{27}\text{Al}$  και τα συγκρίνουμε με τους υπολογισμούς μας. Στη συνέχεια, πραγματοποιήσαμε υπολογισμούς για την ίδια δέσμη με άλλους πλούσιους σε νετρόνια στόχους, όπως το  $^{238}\text{U}$ , και διαπιστώσαμε ότι η πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων μπορεί να οδηγήσει με πολύ πλούσια σε νετρόνια νουκλίδια στην περιοχή μάζας  $A \sim 40-60$ . Παρακινούμενοι από τη μεγάλη ενεργό διατομή παραγωγής του στόχου  $^{238}\text{U}$ , πραγματοποιήσαμε υπολογισμούς και με τη δέσμη  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A). Παρατηρήσαμε ότι μπορούμε να παράγουμε τα ραδιενεργά ισότοπα  $^{46}\text{Ar}$  και  $^{54}\text{Ca}$ , τα οποία μπορούν να επαναεπιταχυνθούν και να συγκρουστούν με έναν άλλον στόχο  $^{238}\text{U}$ , ώστε να συμμετάσχουν σε αντιδράσεις πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων, από τις οποίες μπορούν να παραχθούν εξαιρετικά πλούσια σε νετρόνια και ίσως νέα ισότοπα. Πιστεύουμε ότι η συνεχής πρόοδος στη μελέτη των αντιδράσεων πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων χρησιμοποιώντας δέσμες ενέργειας 15 MeV/A (κάτω από την ενέργεια Fermi), σε συνδυασμό με τις ενισχυμένες δυνατότητες των σημερινών και μελλοντικών επιταχυντικών διατάξεων χαμηλής ενέργειας, μπορούν να παράσχουν νέες ευκαιρίες στην έρευνα των σπανίων ισοτόπων στο κοντινό μέλλον.

**ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ:** Πυρηνικές αντιδράσεις βαρέων ιόντων, Παραγωγή σπανίων ισοτόπων

**ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ:** αντιδράσεις βαρέων ιόντων, πλήρως ανελαστική σύγκρουση, ενεργός διατομή, ραδιενεργές δέσμες, γραμμή κόρου νετρονίων

## ABSTRACT

In the present work we present our continued efforts to study the production of rare isotopes with heavy-ion beams at energy 15 MeV/nucleon. Our calculations are based on a two-step approach: the dynamical stage of the collision is described with either the phenomenological Deep-Inelastic Transfer model (DIT), or with the microscopic Constrained Molecular Dynamics model (CoMD). The de-excitation of the hot heavy projectile fragments is performed with the Statistical Multifragmentation Model (SMM). We first present experimentally acquired production cross sections of neutron-rich nuclides from collisions of a  $^{40}\text{Ar}$  stable beam with targets of  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{27}\text{Al}$  [5] and we compare them with our calculations. Then we performed calculations for the same beam (15 MeV/nucleon) with other neutron rich targets such as  $^{48}\text{Ca}$  and  $^{238}\text{U}$  and find that the multinucleon transfer mechanism leads to very neutron-rich nuclides in mass range  $A \sim 40-60$ . Motivated by the high production cross section of target  $^{238}\text{U}$ , we performed calculation with beam of  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/nucleon). We found that we can produce radioactive beams of  $^{46}\text{Ar}$  and  $^{54}\text{Ca}$  which can be reaccelerated and hit another target of  $^{238}\text{U}$ , participating in reactions of multinucleon transfer which can produce extremely neutron-rich and even new isotopes. We think that our continued progress on the study of multinucleon transfer reactions using beams of 15 MeV/nucleon (below Fermi energy), in combination with enhanced capabilities of present and upcoming low-energy accelerator facilities worldwide can provide new and exciting opportunities in rare isotope research in the near future.

**SUBJECT AREA:** Heavy ion nuclear reactions, rare isotope profuction

**KEYWORDS:** heavy ion nuclear reactions, deep inelastic collisions, cross section, radioactive beams, neutron drip-line



## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Για τη διεκπεραίωση της παρούσας ερευνητικής εργασίας, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή κο Σουλιώτη Γεώργιο για τις πολύτιμες συμβουλές του, για τις πολλές και εποικοδομητικές συζητήσεις που είχαμε κατά τη διάρκεια της, αλλά και για τον ενθουσιασμό του να μου λύνει οποιαδήποτε απορία.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΠΡΟΛΟΓΟΣ</b> .....	16
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1</b>	
<b>Εισαγωγή</b> .....	17
1.1 Ημ εμπειρική εξίσωση μάζας και ενέργεια συνδέσεως .....	19
1.2 Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων .....	22
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2</b>	
<b>Περιγραφή θεωρητικών μοντέλων</b> .....	28
2.1 Εισαγωγή .....	28
2.2 Μοντέλο πλήρως ανελαστικής μεταφοράς (deep inelastic transfer) DIT .....	28
2.3 Μοντέλο CoMD (constraint molecular dynamics) .....	33
2.4 Μοντέλο SMM (statistical multifragmentation model) .....	36
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3</b>	
<b>Περιγραφή πειραματικών διατάξεων</b> .....	38
3.1 Εισαγωγή .....	38
3.2 Περιγραφή του φασματογράφου MARS .....	38
3.3 Περιγραφή του φασματογράφου MAGNEX .....	41
3.4 Τεχνικές διαχωρισμού των ραδιενεργών δεσμών .....	42
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4</b>	
<b>Παρουσίαση και εξήγηση υπολογισμών</b> .....	46
4.1 Εισαγωγή .....	46
4.2 Αντιδράσεις με δέσμη $^{40}\text{Ar}$ (15 MeV/A).....	48
4.3 Αντιδράσεις με δέσμη $^{48}\text{Ca}$ (15 MeV/A).....	67
4.4 Αντιδράσεις με τις ραδιενεργές δέσμες $^{46}\text{Ar}$ και $^{54}\text{Ca}$ (15 MeV/A) .....	71
4.5 Ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων.....	77
4.6 Αντιδράσεις με τη δέσμη $^{70}\text{Zn}$ (15 MeV/A).....	79
4.7 Ανακεφαλαίωση και συμπεράσματα .....	87
<b>ΑΝΑΦΟΡΕΣ</b> .....	89

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1 Πίνακας των νουκλιδίων.....	17
Σχήμα 1.2 Ενεργειακές στάθμες του πυρήνα.....	20
Σχήμα 1.3 Ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο.....	21
Σχήμα 1.4 Μηχανισμοί αντιδράσεων σχετικά με την παράμετρο κρούσης. Σε μεγάλες τιμές της $b$ έχουμε περιφερειακές συγκρούσεις, ενώ σε μικρές έχουμε κεντρικές συγκρούσεις.....	22
Σχήμα 1.5 Σε μια ελαστική σκέδαση η γωνία εκτροπής εξαρτάται από την παράμετρο κρούσης. Όσο μεγαλύτερη είναι η παράμετρος τόσο μικρότερη είναι η γωνία και αντίστροφα. ....	23
Σχήμα 1.6 Η αντίδραση $(d,p)$ . Το πρωτόνιο δέχεται την άπωση Coulomb οπότε απομακρύνεται από τον στόχο.....	24
Σχήμα 1.7 Κατά τη διάρκεια περιστροφής του συμπλέγματος σε μία πλήρως ανελαστική σύγκρουση δημιουργείται ένας λαιμός μεταξύ των πυρήνων, μέσω του οποίου υπάρχει έντονη μεταφορά νουκλεονίων.....	24
Σχήμα 1.8 Μηχανισμοί αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα. ....	26
Σχήμα 1.9 Μοντέλο Participant-spectator της πυρηνικής θραύσης σε υψηλές ενέργειες ( $E > 100$ MeV).....	27
Σχήμα 2.1. Η ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου είναι η κινητική ενέργεια που αντιστοιχεί στο κάθε φρέαρ δυναμικού. ....	29
Σχήμα 2.2. Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα $v_r$ του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης ) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο $xy$ με θετική προβολή στον άξονα $y$ . Τα $\rho$ και $\theta$ χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου. ....	31

Σχήμα 3.1 Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MARS. Τα σύμβολα Qi αναφέρονται σε μαγνητικά τετράπολα και τα Di σε μαγνητικά δίπολα. ....	39
Σχήμα 3.2 Το μαγνητικό τετράπολο εστιάζει τη δέσμη στο κέντρο του. Αποτελείται από δύο αντικριστούς βόρειους και δύο αντικριστούς νότιους μαγνητικούς πόλους. Το σχηματιζόμενο μαγνητικό πεδίο κατευθύνει τη δέσμη στο κέντρο .....	39
Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MAGNEX. Από τα δεξιά προς τα αριστερά βλέπουμε το στόχο, το τετράπολο, το δίπολο και το ανιχνευτικό σύστημα. ....	41
Σχήμα 3.4 Προσομοίωση της πορείας της δέσμης μέσα στο MAGNEX. Η κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό σωματίδιο. ....	42
Σχήμα 3.5 Η πορεία της δέσμης στη μέθοδο ISOL. Αν ο στόχος είναι παχύς, η δέσμη κατευθύνεται αμέσως στην πηγή ιόντων για να ιονιστεί. Αν ο στόχος είναι λεπτός, η δέσμη επιβραδύνεται πρώτα σε αέριο (όπου μπορεί και να ιονιστεί ώστε να μην περάσει από την πηγή ιόντων) ή στερεό συλλέκτη και στη συνέχεια ιονίζεται. ....	44
Σχήμα 4.1 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z = 12-19$ για τις αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$ ( μαύροι κλειστοί κύκλοι), $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ (κοκκινοί ανοιχτοί κύκλοι) και $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ (μπλε ανοιχτά τετράγωνα).....	47
Σχήμα 4.2 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z = 12-19$ που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{27}\text{Al}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).....	49
Σχήμα 4.3 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z = 12-19$ που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{58}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).....	50
Σχήμα 4.4 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z = 12-19$ που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).....	52

Σχήμα 4.5 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς COMD/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή) και CSMD/SMM (μπλε γραμμή με εναλλασσόμενες τελείες και παύλες).....54

Σχήμα 4.6 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και COMD/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).....56

Σχήμα 4.7 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{48}\text{Ca}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ .....58

Σχήμα 4.8 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{50}\text{Ti}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ .....59

Σχήμα 4.9 Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  ( κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  και με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  (ανοιχτά μπλε σημεία).....61

Σχήμα 4.10 (a) Υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών για τα θραύσματα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  συναρτήσει της μάζας τους. Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου KOBRA. (b) Όπως και στο διάγραμμα (a) αλλά για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .....63

Σχήμα 4.11 Υπολογισμένες ιδιότητες των ψευδοβλημάτων από το DIT. (a) Μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  ( διακεκομμένη πράσινη γραμμή). (b) Μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  ( διακεκομμένη πράσινη γραμμή). (c) Μέση

τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  ( διακεκομμένη πράσινη γραμμή).65

Σχήμα 4.12 Αναπαράσταση των υπολογισμένων ενεργών διατομών των ψευδοβλημάτων από το DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από τους ανοιχτούς κύκλους, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ .....66

Σχήμα 4.13 Υπολογισμοί DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) COMD/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και CSMD/SMM (πράσινη διακεκομμένη γραμμή) για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ .....68

Σχήμα 4.14 Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή),  $^{208}\text{Pb}$  (διακεκομμένη κίτρινη γραμμή),  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) σε σύγκριση με τις πειραματικές κατανομές της αντίδρασης  $^{48}\text{Ca}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  (ανοιχτά μπλε σημεία). .....70

Σχήμα 4.15 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). .....72

Σχήμα 4.16 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) μαζί με τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). .....73

Σχήμα 4.17 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). .....75

Σχήμα 4.18 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) συγκρινόμενοι με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). .....76

Σχήμα 4.19 Υπολογισμοί για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή). .....80

Σχήμα 4.20 Υπολογισμοί για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή).  
.....81

Σχήμα 4.21 Υπολογισμένες ιδιότητες των ψευδοβλημάτων από το DIT. (a) Μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). (b) Μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). (c) Μέση τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). ...83

Σχήμα 4.22 Αναπαράσταση των υπολογισμένων ενεργών διατομών των ψευδοβλημάτων από το DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{70}\text{Zn}$  (15MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από τους ανοιχτούς κύκλους, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ .....84

Σχήμα 4.23 (a) Υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών για τα θραύσματα της αντίδρασης  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  συναρτήσει της μάζας τους. Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε μια πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου MAGNEX. (b) Όπως και στο διάγραμμα (a) αλλά για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$ .....86

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 4.1 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .....77

Πίνακας 4.2 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ . ....78

Πίνακας 4.3 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .....78

## **ΠΡΟΛΟΓΟΣ**

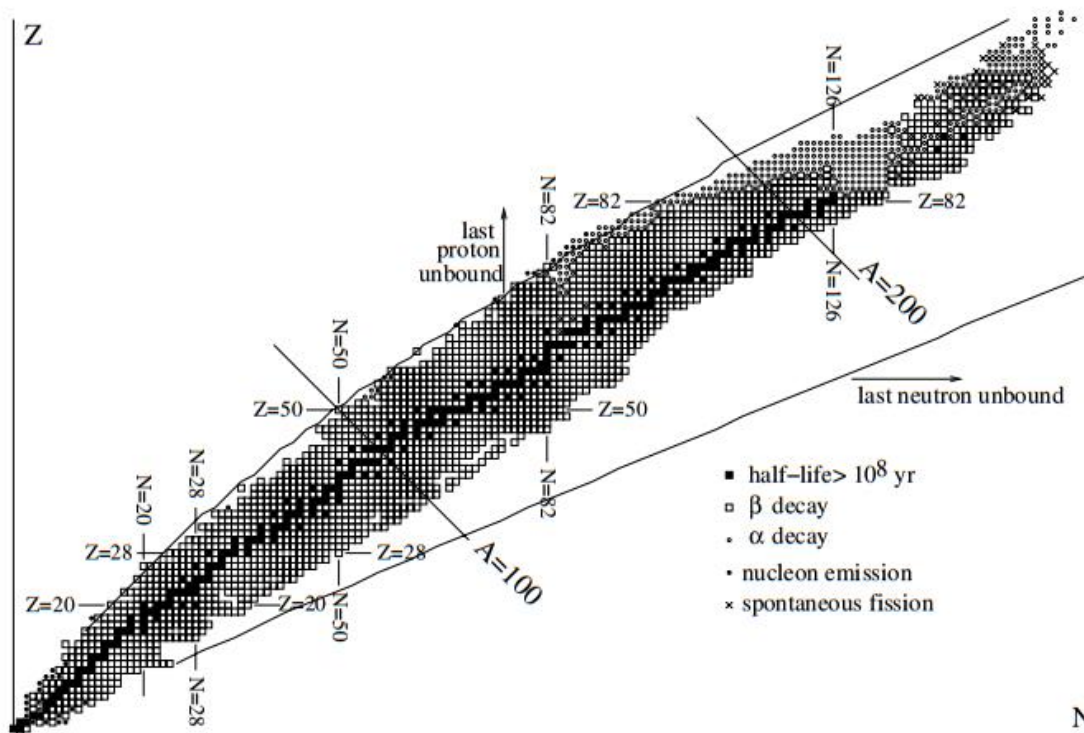
Οι υπολογισμοί της παρούσας εργασίας διεκπεραιώθηκαν στον τομέα φυσικοχημείας του τμήματος Χημείας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών.



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

## Εισαγωγή

Περίπου έναν αιώνα μετά την έλευση της πυρηνικής φυσικής έχουν παραχθεί και διερευνηθεί σχεδόν οι μισοί των θεωρητικώς προβλεπόμενων 7000 δέσμια πυρήνων. Τα β-σταθερά νουκλίδια (μαύρα τετράγωνα), τα οποία υπάρχουν στη φύση, αποτελούν ένα πολύ μικρό τμήμα όλων των νουκλιδίων μεταξύ των δύο θεωρητικώς υπολογισμένων οριακών γραμμών, δηλαδή της γραμμής κόρου πρωτονίων (proton drip line) και της γραμμής κόρου νετρονίων (neutron drip line), όπως βλέπουμε και στον πίνακα των νουκλιδίων στο σχήμα 1.1. Οι πυρήνες μακριά από τη γραμμή της β-σταθερότητας δεν υπάρχουν ελεύθεροι στη φύση και για να μελετηθούν πρέπει να δημιουργηθούν στο εργαστήριο με τις κατάλληλες πυρηνικές αντιδράσεις. Οι περισσότεροι ραδιενεργοί πυρήνες που έχουν παραχθεί είναι πλούσιοι σε πρωτόνια και έχουν δημιουργηθεί κυρίως με αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ή spallation [1]. Αντίθετα, προς την πλευρά της γραμμής κόρου νετρονίων έχει παραχθεί μόνο ένας σχετικά μικρός αριθμός πυρήνων, όπως βλέπουμε και στον πίνακα των νουκλιδίων.



Σχήμα 1.1 Πίνακας των νουκλιδίων.

Για τον παραπάνω λόγο, η πρόσβαση και η μελέτη καινούριων περιοχών του πίνακα των νουκλιδίων, κυρίως προς την πλευρά της γραμμής κόρου νετρονίων, είναι μια από τις σημαντικότερες προσπάθειες έρευνας του κλάδου της πυρηνικής φυσικής. Η προσπάθεια μελέτης των πυρήνων με πλεόνασμα νετρονίων (neutron-rich nuclei) μας δίνει τη δυνατότητα να κατανοήσουμε πτυχές της πυρηνικής δομής μέσω της αύξησης του λόγου του αριθμού των νετρονίων προς τον αριθμό των πρωτονίων ( $N/Z$ ) [2], καθώς και να διευκρινιστούν σημαντικές διεργασίες της πυρηνοσύνθεσης [3], ιδιαίτερως της διεργασίας της ταχείας σύλληψης νετρονίων (*r*-process) [4-6]. Η συγκεκριμένη διαδικασία λαμβάνει χώρα σε περιβάλλοντα μεγάλης πυκνότητας και θερμοκρασίας, όπως οι υπερκαινοφανείς αστέρες (supernovae) [7], και είναι υπεύθυνη για τη σύνθεση των στοιχείων βαρύτερων του σιδήρου. Ξεκινώντας από έναν ελαφρύ πυρήνα, συνεχής σύλληψη νετρονίων λαμβάνει χώρα, φτάνοντας σε πολύ πλούσιους σε νετρόνια πυρήνες στα όρια της σταθερότητας, οι οποίοι υπόκεινται β-διάσπαση. Στη συνέχεια έχουμε πάλι συνεχή σύλληψη νετρονίων και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να φτάσουμε σε βαρείς πυρήνες της περιοχής του ουρανού.

Επίσης, οι αντιδράσεις που επάγονται από πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια μπορούν να μας παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες για την εξάρτηση της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου από το *isospin*, το οποίο περιγράφεται ως  $I = (N - Z)/2$  και έτσι να εξάγουμε πληροφορίες για την καταστατική εξίσωση της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης [8-11], η οποία είναι βασικό στοιχείο για τη μελέτη διάφορων αστροφυσικών φαινομένων, όπως οι supernovae και οι αστέρες νετρονίων [12,13].

Στο παρελθόν, οι μελέτες και τα πειράματα πυρηνικών αντιδράσεων περιορίζονταν μόνο στη χρήση σταθερών δεσμών. Πλέον, νέες διαστάσεις της πυρηνικής φυσικής ανακαλύφθηκαν με την ανάπτυξη εγκαταστάσεων δευτερευόντων δεσμών, οι οποίες παρέχουν ραδιενεργά βλήματα με ενέργειες πάνω από το φράγμα Coulomb [14,15]. Η χρήση ραδιενεργών δεσμών μας έχει βοηθήσει πολύ στην ανακάλυψη πολύ πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων αλλά και νέων εξωτικών πυρήνων [16].

Με σκοπό την κατανόηση του τρόπου παραγωγής και διαχωρισμού των σπανίων ισοτόπων, η παρούσα εργασία παρουσιάζει λεπτομερή περιγραφή πειραματικών διατάξεων και υπολογισμούς που έγιναν με τα μοντέλα DIT [17], COMD [18,19] και SMM [20,21], τα οποία στη συνέχεια θα περιγραφούν. Η ενέργεια βλήματος είναι κάτω από την ενέργεια Fermi, καθώς σε αυτή την ενέργεια φαίνεται, και από παλαιότερες εργασίες [22-25], να ευνοείται η πολλαπλή ανταλλαγή νουκλεονίων (multinucleon transfer), η οποία μπορεί να οδηγήσει σε πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα [26-28]. Προτού προχωρήσουμε, όμως, ας δούμε κάποιες σημαντικές έννοιες.

## 1.1 Η ημιεμπειρική εξίσωση μάζας και ενέργεια συνδέσεως

Υπάρχουν δύο βασικές προσεγγίσεις για την περιγραφή της πυρηνικής δομής, η κβαντομηχανική και η κλασική. Η κβαντομηχανική προσέγγιση περιγράφεται από το μοντέλο *Πρότυπου Αερίου Fermi*, το οποίο περιγράφει τον πυρήνα σαν ένα σύνολο μη αλληλεπιδρόντων φερμιονίων, και το *Μοντέλο των Φλοιών (Shell model)*, το οποίο θεωρεί ότι ο πυρήνας αποτελείται από φλοιούς [29]. Η μακροσκοπική προσέγγιση περιγράφεται από το *Πρότυπο Υγρής Σταγόνας*, το οποίο περιγράφει προσεγγιστικά το μέγεθος και τη σταθερότητα του πυρήνα μέσω της ενέργειας συνδέσεως.

Η ενέργεια συνδέσεως ορίζεται ως το έργο που χρειάζεται για να διαχωριστεί ο πυρήνας σε μεμονωμένα νουκλεόνια:

$$BE(A,Z) = [Zm_p + Zm_e + (A-Z)m_n - M(A,Z)] c^2 \quad (1.1)$$

όπου  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $m_e$  οι μάζες του πρωτονίου, του νετρονίου και του ηλεκτρονίου σε μη δέσμιο σύστημα,  $M(A,Z)$  η πυρηνική μάζα του  ${}^A_Z$  και  $c$  η ταχύτητα του φωτός. Στο μοντέλο της υγρής σταγόνας, η αριθμητική τιμή της ενέργειας συνδέσεως δίνεται από την *ημιεμπειρική εξίσωση μάζας*:

$$BE(A,Z) = \alpha_v A - \alpha_s A^{2/3} - \alpha_c (Z^2/A^{1/3}) - \alpha_a [(N-Z)^2/A] \pm \Delta \quad (1.2)$$

Προκειμένου να εξαχθεί η παραπάνω σχέση, ο πυρήνας έχει θεωρηθεί σαν σύνολο σωματιδίων που συμπεριφέρονται σαν άτομα ή μόρια σε υγρή σταγόνα. Οι όροι που αποτελούν την εξίσωση, με τη σειρά, είναι οι εξής:

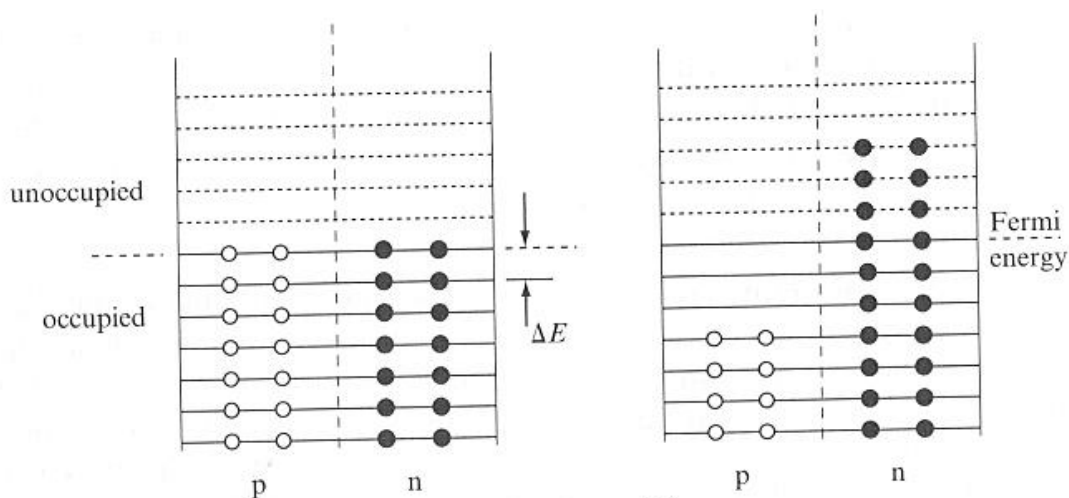
**Όρος όγκου:** Το κάθε νουκλεόνιο αλληλεπιδρά μέσα στον πυρήνα με τα γειτονικά του νουκλεόνια μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης, συνεισφέροντας θετικά στην ενέργεια του πυρήνα. Ο συντελεστής  $\alpha_v$  εκφράζει την ενεργειακή συνεισφορά του κάθε νουκλεονίου και η τιμή του έχει βρεθεί πειραματικά  $\alpha_v = 15.753$  MeV.

**Όρος επιφανείας:** Τα νουκλεόνια που βρίσκονται στην επιφάνεια του πυρήνα, δεν περιβάλλονται περιμετρικά από άλλα νουκλεόνια, οπότε συνεισφέρουν πολύ λιγότερο στην ενέργεια του πυρήνα. Για αυτό το λόγο πρέπει να αφαιρεθεί ένας όρος ανάλογος της επιφάνειας του πυρήνα. Εφόσον θεωρούμε τον πυρήνα σφαιρικό, η επιφάνειά του να είναι  $S=4\pi R^2$ . Η ακτίνα του πυρήνα δίνεται από τη σχέση  $R=r_0 A^{1/3}$ , όπου  $r_0 = 1.2$  fm. Άρα  $4\pi R^2 \propto A^{2/3}$ , παράγοντας ο οποίος πολλαπλασιάζεται με τη σταθερά  $\alpha_s = 17.804$  MeV.

**Όρος Coulomb:** Ο όρος αυτός αναφέρεται στη μείωση της σταθερότητας του πυρήνα εξαιτίας της απωστικής δύναμης Coulomb μεταξύ των θετικώς ηλεκτρικά φορτισμένων πρωτονίων. Η ενέργεια Coulomb για μια ομοιόμορφη σφαίρα δίνεται  $E = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi R \epsilon_0}$ , όπου αν αντικαταστήσουμε το  $R$  προκύπτει  $E = 0.72 Z^2/A^{1/3}$  με  $\alpha_c = 0.72$  MeV.

**Όρος ασυμμετρίας:** Ο όρος αυτός είναι καθαρά κβαντομηχανικός και οφείλεται στη φερμιονική φύση των πρωτονίων και των νετρονίων. Η μορφή του

πηγάζει από την απαγορευτική αρχή του Pauli και από τη διαφορά της αλληλεπίδρασης μεταξύ όμοιων και ανόμοιων νουκλεονίων ( πιο συγκεκριμένα η ισχύς της αλληλεπίδρασης είναι  $n-p > n-n > p-p$ ). Θεωρούμε ότι τα νετρόνια και τα πρωτόνια καταλαμβάνουν ανά δύο τα ενεργειακά επίπεδα του πυρήνα, τα οποία ισαπέχουν κατά  $\Delta E$ , (σχήμα 1.2) και ότι έχουμε  $N=Z=A/2$ . Τότε τα νουκλεόνια καταλαμβάνουν ανά ζεύγη την χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση, το υψηλότερο επίπεδο της οποίας καλείται κατάσταση Fermi (Fermi level). Για να μετατραπεί ένα πρωτόνιο σε νετρόνιο, ή το αντίστροφο, πρέπει να καταναλωθεί ενέργεια ίση με  $(N - Z)\Delta E/2$ . Η ενεργειακή απόσταση  $\Delta E$ , όμως, μειώνεται όσο αυξάνεται το  $A$  οπότε  $\Delta E \propto 1/A$ . Από αυτά προκύπτει ότι όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά του αριθμού των νετρονίων και των πρωτονίων, τόσο πιο πολύ αποστεθεροποιείται ο πυρήνας. Ο συντελεστής  $\alpha = 23.69$  MeV έχει υπολογιστεί πειραματικά.



Σχήμα 1.2 Ενεργειακές στάθμες του πυρήνα

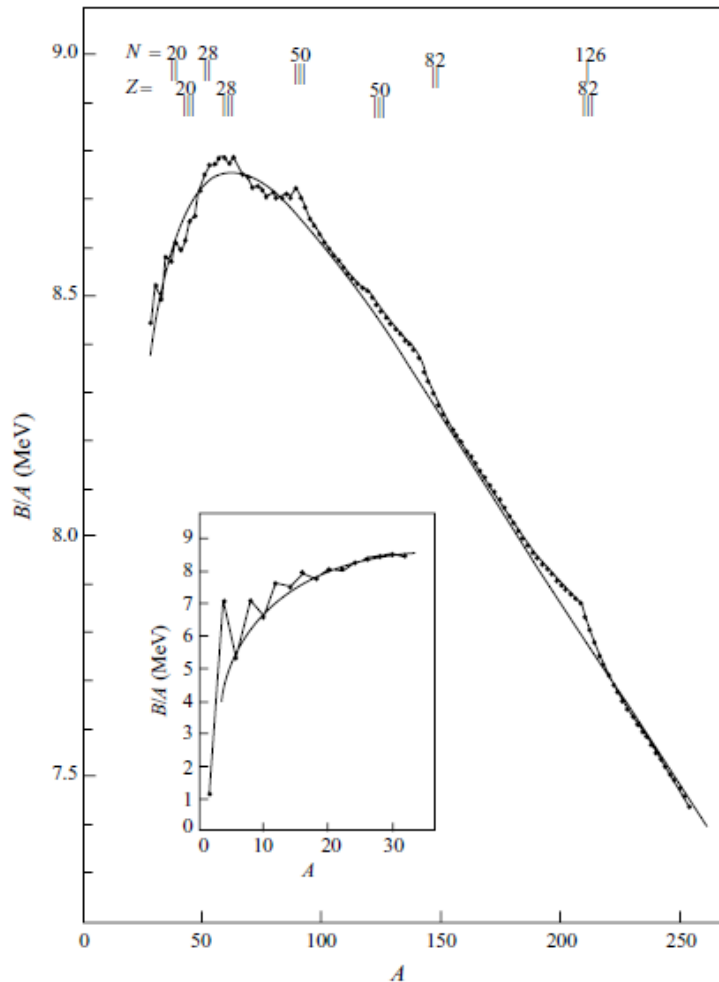
**Όρος σύζευξης:** Ο τελευταίος όρος στηρίζεται επίσης σε κβαντικά φαινόμενα και συγκεκριμένα στην τάση των νουκλεονίων να σχηματίζουν ζεύγη μηδενικού spin. Γίνεται μηδενικός για πυρήνες με περιττό αριθμό νουκλεονίων, ενώ για τους άρτιους-άρτιους (πρωτόνια-νετρόνια) γίνεται  $11/A^{1/2}$  MeV και για τους περιττούς-περιττούς γίνεται  $-11/A^{1/2}$  MeV.

Έχοντας υπολογίσει την ενέργεια συνδέσεως ενός πυρήνα μπορούμε να υπολογίσουμε την *ενέργεια συνδέσεως ανά νουκλεόνιο*:

$$BE(A,Z)/A \quad (1.3)$$

η οποία εκφράζει τη σταθερότητα ενός πυρήνα. Δηλαδή, όσο πιο ισχυρά δέσμιος είναι ένας πυρήνας, τόσο πιο μεγάλη είναι η τιμή της. Η σχέση της  $BE/A$  φαίνεται στο σχήμα 1.3. Παρατηρούμε ότι οι σταθερότεροι πυρήνες βρίσκονται στην περιοχή όπου  $Z \sim 28$  και  $A \sim 60$ , επομένως οι βαρύτεροι πυρήνες θα μπορούσαν να πλησιάσουν στην περιοχή αυτή και να αυξήσουν τη σταθερότητά τους μέσω σχάσης ή ραδιενεργού διάσπασης  $\alpha$  και οι ελαφρύτεροι μέσω σύντηξης. Η μορφή του γραφήματος προκύπτει από τη μικρή εμβέλεια της ισχυρής αλληλεπίδρασης και την

αύξηση της ενέργειας Coulomb λόγω της αύξησης του αριθμού των πρωτονίων στους βαρείς πυρήνες.



Σχήμα 1.3 Ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο

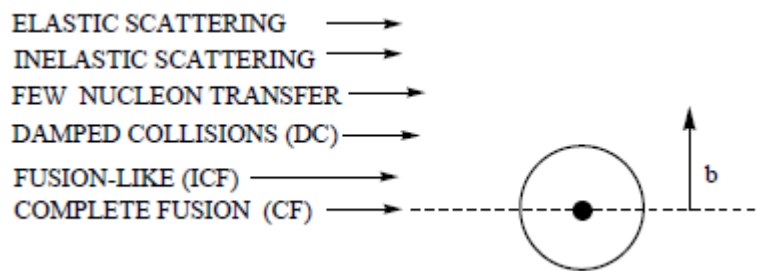
Τέλος, μέσω της ενέργειας συνδέσεως μπορούμε να υπολογίσουμε και την ενέργεια διαχωρισμού νετρονίου,  $S_n$ , και πρωτονίου,  $S_p$ , δηλαδή το έργο που απαιτείται για να αποσπαστεί από τον πυρήνα το κάθε νουκλεόνιο:

$$S_n = BE(A,Z) - BE(A-1,Z) \quad (1.4)$$

$$S_p = BE(A,Z) - BE(A-1,Z-1) \quad (1.5)$$

## 1.2 Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων

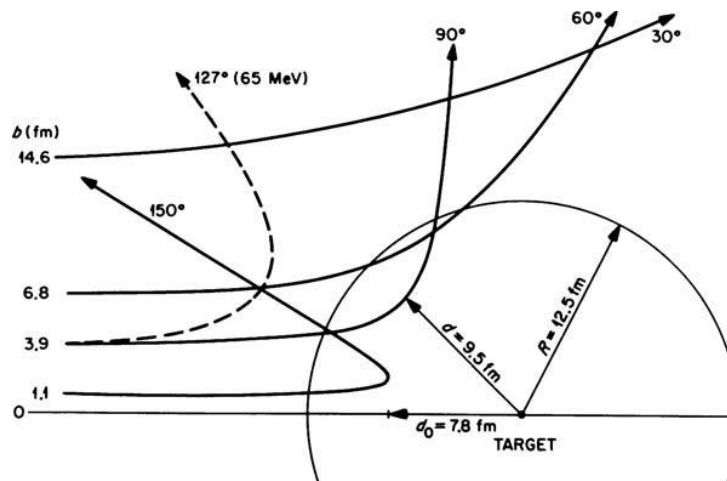
Οι μηχανισμοί των πυρηνικών αντιδράσεων μπορούν να χωριστούν σε δύο γενικές κατηγορίες: στις αντιδράσεις χαμηλών ενεργειών, όπου η κύρια αλληλεπίδραση μεταξύ των πυρήνων είναι το μέσο πεδίο που νοιώθει ο καθένας από τους δύο, και στις αντιδράσεις υψηλών ενεργειών, όπου η αλληλεπίδραση μεταξύ των νουκλεονίων των πυρήνων παίζει πολύ σημαντικό ρόλο. Στη συγκεκριμένη εργασία θα ασχοληθούμε με τις αντιδράσεις χαμηλών ενεργειών, οι οποίες βρίσκονται κοντά ή λίγο πάνω από την ενέργεια κατωφλίου ή το φράγμα Coulomb. Στο σχήμα 1.4 φαίνονται οι διάφοροι μηχανισμοί που μπορεί να λάβουν χώρα ανάλογα με την παράμετρο κρούσης της αντίδρασης [30].



Σχήμα 1.4 Μηχανισμοί αντιδράσεων σχετικά με την παράμετρο κρούσης. Σε μεγάλες τιμές της  $b$  έχουμε περιφερειακές συγκρούσεις, ενώ σε μικρές έχουμε κεντρικές συγκρούσεις.

### Ελαστική σκέδαση (elastic scattering)

Η ελαστική σκέδαση, ή αλλιώς σκέδαση Rutherford, είναι η απλούστερη αλληλεπίδραση βλήματος-στόχου. Οι δύο πυρήνες απλώς εκτρέπονται κατά μια γωνία, η οποία εξαρτάται από την παράμετρο κρούσης (σχήμα 1.5), εξαιτίας της άπωσης Coulomb που υφίσταται ο ένας από τον άλλον, χωρίς να μεταβάλλεται ούτε ο αριθμός των νουκλεονίων του κάθε πυρήνα αλλά ούτε και οι ενεργειακές καταστάσεις τους (οι πιο κεντρικές τροχιές αναφέρονται σε βλήματα με ενέργεια κάτω από το φράγμα Coulomb).



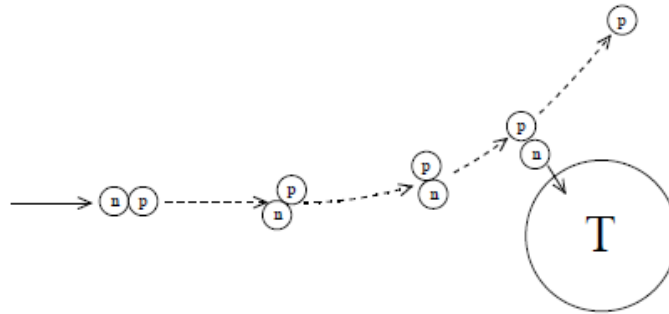
Σχήμα 1.5 Σε μια ελαστική σκέδαση η γωνία εκτροπής εξαρτάται από την παράμετρο κρούσης. Όσο μεγαλύτερη είναι η παράμετρος τόσο μικρότερη είναι η γωνία και αντίστροφα.

### Ανελαστική σκέδαση (inelastic scattering)

Σε μικρότερες παραμέτρους κρούσης παρατηρείται μία αλληλεπικάλυψη των επιφανειών των πυρήνων, με αποτέλεσμα να υφίστανται εντονότερα το πυρηνικό δυναμικό. Στις ανελαστικές σκεδάσεις δεν παρατηρούνται μεταβολές στον ατομικό ή μαζικό αριθμό των πυρήνων, όμως, λόγω αυτής της εντονότερης επίδρασης του πυρηνικού δυναμικού, παρατηρούνται μεταβολές στα ενεργειακά επίπεδα τόσο του βλήματος, όσο και του στόχου.

### Επιφανειακή μεταφορά νουκλεονίων

Οι αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στην πυρηνική επιφάνεια ονομάζονται άμεσες αντιδράσεις (direct reactions). Τέτοιες είναι η αντιδράσεις απόσπασης, δηλαδή η μεταφορά ενός νουκλεονίου από το βλήμα στον στόχο, όπως μια (d,p) αντίδραση (σχήμα 1.6), και οι αντιδράσεις σύλληψης, δηλαδή η μεταφορά ενός νουκλεονίου από τον στόχο στο βλήμα.

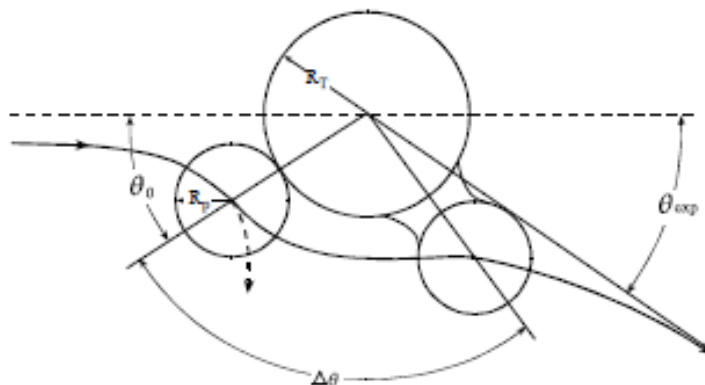


Σχήμα 1.6 Η αντίδραση (d,p). Το πρωτόνιο δέχεται την απώση Coulomb οπότε απομακρύνεται από τον στόχο.

Αντιδράσεις απόσπασης μπορούν επίσης να συμβούν και σε βαρέα βλήματα, παρέχοντας πληροφορίες για την πυρηνική δομή σε μεγάλες τιμές στροφορμής.

### Πλήρως ανελαστική σύγκρουση (Damped collision ή deep inelastic collision)

Σε ενδιάμεσες τιμές της παραμέτρου κρούσης η επικάλυψη των δύο πυρήνων γίνεται τόσο μεγάλη, ώστε η ισχυρή αλληλεπίδραση να ανταγωνίζεται την απωστική δύναμη Coulomb και τις φυγόκεντρες δυνάμεις. Όταν αυτές οι δυνάμεις εξισορροπηθούν τότε μπορεί να σχηματιστούν διπυρηνικά συστήματα με σχετικά μικρό χρόνο ζωής. Όμως αυτό το σύμπλεγμα επιζεί αρκετά ώστε να περιστραφεί μερικώς και να υπάρξει κάποια μεταβολή στην ενέργεια του πριν διασπαστεί σε δύο κομμάτια. Η γωνία περιστροφής εξαρτάται από την παράμετρο κρούσης. Μικρότερες τιμές της  $b$  οδηγούν σε δυνατότερες αλληλεπιδράσεις και συνεπώς μεγαλύτερους χρόνους περιστροφής, ενισχύοντας τη μεταφορά νουκλεονίων και τη μεταβολή της ενέργειας.



Σχήμα 1.7 Κατά τη διάρκεια περιστροφής του συμπλέγματος σε μία πλήρως ανελαστική σύγκρουση δημιουργείται ένας λαιμός μεταξύ των πυρήνων, μέσω του οποίου υπάρχει έντονη μεταφορά νουκλεονίων.

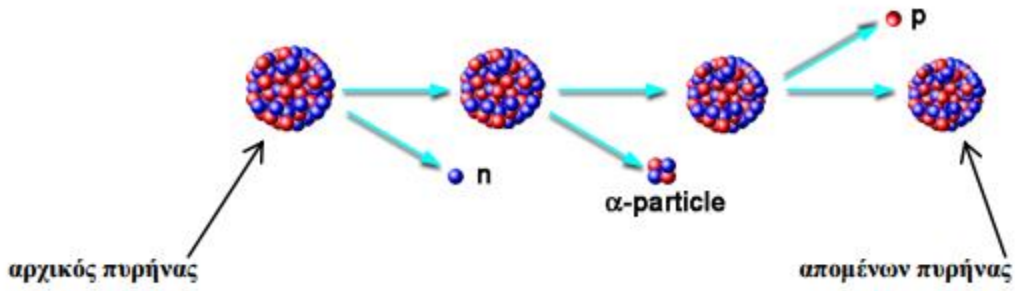


Κατά τη διάρκεια της κρούσης, σχηματίζεται ένας λαιμός μεταξύ των πυρήνων ο οποίος επιτρέπει τη μεταφορά νετρονίων και πρωτονίων από το βλήμα στο στόχο και αντίστροφα (σχήμα 1.7). Η μεταφορά αυτή είναι στατιστική, γεγονός το οποίο έχει σαν αποτέλεσμα η ισοτοπική κατανομή των προϊόντων να εκτείνεται σε ένα ευρύ φάσμα από projectile-like, δηλαδή με μάζα παρόμοια του βλήματος, και target-like, δηλαδή με μάζα παρόμοια του στόχου, θραύσματα. Αυτό το φαινόμενο μας έχει δώσει τη δυνατότητα να παράγουμε και να ανιχνεύσουμε ένα μεγάλο αριθμό εξωτικών πυρήνων, δηλαδή πυρήνων που βρίσκονται μακριά από την κοιλιάδα σταθερότητας στον πίνακα των νουκλιδίων. Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι στο συγκεκριμένο μηχανισμό η ενεργός διατομή εξαρτάται άμεσα από τον ατομικό αριθμό  $Z$  των προϊόντων. Δηλαδή όσο πιο απομακρυσμένο είναι το προϊόν από το αρχικό βλήμα τόσο μικρότερη θα είναι και η ενεργός διατομή. Οι αντιδράσεις αυτές είναι γνωστές και ως αντιδράσεις πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer) και είναι αυτές που θα μας απασχολήσουν κυρίως στην παρούσα εργασία.

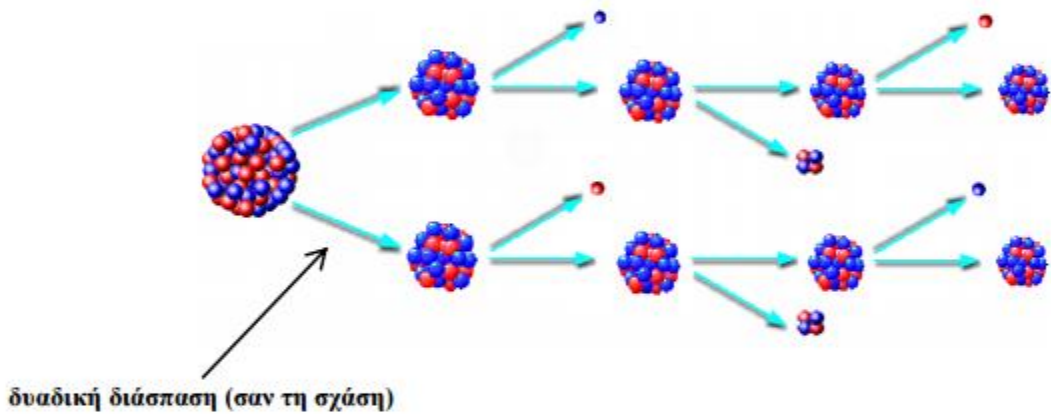
### **Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα**

Σε ακόμα πιο κεντρικές συγκρούσεις ( $b \approx 0$ ) η ενέργεια του βλήματος μεταφέρεται τυχαία σε όλα τα νουκλεόνια του στόχου, σχηματίζοντας ένα διεγερμένο βαρύ κατάλοιπο. Αν υπάρξει πλήρης αμαλγάμωση του βλήματος και του στόχου έχουμε αντίδραση πλήρους σύντηξης. Στην περίπτωση που ο σύνθετος πυρήνας βρίσκεται σε κάποια διεγερμένη κατάσταση αρκετά ψηλότερα από την ενέργεια κατωφλίου παρατηρείται το φαινόμενο της στατιστικής διάσπασης, κατά το οποίο εκπέμπονται κυρίως πρωτόνια, νετρόνια ή σωματίδια  $\alpha$  από τον πυρήνα. Άλλοι τρόποι αποδιέγερσης είναι επίσης η δυαδική διάσπαση, κατά την οποία ο διεγερμένος πυρήνας σπάει σε δύο θραύσματα, τα οποία στη συνέχεια ακολουθούν τη διαδικασία της στατιστικής διάσπασης, και η πολλαπλή θραύση, κατά την οποία ο πυρήνας σπάει ταυτόχρονα σε πολλά μικρότερα κομμάτια (Εικόνα 11).

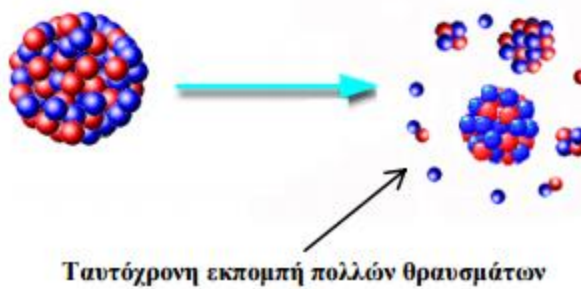
**Διαδοχική «Εξάτμιση»:  $E^*/A < 2 \text{ MeV}$**



**Διαδοχική Δυαδική Διάσπαση:  $E^*/A \sim 2-3 \text{ MeV}$**



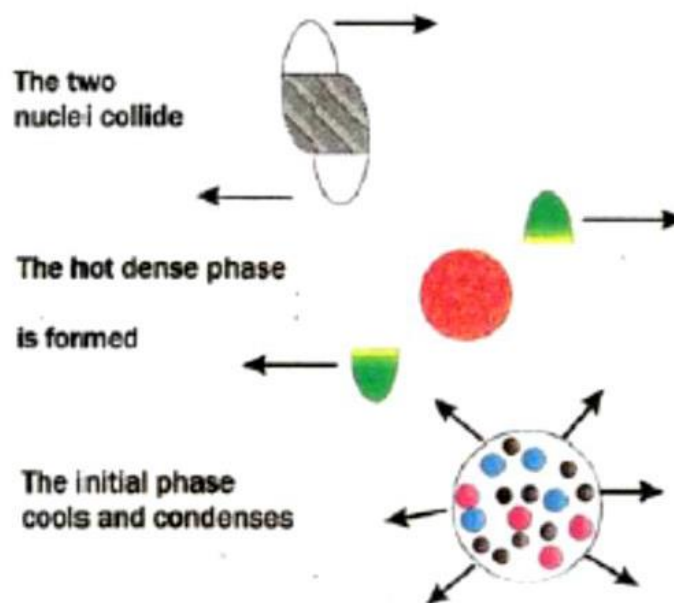
**Πολλαπλή Θραύση (Multifragmentation):  $E^*/A > 4 \text{ MeV}$**



Σχήμα 1.8 Μηχανισμοί αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα.

## Αντιδράσεις υψηλών ενεργειών

Μία αντίδραση θεωρείται υψηλής ενέργειας όταν υπερβαίνει κατά πολύ την ενέργεια Fermi των νουκλεονίων του πυρήνα ( $E \sim 35 \text{ MeV}$ ). Σε αυτή την περίπτωση το μήκος κύματος DeBroglie των νουκλεονίων του βλήματος γίνεται πολύ μικρό, οπότε είναι προφανές ότι θα αλληλεπιδρούν το κάθε ένα ξεχωριστά με τα νουκλεόνια του στόχου. Για το λόγο αυτό σπάνια συναντάμε περίπτωση σύνθετου πυρήνα στις αντιδράσεις υψηλών ενεργειών ( $E > 100 \text{ MeV}$ ). Αντ' αυτού περιμένουμε άμεσες αντιδράσεις σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Αυτό που παρατηρείται συνήθως είναι συνεχόμενες συγκρούσεις μεταξύ των νουκλεονίων που έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός καταρράκτη νουκλεονίων με αποτέλεσμα την διαφυγή μερικών από τη σύστημα του πυρήνα. Αυτές οι αντιδράσεις μπορούν να περιγραφούν μέσω του μοντέλου συμμετέχοντα-παρατηρητή (Participant-spectator model). Ως συμμετέχων ορίζεται η περιοχή των νουκλεονίων του στόχου και του βλήματος που αλληλεπικαλύπτονται, ενώ ως παρατηρητής ορίζεται το υπόλειμμα των δύο πυρήνων που βρίσκεται εκτός αυτής της περιοχής. Οι συμμετέχοντες σχηματίζουν μία θερμή σφαίρα, η οποία στη συνέχεια αποδιεγείρεται εκπέμποντας νουκλεόνια ή θραύσματα.



Σχήμα 1.9 Μοντέλο Participant-spectator της πυρηνικής θραύσης σε υψηλές ενέργειες ( $E > 100 \text{ MeV}$ ).

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### Περιγραφή θεωρητικών μοντέλων

#### 2.1 Εισαγωγή

Εξίσου σημαντική με την καταγραφή και την ερμηνεία των πειραματικών δεδομένων για την κατανόηση του μηχανισμού μιας πυρηνικής αντίδρασης είναι και η ανάπτυξη των αντίστοιχων θεωρητικών και υπολογιστικών μοντέλων. Τα μοντέλα αυτά, εφόσον εξακριβωθεί η ορθότητα τους μετά από σύγκριση με πειραματικά δεδομένα, μπορούν να μας παρέχουν μια πρόβλεψη για τα πιθανά αποτελέσματα μελλοντικών πειραμάτων. Ως εκ τούτου αποτελούν ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο στην προσπάθεια μας να κατανοήσουμε πολύπλοκους μηχανισμούς, όπως αυτοί των αντιδράσεων βαρέων ιόντων. Παρακάτω θα περιγραφθούν αναλυτικά τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία τόσο για το δυναμικό στάδιο της μεταφοράς νουκλεονίων, όσο και για το στάδιο της αποδιέγερσης.

#### 2.2 Μοντέλο πλήρως ανελαστικής μεταφοράς (deep inelastic transfer) DIT

Το συγκεκριμένο μοντέλο, το οποίο προτάθηκε από τον Tassan-Got [17], πρόκειται για ένα φαινομενολογικό μοντέλο το οποίο μπορεί να περιγράψει τη στοχαστική ανταλλαγή νουκλεονίων στις περιφερειακές αντιδράσεις μεταξύ δύο πυρήνων. Στο DIT το βλήμα και ο στόχος θεωρούνται σφαιρικά και προσεγγίζει το ένα το άλλο σε τροχιές Coulomb, έως ότου φτάσουν στην εμβέλεια της πυρηνικής αλληλεπίδρασης. Σε αυτό το σημείο το σύστημα αναπαρίσταται ως δύο αέρια Fermi σε επαφή. Τότε ανοίγει ένα παράθυρο μεταξύ των δύο πυρήνων, το οποίο εξαρτάται από τα δυναμικά τους, και λαμβάνει χώρα η στοχαστική μεταφορά νουκλεονίων, η οποία βασίζεται στη μέθοδο Monte Carlo [31]. Η μεταφορά αυτή οδηγεί σε διάχυση ενέργειας και στατιστικές διακυμάνσεις.

Η διατήρηση της συνολικής ενέργειας οδηγεί στην ακόλουθη εξίσωση για τις διακυμάνσεις των διαφόρων ειδών ενέργειας:

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 + \Delta E^*_1 + \Delta E^*_2 + \Delta K + \Delta U = 0 \quad (2.1)$$

Οι δύο πρώτοι όροι αντιπροσωπεύουν τις μεταβολές της περίσσειας μάζας των δύο πυρήνων στις θεμελιώδεις καταστάσεις τους όπως εξάγονται από τους πίνακες μάζας των νουκλιδίων. Οι επόμενοι δύο όροι σχετίζονται με την ενέργεια διέγερσης. Ο όρος

$$\Delta E^*_1 = \varepsilon_{F1} - \varepsilon_1 \quad (2.2)$$

είναι η διέγερση «οπής», δηλαδή το κενό που αφήνει το μεταφερόμενο νουκλεόνιο στον πυρήνα δότη, και ο όρος

$$\Delta E^*_2 = \epsilon_2 - \epsilon_{F2} \quad (2.3)$$

είναι η διέγερση σωματιδίου, από το επιπλέον νουκλεόνιο που προστίθεται στον πυρήνα δέκτη. Στις εξισώσεις (2) και (3) οι όροι  $\epsilon_{F1}$  και  $\epsilon_{F2}$  είναι τα ενεργειακά επίπεδα που αντιστοιχούν στην ενέργεια Fermi και οι όροι  $\epsilon_1$  και  $\epsilon_2$  είναι η ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου στον πυρήνα δότη και στον πυρήνα δέκτη αντίστοιχα.

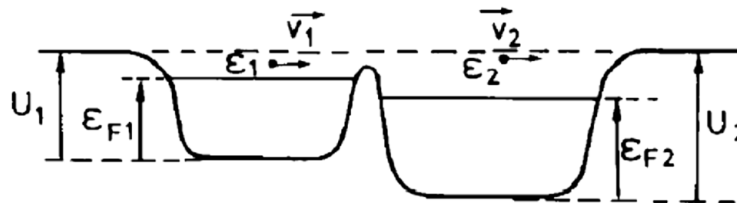
Από τις εξισώσεις (1), (2) και (3), εκφράζοντας τα επίπεδα Fermi συναρτήσει των ενεργειών διαχωρισμού

$$\begin{aligned} \epsilon_{F1} &= -S_n = - (BE(A,Z) - BE(A-1,Z)) \quad \text{ή} \\ \epsilon_{F1} &= -S_p = - (BE(A,Z) - BE(A-1,Z-1)) \end{aligned} \quad (2.4)$$

και ομοίως για το  $\epsilon_{F2}$  και τις ενέργειες διαχωρισμού ως διαφορές της περίσσειας μάζας, καταλήγουμε στη σχέση

$$\Delta K = -\Delta U - (\epsilon_2 - \epsilon_1) \quad (2.5)$$

Για τη λήψη αυτής της σχέσης έχουμε υποθέσει ότι το βάθος του δυναμικού των δύο πυρήνων είναι το ίδιο, χωρίς αυτό να επηρεάζει τα αποτελέσματα.



Σχήμα 2.1. Η ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου είναι η κινητική ενέργεια που αντιστοιχεί στο κάθε φρέαρ δυναμικού.

Όσον αφορά στη στροφορμή, λαμβάνονται υπόψη μόνο οι συνιστώσες κάθετες στο επίπεδο της αντίδρασης, δηλαδή οι προβολές στον άξονα z, καθώς κατά μέσο όρο μόνο αυτές μεταβάλλονται για κάθε μεταφερόμενο νουκλεόνιο. Πρέπει να σημειωθεί ότι στο συγκεκριμένο μοντέλο ο άξονας της δέσμης δεν είναι ο z, όπως συνηθίζεται, αλλά ο γ. Τώρα, αν θεωρήσουμε ότι  $S_1$  και  $S_2$  είναι τα spin του πυρήνα δότη και του πυρήνα δέκτη αντίστοιχα και L είναι η σχετική στροφορμή, έχουμε τις σχέσεις

$$\Delta S_1 = -l_1, \quad \Delta S_2 = l_2, \quad \Delta L = -(l_2 - l_1) \quad (2.6)$$

όπου  $l_1$  και  $l_2$  είναι η στροφορμή του μεταφερόμενου νουκλεονίου στον πυρήνα δότη και στον πυρήνα δέκτη αντίστοιχα. Βλέπουμε λοιπόν ότι στον ένα πυρήνα μειώνεται το spin λόγω της απώλειας νουκλεονίου και στον άλλον αυξάνεται, ενώ η συνολική στροφορμή του συστήματος παραμένει σταθερή.

Η ταχύτητα του νουκλεονίου κατά τη μεταφορά του μεταβάλλεται ως εξής:

$$\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}_1 + \mathbf{v}_r \quad (2.7)$$

όπου  $u_1$  είναι η ταχύτητα του στον πυρήνα δότη πριν αποσπαστεί και  $v_r$  η σχετική ταχύτητα των δύο πυρήνων. Συνεπώς η ενέργεια μετά τη μεταφορά γίνεται:

$$\epsilon_2 = \frac{1}{2} m v_2^2 - \Delta U \quad (2.8)$$

όπου  $\Delta U$  η μεταβολή της δυναμικής ενεργείας κατά τη μεταφορά.

Για να υπολογίσουμε τις πιθανότητες μεταφοράς πρέπει πρώτα να ορίσουμε τη ροή των νουκλεονίων. Ως ροή  $\Phi$  ορίζεται ο αριθμός των νουκλεονίων που διέρχονται από μία επιφάνεια ανά μονάδα χρόνου

$$\Phi = \frac{dN}{dS dt} \quad (2.9)$$

Τώρα αν στη σχέση (2.9) πολλαπλασιάσουμε αριθμητή και παρονομαστή με μια απειροστή μετατόπιση  $dx$  λαμβάνουμε τη σχέση

$$\Phi = \frac{dN}{dS dx dt} = \rho_F v_x \quad (2.10)$$

όπου  $\rho_F$  η πυκνότητα του αερίου Fermi (δηλαδή ο αριθμός νουκλεονίων ανά μονάδα όγκου) και  $v_x$  η ταχύτητα των μεταφερόμενων νουκλεονίων. Για να εκτιμήσουμε το μέγεθος της πυκνότητας πρέπει να θυμηθούμε ότι στο χώρο των φάσεων μία κυψελίδα περιέχει 2 νουκλεόνια και καταλαμβάνει όγκο  $h^3$ , άρα έχουμε:

$$\frac{dN}{dV d^3p} = \frac{2}{h^3} \Rightarrow \rho_F = \frac{2}{h^3} d^3p \quad (2.11)$$

όπου  $dV$  είναι ο στοιχειώδης όγκος στο χώρο των θέσεων και  $d^3p$  ο στοιχειώδης όγκος στο χώρο των ορμών. Έτσι από τις εξισώσεις (10) και (11) παίρνουμε τη σχέση

$$\Phi = v_x \frac{2}{h^3} d^3p \quad (2.12)$$

από την οποία μπορούμε να βρούμε τον αριθμό των νουκλεονίων που διέρχονται από τη στοιχειώδη επιφάνεια  $dS$

$$\Phi dS = v_x \frac{2}{h^3} d^3p \rho d\theta dp \quad (2.13)$$

όπου  $\rho d\theta dp$  είναι η στοιχειώδης επιφάνεια σε πολικές συντεταγμένες (σχήμα 2.2). Πλέον είμαστε σε θέση να ορίσουμε την πιθανότητα μεταφοράς ως εξής:

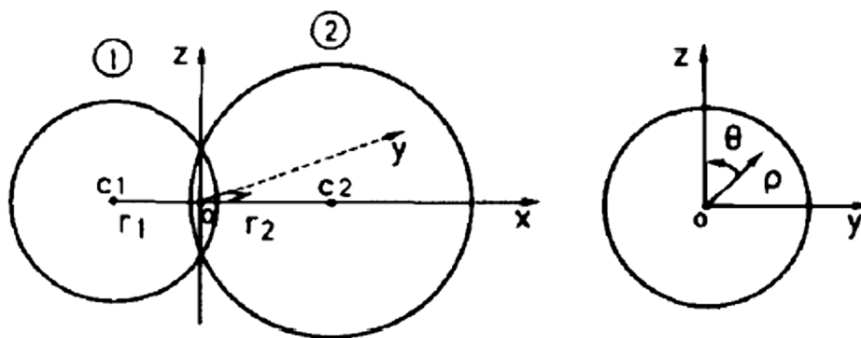
$$P = \int \Phi ds T n_1 (1 - n_2) \quad (2.14)$$

όπου  $T$  είναι η διαπερατότητα φράγματος, η οποία εξαρτάται από το δυναμικό του σωματιδίου στο παράθυρο, το οποίο υπολογίζεται από το άθροισμα των δυναμικών

Woods-Saxon και Coulomb. Για τον υπολογισμό του  $T$  χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση Hill – Wheeler για τα παραβολικά φράγματα δυναμικού. Τα  $n_1$  και  $n_2$  είναι οι πιθανότητες κατάληψης ενός ενεργειακού επιπέδου στους πυρήνες δότη και δέκτη αντίστοιχα, οι οποίες ακολουθούν κατανομή Fermi-Dirac:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp[(\epsilon_i - \epsilon_{Fi} - S_i I_i / \mathfrak{I}) / T_i]} \quad (2.15)$$

όπου  $\mathfrak{I}$  είναι η ροπή αδρανείας. Όπως βλέπουμε, οι πιθανότητες κατάληψης εξαρτώνται από το σπιν του πυρήνα και πιο συγκεκριμένα ευνοούνται οι καταστάσεις σωματιδίων με προβολές στροφορμής ευθυγραμμισμένες με το συνολικό spin.



Σχήμα 2.2. Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα  $v_r$  του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο  $xy$  με θετική προβολή στον άξονα  $y$ . Τα  $\rho$  και  $\theta$  χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου.

Τα ενεργειακά επίπεδα Fermi υπολογίζονται από τις ενέργειες διαχωρισμού που υπάρχουν στους πίνακες μαζών των νουκλιδίων. Τα φαινόμενα σύζευξης και οι επιδράσεις των φλοιών εξασθενούν εκθετικά όσο αυξάνεται η θερμοκρασία, μέχρι τη χαρακτηριστική θερμοκρασία  $T=1.2$  MeV, όπου θεωρείται ότι εξαφανίζονται πλήρως.

Σε μία πυρηνική αντίδραση το μέγεθος που μας ενδιαφέρει περισσότερο είναι η ενεργός διατομή, η οποία υπολογίζεται για κάθε μία τιμή της στροφορμής ως εξής:

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l + 1) P \quad (2.16)$$

όπου  $\lambda = \hbar/p$ ,  $l$  η στροφορμή και  $P$  η πιθανότητα μεταφοράς. Η συνολική ενεργός διατομή θα είναι

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{max}} (2l + 1) P \quad (2.17)$$

και θεωρώντας ότι η μεταφορά πραγματοποιείται, δηλαδή  $P=1$ , τελικά καταλήγουμε στη σχέση

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 l_{max}^2 \quad (2.18)$$

όπου  $l_{max}$  η μέγιστη τιμή της στροφορμής για την οποία έχουμε γεγονότα.

Με το μοντέλο DIT υπολογίζουμε έναν αριθμό γεγονότων, δηλαδή αντιδράσεων, για κάθε μία τιμή της στροφορμής. Όμως, τα γεγονότα αυτά θέλουμε να είναι ισοκατανομημένα σε όλη την επιφάνεια του πυρήνα στόχου. Αν θεωρήσουμε, λοιπόν, τη διατομή του πυρήνα στον άξονα της δέσμης κυκλική, η ισοκατανομή επιτυγχάνεται επιλέγοντας αριθμό γεγονότων ανάλογο της ακτίνας του κύκλου. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, η ακτίνα συμπίπτει με τον παράγοντα κρούσης, από τον οποίο εξαρτάται και η στροφορμή. Έτσι αν θέσουμε αριθμό γεγονότων ανάλογο της στροφορμής, επιτυγχάνουμε την ισοκατανομή τους. Δηλαδή έχουμε τη σχέση

$$n(l) = l f_n \quad (2.19)$$

όπου  $f_n$  είναι πραγματικός αριθμός. Άρα ο συνολικός αριθμός γεγονότων θα είναι

$$N = \sum_{l=0}^{l_{max}} n(l) \Rightarrow N = \frac{l_{max}^2 f_n}{2} \quad (2.20)$$

Για ένα συγκεκριμένο κανάλι, στο οποίο έχουν καταγραφεί  $n$  γεγονότα η ενεργός διατομή είναι

$$\sigma = \sigma_{tot} \frac{n}{N} \quad (2.21)$$

και εισάγοντας τις (17) και (19) στην (20) παίρνουμε τη μέση ενεργό διατομή

$$\frac{\sigma}{n} = \pi \lambda^2 \frac{2}{f_n} \quad (2.22)$$

η οποία, όπως βλέπουμε δεν εξαρτάται από τη στροφορμή.

Σε σύγκριση που έγινε με πειραματικά δεδομένα [32], παρατηρήθηκε ότι οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν από το μοντέλο DIT ήταν μειωμένες σε σχέση με τις πειραματικές στους πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια. Αυτό μπορεί να οφείλεται στην επίδραση της πολύ πλούσιας σε νετρόνια επιφάνειας του στόχου, η οποία σε περιφερειακές συγκρούσεις μπορεί να προκαλέσει ενισχυμένη ροή νετρονίων από το στόχο προς το βλήμα (ή ενισχυμένη ροή πρωτονίων από το βλήμα προς το στόχο). Έτσι επιτυγχάνεται εξισορρόπηση του λόγου  $N/Z$  μεταξύ των δύο πυρήνων και, ως εκ τούτου, του  $isospin$ , δηλαδή του μεγέθους που παίζει ίσως το σημαντικότερο ρόλο στο συγκεκριμένο φαινόμενο.

Αυτό που μας ενδιαφέρει πιο πολύ είναι η ασυμμετρία του  $isospin$  στην πυρηνική επιφάνεια. Μπορεί να δειχθεί ότι το μέγεθος αυτό εξαρτάται γραμμικά από το πάχος της νετρονικής επιφάνειας  $R_n - R_p$  (όπου  $R_n$ ,  $R_p$  οι ακτίνες νετρονίων και πρωτονίων στο μέσο της πυκνότητας αντίστοιχα), το οποίο με τη σειρά του μπορεί να συσχετιστεί με τη διαφορά των χημικών δυναμικών νετρονίων και πρωτονίων  $\mu_n - \mu_p$ . Συνεπώς ανοίγεται η δυνατότητα συσχέτισης της ασυμμετρίας του  $isospin$  στην επιφάνεια του πυρήνα με τη διαφορά των χημικών δυναμικών. Όμως, το χημικό δυναμικό μπορεί να περιγράψει κυρίως μακροσκοπικές ιδιότητες με συνέπεια τα αποτελέσματα του πιθανώς να διαφέρουν από τις πειραματικές τιμές τις διαφορές των ενεργειών διαχωρισμού νετρονίων και πρωτονίων  $-(S_n - S_p)$ , οποία συνήθως



χρησιμοποιείται για την εκτίμηση του  $\mu_n - \mu_p$  για πραγματικούς πυρήνες στη θεμελιώδη κατάσταση.

Έτσι μπορεί να γίνει μια τροποποίηση στο μοντέλο DIT, η οποία περιλαμβάνει αλλαγές στις πιθανότητες μεταφοράς νουκλεονίου με τη χρήση των παρακάτω διορθωτικών εκθετικών παραγόντων [32]:

$$\begin{aligned}
 P_n(P \rightarrow T) &\rightarrow \exp[-0.5\kappa(\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT})] P_n(P \rightarrow T), \\
 P_p(P \rightarrow T) &\rightarrow \exp[0.5\kappa(\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT})] P_p(P \rightarrow T), \\
 P_n(T \rightarrow P) &\rightarrow \exp[-0.5\kappa(\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT})] P_n(T \rightarrow P), \\
 P_p(T \rightarrow P) &\rightarrow \exp[0.5\kappa(\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT})] P_p(T \rightarrow P), \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

όπου το  $\kappa$  είναι ελεύθερη παράμετρος και τα  $\delta S_{nP}$ ,  $\delta S_{pP}$ ,  $\delta S_{nT}$ ,  $\delta S_{pT}$  είναι οι διαφορές των ενεργειών διαχωρισμού για το βλήμα και το στόχο, εκφράζοντας την επίδραση της μικροσκοπικής δομής στην πιθανότητα μεταφοράς νουκλεονίων. Σε επόμενο κεφάλαιο θα παρουσιαστούν υπολογισμοί που πραγματοποιήθηκαν τόσο με το αρχικό όσο και με το τροποποιημένο μοντέλο DIT.

## 2.3 Μοντέλο CoMD (constraint molecular dynamics)

Ένα δεύτερο μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία για την περιγραφή του δυναμικού σταδίου της μεταφοράς νουκλεονίων είναι το μικροσκοπικό μοντέλο μοριακής δυναμικής CoMD [18,19]. Το συγκεκριμένο μοντέλο είναι σχεδιασμένο για ενέργειες μικρότερες της ενέργειας Fermi και θεωρεί ότι τα νουκλεόνια περιγράφονται από Γκαουσιανά κυματοπακέτα, τα οποία ικανοποιούν την αρχή της αβεβαιότητας. Πιο συγκεκριμένα, η κυματοσυνάρτηση κάθε νουκλεονίου αναπαρίσταται από μια συνάρτηση Gauss πλάτους  $\sigma_r$  ως εξής:

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\langle\mathbf{r}_i\rangle)^2}{2\sigma_r^2} + \frac{i}{\hbar}\mathbf{r}\cdot\langle\mathbf{p}_i\rangle\right] \quad (2.24)$$

όπου  $\langle\mathbf{r}_i\rangle$  και  $\langle\mathbf{p}_i\rangle$  είναι τα κεντροειδή της θέσης και της ορμής για το νουκλεόνιο  $i$ , αντίστοιχα. Η συνολική κυματοσυνάρτηση του συστήματος είναι το γινόμενο των παραπάνω κυματοσυναρτήσεων ενός σωματιδίου:

$$\Phi = \prod_i \varphi_i(\mathbf{r}) \quad (2.25)$$

Μπορούμε να συνδέσουμε τις κατανομές στο χώρο των φάσεων  $\varphi_i(\mathbf{r})$  με τις κυματοσυναρτήσεις των νουκλεονίων εξάγοντας τη συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων  $f_i(\mathbf{r},\mathbf{p})$  για κάθε νουκλεόνιο μέσω του μετασχηματισμού Wigner:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \int d^3s \varphi_i^* \left( \mathbf{r} - \frac{\mathbf{s}}{2} \right) \varphi_i \left( \mathbf{r} + \frac{\mathbf{s}}{2} \right) \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}) \quad (2.26)$$

η οποία σε συνδυασμό με τη Γκαουσιανή δίνει:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{\hbar^3 \pi^3} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} + \frac{2\sigma_r^2 (\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{\hbar^2} \right] \quad (2.27)$$

Η συνολική συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων προκύπτει από των άθροισμα των συναρτήσεων κατανομής ενός σωματιδίου:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.28)$$

Η συνάρτηση κατανομής  $f_i$  παράγει τη σχέση αβεβαιότητας  $\sigma_r \sigma_p = \hbar/2$  όπου  $\sigma_p$  είναι η διακύμανση της ορμής, η οποία λαμβάνεται υπόψιν από το CoMD. Οπότε αν εισάγουμε τη σχέση αυτή στη σχέση (2.27), η συνάρτηση κατανομής για κάθε νουκλεόνιο γίνεται:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} + \frac{(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (2.29)$$

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειώσουμε ότι η παραπάνω συνάρτηση κατανομής μπορεί να ερμηνευτεί ως μια γενίκευση της κλασικής συνάρτησης κατανομής

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle) \delta(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle) \quad (2.30)$$

Οι συναρτήσεις κατανομής  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  και  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  είναι οι φυσικές ποσότητες που μας ενδιαφέρουν, από τις οποίες προκύπτουν όλα τα σχετικά παρατηρήσιμα μεγέθη.

Οι εξισώσεις κίνησης των κεντροειδών  $\langle \mathbf{r}_i \rangle$  και  $\langle \mathbf{p}_i \rangle$  εξάγονται από τη χρονικώς εξαρτημένη αρχή των παραλλαγών, η οποία καταλήγει στις κλασικές εξισώσεις κίνησης του Hamilton:

$$\langle \dot{\mathbf{r}}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{p}_i \rangle}, \quad \langle \dot{\mathbf{p}}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{r}_i \rangle} \quad (2.31)$$

Στο συγκεκριμένο μοντέλο, η συνολική ενέργεια  $H$  για  $A$  νουκλεόνια με μάζα  $m$  δίνεται από την κινητική ενέργεια και μια αλληλεπίδραση τύπου Skyrme (effective interaction):

$$H = \sum_i \frac{\langle \mathbf{p}_i \rangle^2}{2m} + A \frac{3\sigma_p^2}{2m} + V_{eff} \quad (2.32)$$

Ο δεύτερος όρος προέρχεται από το Γκαουσιανό εύρος στο χώρο των ορμών, αλλά παραλείπεται από τους υπολογισμούς επειδή είναι σταθερός. Ο τρίτος όρος  $V_{eff}$  δίνεται από το άθροισμα των όρων όγκου, αλληλεπίδρασης τριών σωμάτων, ασυμμετρίας, επιφάνειας και Coulomb αντίστοιχα:

$$V_{eff} = V^{vol} + V^{(3)} + V^{sym} + V^{surf} + V^{Coul} \quad (2.33)$$

Αφού πρώτα ορίσουμε το ολοκλήρωμα υπέρθεσης ως:

$$\rho_{ij} = \int d^3r_i d^3r_j \rho_i(\mathbf{r}_i) \rho_j(\mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (2.34)$$

και την πυκνότητα νουκλεονίου ως:

$$\rho_i = \int d^3 f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.35)$$

οι όροι της εξίσωσης (33) μπορούν να γραφούν ως εξής:

$$V^{vol} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j>i} \rho_{ij} \quad (2.36)$$

$$V^{(3)} = \frac{t_3}{(\mu+1)(\rho_0)^\mu} \sum_{i,j>i} \rho_{ij}^\mu \quad (2.37)$$

$$V^{sym} = \frac{a_{sym}}{2\rho_0} \sum_{i,j>i} [2\delta_{\tau_i\tau_j} - 1] \rho_{ij} \quad (2.38)$$

$$V^{surf} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j>i} \nabla_{\langle\mathbf{r}_i\rangle}^2 (\rho_{ij}) \quad (2.39)$$

$$V^{Coul} = \frac{1}{2} \sum_{i,j>i} \frac{e^2}{|\langle\mathbf{r}_i\rangle - \langle\mathbf{r}_j\rangle|} \text{erf}\left(\frac{|\langle\mathbf{r}_i\rangle - \langle\mathbf{r}_j\rangle|}{2\sigma_r^2}\right) \quad (2.40)$$

Στις παραπάνω σχέσεις το  $\tau_i$  αναπαριστά το βαθμό ελευθερίας του isospin. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία είναι οι εξής:  $\sigma_r = 1.15 \text{ fm}$ ,  $t_0 = -356 \text{ MeV}$ ,  $t_3 = 303 \text{ MeV}$ ,  $\mu = 7/6$ ,  $a_{sym} = 32 \text{ MeV}$ ,  $C_s = -0.33 \text{ MeV fm}^2$ ,  $\rho_0 = 0.165 \text{ fm}^{-3}$ .

Επίσης, στο μοντέλο CoMD, εισέρχεται ένας περιορισμός στη θέση που καταλαμβάνει κάθε νουκλεόνιο στο χώρο των φάσεων, ο οποίος αποκαθιστά αποτελεσματικά την απαγορευτική αρχή του Pauli. Ο περιορισμός αυτός επαναφέρει, με στοχαστικό τρόπο, τη φερμιονική φύση της κίνησης του νουκλεονίου μέσα στο εξελισσόμενο σύστημα και βασίζεται στις εξής απαίτηση:

$$\overline{f}_i \leq 1 \quad (2.41)$$

$$\text{όπου } \overline{f}_i = \sum_i \delta_{\tau_i\tau_j} \delta_{s_i s_j} \int_{h^3} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p \quad (2.42)$$

όπου  $s_i$  είναι η  $z$  συνιστώσα του spin του νουκλεονίου  $i$ . Το ολοκλήρωμα υπολογίζεται σε έναν υπερκύβο όγκου  $h^3$  στο χώρο των φάσεων γύρω από το σημείο  $(\langle\mathbf{r}_i\rangle, \langle\mathbf{p}_i\rangle)$  με μέγεθος  $\sqrt{2\pi\hbar\sigma_r/\sigma_p}$  και  $\sqrt{2\pi\hbar\sigma_p/\sigma_r}$  στο χώρο των θέσεων και των ορμών αντίστοιχα.

Σε κάθε χρονικό βήμα, η πιθανότητα κατάληψης  $\overline{f}_i$  ελέγχεται για κάθε νουκλεόνιο. Αν η τιμή της υπερβαίνει τη μονάδα, τότε καθορίζεται ένα σύνολο  $K_i$  των πλησιέστερων σωματιδίων μεταξύ των αποστάσεων  $3\sigma_r$  και  $3\sigma_p$ . Τότε οι ορμές των σωματιδίων που ανήκουν στο σύνολο αυτό αλλάζουν με τέτοιο τρόπο ώστε η συνολική ορμή και κινητική ενέργεια να διατηρούνται. Η καινούρια διαμόρφωση γίνεται δεκτή μόνο αν μειώσει το  $\overline{f}_i$  κάτω από τη μονάδα.

## 2.4 Μοντέλο SMM (statistical multifragmentation model)

Μετά το πέρας του δυναμικού σταδίου της μεταφοράς νουκλεονίων δημιουργούνται δύο διεγερμένοι πυρήνες που προέρχονται από το βλήμα και το στόχο, το ψευδο-βλήμα (quasi-projectile) και ο ψευδο-στόχος (quasi-target) αντίστοιχα. Στη συνέχεια οι πυρήνες αυτοί θα αποδιεγερθούν και θα προκύψουν τα τελικά κρύα θραύσματα. Για να περιγράψουμε την αποδιέγερση αυτή χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο στατιστικού πολυθρυμματισμού SMM [20,21].

Το SMM βασίζεται στην υπόθεση της στατιστικής ισορροπίας μεταξύ των θραυσμάτων λαμβάνοντας υπόψιν τους νόμους διατήρησης ενέργειας, φορτίου, ορμής, στροφορμής και μάζας. Επίσης, συμπεριλαμβάνει όλα τα κανάλια διάσπασης από του σύνθετου πυρήνα μέχρι και της «εξάτμισης» (για παράδειγμα κανάλια με ελαφριά σωματίδια με  $A < 4$ ), επιτρέποντας έτσι μία ολοκληρωμένη περιγραφή της αποδιέγερσης του πυρήνα σε μεγάλο εύρος ενεργειών διέγερσης.

Εφόσον πρόκειται για στατιστικό μοντέλο, πρέπει να οριστούν και τα στατιστικά σύνολα. Στο μικροκανονικό στατιστικό σύνολο το στατιστικό βάρος, δηλαδή ο αριθμός των μικροκαταστάσεων δίνεται ως:

$$W_{micro} \propto \frac{e^{S_i}}{\sum_i e^{S_i}} \quad (2.42)$$

όπου  $S_i = k \ln W_i$  είναι η εντροπία του συστήματος, στο κανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται από τη σχέση:

$$W_{can} \propto \frac{e^{-F_i/T}}{\sum_i e^{-F_i/T}} \quad (2.43)$$

όπου  $F_i = E_i - T S_i$  είναι η ελεύθερη ενέργεια Helmholtz και τέλος στο μακροκανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται ως:

$$W_{macro} \propto \frac{\exp[-\frac{1}{T}(F_i - \mu_{A,i}A - \mu_{Z,i}Z)]}{\sum_i \exp[-\frac{1}{T}(F_i - \mu_{A,i}A - \mu_{Z,i}Z)]} \quad (2.44)$$

όπου  $\mu_{A,i} = (\frac{\partial F_i}{\partial A})_{T,V,Z}$  είναι το χημικό δυναμικό. Τα κανάλια διάσπασης δημιουργούνται με τη μέθοδο Monte Carlo σύμφωνα με τα στατιστικά βάρη τους.

Στο μοντέλο αυτό τα ελαφριά θραύσματα με  $A < 4$  θεωρούνται σταθερά σωματίδια, τα οποία έχουν μόνο μεταφορικούς βαθμούς ελευθερίας. Τα θραύσματα με  $A > 4$  θεωρούνται θερμές υγρές σταγόνες με την ελεύθερη ενέργεια τους να καθορίζεται από το άθροισμα των όρων όγκου, επιφάνειας, συμμετρίας και Coulomb:

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{vol} + F_{AZ}^{surf} + F_{AZ}^{sym} + F_{AZ}^{coul} \quad (2.45)$$

οι οποίοι έχουν υιοθετηθεί από την εξίσωση μάζας Bethe-Weizsacker. Ο όρος όγκου δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{vol} = \left[ -W_0 - \frac{T^2}{\varepsilon_0} \right] A \quad (2.46)$$

όπου  $T$  είναι η θερμοκρασία, η παράμετρος  $\varepsilon_0$  σχετίζεται με την πυκνότητα ενεργειακών επιπέδων και  $W_0 = 16$  MeV είναι η ενέργεια συνδέσεως άπειρου πυρηνικού υλικού. Ο όρος επιφανείας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{surf} = \beta_0 \left[ \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right]^{5/4} A^{1/3} \quad (2.47)$$

όπου  $\beta_0 = 18$  MeV είναι ο συντελεστής επιφανείας και  $T_c = 18$  MeV είναι η κρίσιμη θερμοκρασία της συμμετρικής πυρηνικής ύλης. Ο όρος συμμετρίας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{sym} = c_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} \quad (2.48)$$

όπου  $c_{sym} = 25$  MeV είναι ο όρος της ενέργειας συμμετρίας. Τέλος, ο όρος Coulomb δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{coul} = c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.49)$$

όπου  $c = (3/5)(e^2/r_0)(1 - (\rho/\rho_0)^{1/3})$  είναι η παράμετρος που λήφθηκε από την προσέγγιση Wigner-Seitz όπου  $e$  είναι το μοναδιαίο φορτίο,  $r_0 = 1.17$  fm και  $\rho_0 = 0.15$  fm<sup>-3</sup> είναι η κανονική πυκνότητα πυρηνικής ύλης.

Αξίζει να σημειωθεί ότι σε μικρές ενέργειες διέγερσης ( $E^*/A < 2$  MeV) κυριαρχεί το κανάλι της στατιστικής διαδοχικής «εξάτμισης», δηλαδή εκπομπής νετρονίων, πρωτονίων και φορτισμένων σωματιδίων με  $A < 4$ . Σε ενδιάμεσες ενέργειες ενεργοποίησης ( $E^*/A \sim 2-3$  MeV) παρατηρείται το κανάλι της διαδοχικής δυαδικής διάσπασης, η οποία είναι διαδικασία παρόμοια της σχάσης, και τέλος σε υψηλές ενέργειες ( $E^*/A > 4$  MeV) έχουμε πολλαπλή θραύση (multifragmentation), δηλαδή ταυτόχρονη εκπομπή πολλών θραυσμάτων.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### Περιγραφή πειραματικών διατάξεων

#### 3.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε πως μπορούμε μέσα από διάφορα θεωρητικά μοντέλα να προβλέψουμε τα προϊόντα μια πυρηνικής αντίδρασης. Τώρα θα δούμε πως μπορούμε να την πραγματοποιήσουμε και να συλλέξουμε τα προϊόντα της σε πραγματικό χρόνο. Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, λοιπόν, θα παρουσιαστούν αναλυτικά οι διατάξεις δύο διαφορετικών μαγνητικών φασματογράφων μάζας. Ο ένας είναι ο MARS [33], ο οποίος βρίσκεται στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M, μέσω του οποίου συλλέχθηκαν και αναγνωρίστηκαν τα προϊόντα των αντιδράσεων  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{27}\text{Al}$  στα πλαίσια μιας παλαιότερης εργασίας. Τα πειραματικά αποτελέσματα των τριών παραπάνω αντιδράσεων θα παρουσιαστούν και θα συγκριθούν με υπολογισμούς, που πραγματοποιήθηκαν με τα μοντέλα που περιγράψαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, στο επόμενο κεφάλαιο. Ο άλλος είναι ο MAGNEX [34], ο οποίος βρίσκεται στο εργαστήριο INFN-LNS στην Κατάνια, και στον οποίο θα πραγματοποιηθεί στο μέλλον πείραμα με τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ .

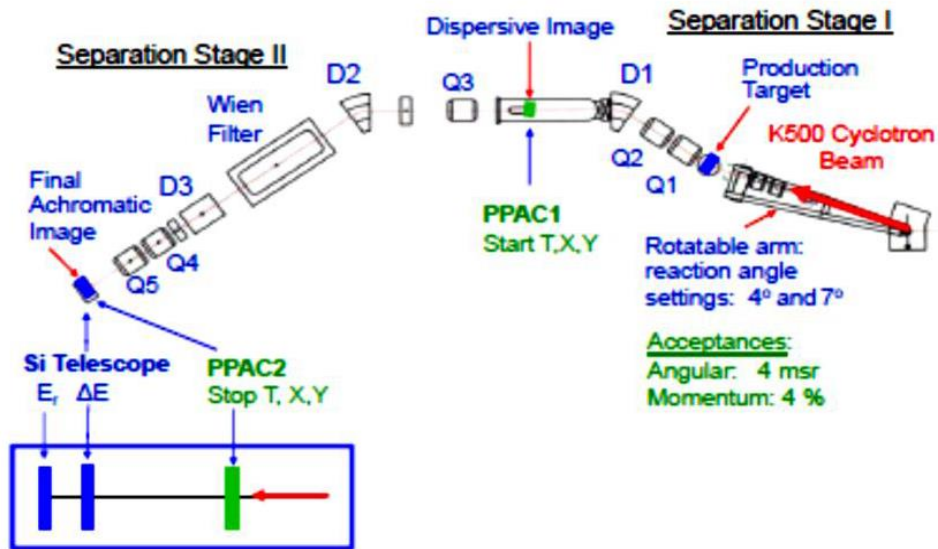
Επίσης, όπως προαναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, σημαντικό ρόλο στις ανακαλύψεις των τελευταίων ετών έχουν παίξει οι ραδιενεργές δέσμες (radioactive ion beam, RIB). Παρακάτω θα παρουσιαστούν οι δύο κυριότερες τεχνικές που έχουμε στη διάθεση μας για την παραγωγή και το διαχωρισμό ραδιενεργών δεσμών, την ISOL (isotope separation on line) και την in-flight [14,15].

#### 3.2 Περιγραφή του φασματογράφου MARS [33]

Η διάταξη του φασματογράφου φαίνεται στο σχήμα 3.1. Αφού η δέσμη αλληλεπιδράσει με το στόχο, τα παραγόμενα θραύσματα διέρχονται πρώτα από δύο μαγνητικά τετράπολα ώστε να εστιαστούν (σχήμα 3.2) και στη συνέχεια από ένα μαγνητικό δίπολο, από το οποίο παίρνουμε μια πρώτη εικόνα διασποράς. Να σημειώσουμε ότι η δέσμη αποτελείται από φορτισμένα σωματίδια ή βαρέα ιόντα, επιταχυνόμενα από κύκλοτρο.

Στο μαγνητικό δίπολο, το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στον άξονα κίνησης των θραυσμάτων, οπότε η πορεία που θα ακολουθήσουν θα είναι κυκλική. Η δύναμη που θα δεχτεί το κάθε θραύσμα από το μαγνητικό πεδίο θα είναι:

$$F = qvB \tag{3.1}$$



Σχήμα 3.1 Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MARS. Τα σύμβολα Qi αναφέρονται σε μαγνητικά τετράπολα και τα Di σε μαγνητικά δίπολα [22].

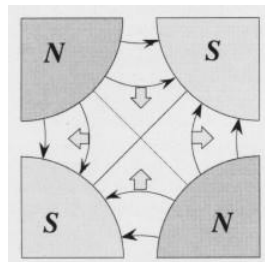
όπου  $q$ ,  $v$  το φορτίο και η ταχύτητα του θραύσματος και  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Αφού, όμως, θα διασχίσουν τόξο κύκλου θα υπάρχει και κεντρομόλος δύναμη:

$$F_c = \frac{mv^2}{\rho} \quad (3.2)$$

όπου  $m$  η μάζα του θραύσματος και  $\rho$  η ακτίνα του κύκλου. Η δύναμη του μαγνητικού πεδίου, όμως, θα είναι και κεντρομόλος οπότε εξισώνοντας τις (3.1) και (3.2) προκύπτει η θεμελιώδης εξίσωση της μαγνητικής φασματομετρίας:

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.3)$$

όπου ο όρος  $B\rho$  ονομάζεται μαγνητική σκληρότητα με μονάδα το 1 Tesla m. Σύμφωνα με αυτή τη σχέση, το μέγεθος της τροχιάς που θα διαγράψει κάθε θραύσμα είναι ανάλογο του λόγου  $A/q$ , οπότε αν γνωρίζουμε την ταχύτητα του και την ακτίνα της τροχιάς σε μία δεδομένη ένταση μαγνητικού πεδίου μπορούμε να τα διαχωρίσουμε με βάση το λόγο αυτό .



Σχήμα 3.2 Το μαγνητικό τετράπολο εστιάζει τη δέσμη στο κέντρο του. Αποτελείται από δύο αντικριστούς βόρειους και δύο αντικριστούς νότιους μαγνητικούς πόλους. Το σχηματιζόμενο μαγνητικό πεδίο κατευθύνει τη δέσμη στο κέντρο

Στην εικόνα διασποράς βρίσκεται ο πρώτος από τους δύο ανιχνευτές θέσης και χρόνου PPAC (parallel plate avalanche counters). Οι ανιχνευτές αυτοί μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τις θέσεις των θραυσμάτων στους άξονες x και y (ο z είναι ο άξονας της δέσμης) από τις οποίες μπορούμε να βρούμε την ακτίνα της τροχιάς και ως εκ τούτου τη μαγνητική σκληρότητα. Με τους ίδιους ανιχνευτές μπορεί να μετρηθεί και η ταχύτητα των θραυσμάτων. Αυτό επιτυγχάνεται με τη μέτρηση του χρόνου πτήσεως μεταξύ των δύο ανιχνευτών (time of flight, TOF). Ο πρώτος PPAC δίνει το σήμα εκκίνησης και ο δεύτερος, που βρίσκεται στην τελική αχρωματική εικόνα, δίνει το σήμα τερματισμού. Έτσι γνωρίζοντας το χρόνο (μερικά  $10^2$  ns) και τη μεταξύ του απόσταση (περίπου 13 μέτρα) υπολογίζεται η ταχύτητα.

Στη συνέχεια, τα θραύσματα διέρχονται από ένα δεύτερο μαγνητικό δίπολο, το οποίο στην ουσία πραγματοποιεί την αντίθετη διαδικασία από το πρώτο, δηλαδή συγκεντρώνει τα διεσπαρμένα θραύσματα με ένα σημείο και τα κατευθύνει στο τελικό ανιχνευτικό σύστημα (focal plane detector) διαστάσεων 5 x 5 cm, αφού πρώτα διέλθουν από το δεύτερο PPAC. Το σύστημα αυτό αποτελείται από δύο ανιχνευτές πυριτίου, έναν λεπτό με πάχος περίπου 50  $\mu$ m και έναν παχύ με πάχος περίπου 1 mm. Ο λεπτός ανιχνευτής (συμβολικά ΔΕ) επιβραδύνει τα θραύσματα προκαλώντας μείωση στην ενέργεια τους. Αυτή η μείωση της ενέργειας, σύμφωνα με την εξίσωση Bethe-Bloch, είναι ανάλογη του ατομικού αριθμού και της ταχύτητας του πυρήνα:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (3.4)$$

Ο παχύς ανιχνευτής (συμβολικά Ε) είναι αρκετά μεγάλος ώστε να σταματήσει τα σωματίδια, τα οποία του εναποθέτουν την υπολειπόμενη ενέργεια τους  $E_r$ . Το άθροισμα αυτών των ενεργειών δίνει την ολική ενέργεια του θραύσματος:

$$E_{tot} = \Delta E + E_r \quad (3.5)$$

η οποία στην ουσία είναι η κινητική του ενέργεια, από την οποία μπορούμε να βγάλουμε συμπέρασμα για το μαζικό αριθμό του:

$$A = \frac{2E_{tot}}{m_n v^2} \quad (3.6)$$

όπου  $m_n$  είναι η μέση μάζα του νουκλεονίου μέσα στον πυρήνα. Τέλος, από την εξίσωση (3.3) μπορούμε να υπολογίζουμε το ιοντικό φορτίο του θραύσματος ως εξής:

$$q = \frac{m_n A}{B\rho} \quad (3.7)$$

Επίσης, πίσω από τον ανιχνευτή πυριτίου μπορεί να βρίσκεται και ένας ανιχνευτής ηέλτρονίων ή/και ακτιβολίας  $\gamma$ , έτσι ώστε να μελετηθούν μερικές ιδιότητες των παραγόμενων πυρήνων όπως κάποια ραδιοενεργός διάσπαση ή αποδιέγερση και ο χρόνος ημιζωής.

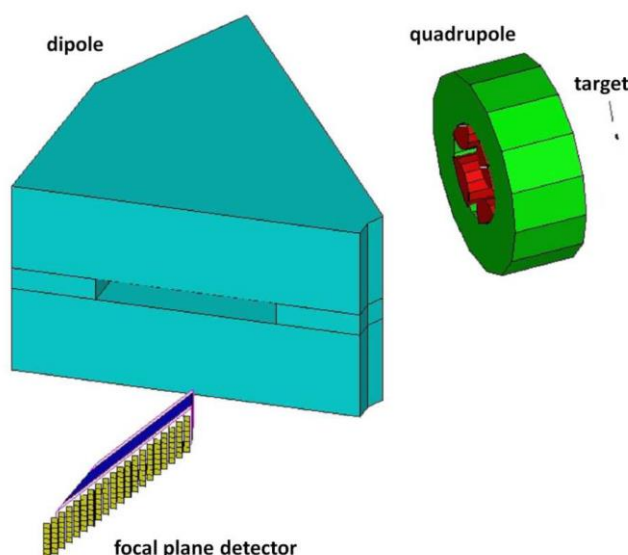
Με τις τεχνικές που προαναφέραμε συλλέχθηκαν και αναλύθηκαν τα πειραματικά δεδομένα από το πείραμα με τη δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  που αναφέραμε στην εισαγωγή του κεφαλαίου. Πιο συγκεκριμένα, μια δέσμη  $^{40}\text{Ar}^{+9}$  ενέργειας 15



MeV/νουκλεόνιο χτύπησε στόχους  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  και  $^{64}\text{Ni}$  με μία κλίση  $4^\circ$  ως προς τον οπτικό άξονα του φασματογράφου. Μετά τη αλληλεπίδραση με το στόχο, τα θραύσματα διήλθαν από το πρώτο PPAC στην ενδιάμεση εικόνα διασποράς και στη συνέχεια ξανασυγκεντώθηκαν στο τέλος της συσκευής, όπου διήλθαν και από το δεύτερο PPAC, ώστε να μετρηθεί ο χρόνος πτήσης τους. Τέλος τα θραύσματα συλλέχθηκαν από τον ανιχνευτή πυριτίου ΔΕ-Ε όπου, με βάση τις τεχνικές Βρ-ΔΕ-Ε-TOF, αποκτήθηκαν ο ατομικός αριθμός Z, ο μαζικός αριθμός A, η ταχύτητα και το ιοντικό φορτίο των θραυσμάτων σε μια διαδικασία ανάλυσης γεγονός ανά γεγονός.

### 3.3 Περιγραφή του φασματογράφου MAGNEX [34]

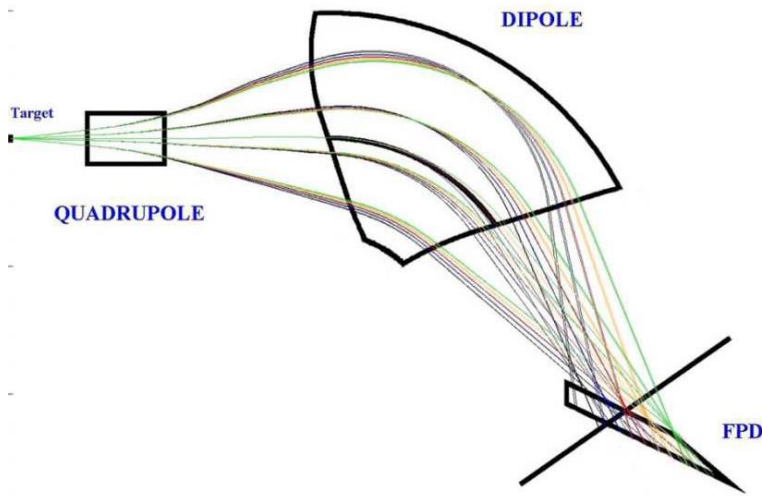
Ο φασματογράφος MAGNEX, του οποίου τη διάταξη βλέπουμε στο σχήμα 3.3, πρόκειται για έναν υψηλής απόδοσης φασματογράφο, που όπως είπαμε βρίσκεται στο εργαστήριο INFN-LNS στην Κατάνια. Η διάταξη του είναι πιο απλή από αυτή του MARS, καθώς αποτελείται από ένα μαγνητικό τετράπολο, ένα μαγνήτη στρέψης (μαγνητικό δίπολο) και το ανιχνευτικό σύστημα.



**Σχήμα 3.3** Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MAGNEX. Από τα δεξιά προς τα αριστερά βλέπουμε το στόχο, το τετράπολο, το δίπολο και το ανιχνευτικό σύστημα [34].

Η δέσμη, η πορεία της οποίας φαίνεται και στο σχήμα 3.4, αφού αλληλεπιδράσει με το στόχο διέρχεται από το τετράπολο, όπου τα θραύσματα εστιάζονται στην μη διασπειρόμενη διεύθυνση (κατακόρυφα). Στη συνέχεια διέρχονται από το μαγνήτη στρέψης, όπου διαχωρίζονται σύμφωνα με τη σχέση 3.3, προτού καταλήξουν στο ανιχνευτικό σύστημα (focal plane detector, FPD). Εδώ το FPD αποτελείται από ένα θάλαμο με τέσσερις ανιχνευτές θέσεις και ένα τοίχο από εξήντα ανιχνευτές πυριτίου στο πίσω μέρος. Η διάταξη αυτή παρέχει μεγάλη γωνιακή

απόδοση περίπου 50 msr, πολύ μεγαλύτερη από αυτή του MARS (9 msr), κάνοντας δυνατή τη συλλογή των θραυσμάτων που εκτρέπονται σε μεγάλες γωνίες.



Σχήμα 3.4 Προσομοίωση της πορείας της δέσμης μέσα στο MAGNEX. Η κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό σωματίδιο [34].

### 3.4 Τεχνικές διαχωρισμού των ραδιενεργών δεσμών

Όπως είπαμε και νωρίτερα, οι ραδιενεργές δέσμες είναι ένα πολύ σημαντικό εργαλείο της σύγχρονης και μελλοντικής πυρηνικής επιστήμης στην παραγωγή και μελέτη εξωτικών πυρήνων. Οι δέσμες αυτές δημιουργούνται από αντιδράσεις σταθερών δεσμών, στις οποίες παράγονται ραδιενεργά ισότοπα, τα οποία στη συνέχεια διαχωρίζονται και κατευθύνονται σε νέο στόχο. Παρακάτω θα δούμε τους κυριότερους τρόπους διαχωρισμού των ραδιενεργών δεσμών από την πρωταρχική σταθερή δέσμη.

Υπάρχουν δύο βασικές μέθοδοι διαχωρισμού των παραγόμενων ραδιενεργών δεσμών [14,15]. Η μία είναι η ISOL (Isotope Separation On Line) τεχνική, στην οποία μας ενδιαφέρει να απομονώσουμε τους εξωτικούς πυρήνες που προέρχονται από τον στόχο (quasitarget). Η άλλη είναι η in-flight τεχνική, στην οποία μας ενδιαφέρει να απομονώσουμε τους εξωτικούς πυρήνες που προέρχονται από τη δέσμη του βλήματος (quasiprojectile).

#### Μέθοδος ISOL

Τα κύρια βήματα της μεθόδου είναι η παραγωγή των ραδιενεργών ισωτόπων, η θερμική εξισορρόπηση τους σε έναν αέριο ή στερεό συλλέκτη, ιονισμός, επιτάχυνση και διαχωρισμός. Όλα αυτά πρέπει να γίνουν με μεγάλη απόδοση και σε

μικρό χρόνο καθυστέρησης, ώστε να αποφευχθούν απώλειες μέσω ραδιενεργών διασπάσεων. Στην ISOL είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθούν είτε λεπτοί στόχοι (μερικά  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ) για αντιδράσεις σύντηξης με χρήση ελαφρών πυρήνων ως βλήμα, είτε χοντροί στόχοι (μερικές εκατοντάδες  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) για αντιδράσεις σχάσεως ή θρυμματισμού (spallation) με χρήση νετρονίων ή πρωτονίων ως βλήμα.

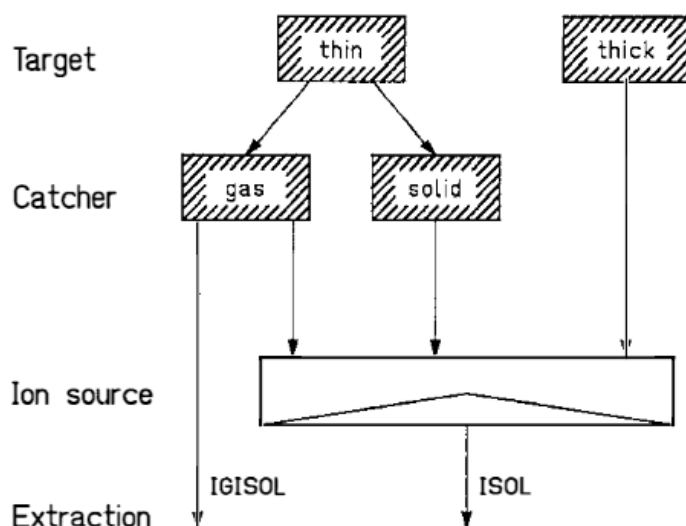
Στην περίπτωση του λεπτού στόχου, τα προϊόντα ανακρούονται από τον στόχο και στη συνέχεια εξισορροπούνται θερμικά σε αέριο ή στερεό συλλέκτη. Το κύριο πλεονέκτημα στη χρήση αερίου (συνήθως ήλιο) είναι ότι ο διαχωρισμός γίνεται αμέσως, ενώ στο στερεό οι πυρήνες πρέπει να διαχυθούν προς την επιφάνεια από όπου και διαφεύγουν. Η διάχυση και η επακόλουθη διαφυγή εξαρτώνται σημαντικά από τη θερμοκρασία. Αυτά τα παραπάνω βήματα αυξάνουν σημαντικά το χρόνο κατακράτησης, αλλά παρέχουν μεγαλύτερη χημική επιλεκτικότητα. Στην περίπτωση, όμως, του χοντρού στόχου ο συλλέκτης είναι ο ίδιος ο στόχος.

Μερικοί από τους παραγόμενους ραδιενεργούς πυρήνες μπορεί να ιονιστούν είτε από την πυρηνική αντίδραση, είτε από μεταφορά φορτίου λόγω των συγκρούσεων στη διαδικασία της επιβράδυνσης της δέσμης από το συλλέκτη. Με τη χρήση κατάλληλων μέσων, όπως το ήλιο, τα ιόντα μπορούν να διατηρήσουν αυτό το φορτίο για μερικά ms, οπότε μπορούν να επιταχυνθούν με εφαρμογή κατάλληλου ηλεκτρικού δυναμικού και να αποσπαστούν από το συλλέκτη. Μία μέθοδος, που έγκειται της ISOL, η IGISOL (ion guide separator on line) χρησιμοποιεί αυτό το φαινόμενο. Σε άλλη περίπτωση, τα προϊόντα θα πρέπει να μεταφερθούν σε μία πηγή ιόντων, όπου και θα ιονιστούν πριν να εξαχθούν μέσω ηλεκτρικού δυναμικού και επιταχυνθούν σε ενέργειες μερικών keV. Η IGISOL δεν έχει αυτό το στάδιο, οπότε πρόκειται για μια πολύ γρήγορη τεχνική, η οποία όμως δεν είναι κατάλληλη για βαρέα ιόντα γιατί μπορεί να δημιουργήσει πλάσμα (πλήρως ιονισμένο αέριο με μεγάλη πυκνότητα) στη ροή του αερίου.

Όσον αφορά στην πηγή ιόντων, υπάρχουν διάφοροι τρόποι ιονισμού των προϊόντων, οι κυριότεροι των οποίων είναι ιονισμός μέσω συγκρούσεων ηλεκτρονίων, μέσω επιφάνειας και με χρήση laser. Στην πρώτη περίπτωση έχουμε βομβαρδισμό των προϊόντων με ηλεκτρόνια ενέργειας μερικών eV ή keV μέσα σε περιβάλλον πλάσματος και σε υψηλή θερμοκρασία. Η μέθοδος αυτή μπορεί να δημιουργήσει ιόντα υψηλού φορτίου, αλλά δεν είναι καθόλου στοιχειακά επιλεκτική, καθώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί για όλα σχεδόν τα στοιχεία. Στον ιονισμό μέσω επιφάνειας ένα άτομο αλληλεπιδρά με μία θερμή επιφάνεια και έτσι μπορεί είτε να πάρει είτε να χάσει ένα ηλεκτρόνιο, δημιουργώντας αρνητικό ή θετικό μονό φορτίο. Η πιθανότητα ένα άτομο να χάσει ή να πάρει ένα ηλεκτρόνιο εξαρτάται κυρίως από την ενέργεια ιονισμού και την ηλεκτρονική συγγένεια του, γεγονός που κάνει αυτή τη μέθοδο πολύ επιλεκτική. Τέλος στη μέθοδο ιονισμού με laser τα άτομα διεγείρονται από φωτόνια συγκεκριμένης συχνότητας σε πολύ υψηλές ενεργειακές καταστάσεις κοντά στο συνεχές φάσμα, οι οποίες οδηγούν σε αυτοιονισμό. Και η μέθοδος αυτή έχει μεγάλη χημική επιλεκτικότητα.

Μετά την εξαγωγή από την πηγή ιόντων, τα ιόντα επιταχύνονται μέσω στατικού ηλεκτρικού πεδίου σε ενέργειες μερικών keV (40 -60 keV) και στη συνέχεια

περνούν μέσα από μαγνητικό πεδίο όπου και διαχωρίζονται με βάση τη μάζα και το φορτίο τους ( $A/Q$  separation). Σημαντικό πρόβλημα της ISOL είναι η επιμόλυνση της δέσμης ιόντων από ισοβαρή, που μπορεί να προέρχονται κυρίως από τον αέριο ή στερεό συλλέκτη.



Σχήμα 3.5 Η πορεία της δέσμης στη μέθοδο ISOL. Αν ο στόχος είναι παχύς, η δέσμη κατευθύνεται αμέσως στην πηγή ιόντων για να ιονιστεί. Αν ο στόχος είναι λεπτός, η δέσμη επιβραδύνεται πρώτα σε αέριο (όπου μπορεί και να ιονιστεί ώστε να μην περάσει από την πηγή ιόντων) ή στερεό συλλέκτη και στη συνέχεια ιονίζεται.

### Μέθοδος in-flight

Τα κύρια στοιχεία της μεθόδου είναι ένας επιταχυντής βαρέων ιόντων, ένας στόχος και μία συσκευή διαχωρισμού των προϊόντων. Σε αντίθεση με την ISOL όπου οι παραγόμενοι πυρήνες βρίσκονται σε ηρεμία, στην in-flight τα προϊόντα των αντιδράσεων βρίσκονται σε κίνηση. Το γεγονός αυτό μειώνει σημαντικά το χρόνο κατακράτησης (σε μερικά  $\mu\text{s}$ ), καθιστώντας τον αμελητέο.

Στις εγκαταστάσεις ραδιενεργών δεσμών μπορούν να χρησιμοποιηθούν όλοι οι τύποι επιταχυντών βαρέων ιόντων. Οι ιδιότητες της πρωτογενούς δέσμης μεταφέρονται αμέσως στη δευτερογενή οι οποίες καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό την ένταση και την ενέργεια της, ως συνάρτηση του πάχους του στόχου και της κινηματικής της αντίδρασης που προκύπτει από την αποδοχή της συσκευής διαχωρισμού.

Οι απαιτήσεις του στόχου για τις δευτερογενείς δέσμες διαφέρουν ανάλογα με τις ιδιότητες της δέσμης. Η ισχύς μιας δέσμης μπορεί να φτάσει μερικές εκατοντάδες kW, ένα μεγάλο ποσοστό της οποίας κατατίθεται στο στόχο μέσω της σχέσης απώλειας ενέργειας Bethe-Bloch (εξίσωση 3.4). Αυτή η εναπόθεση θερμότητας μπορεί να θερμάνει το στόχο τοπικά σε θερμοκρασίες της τάξης άνω των  $10^4$  K. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιούνται περιστρεφόμενοι στόχοι, ώστε να διασπείρεται η θερμότητα σε όλη την έκταση του στόχου και να μην συσσωρεύεται σε ένα μόνο σημείο.

Όσον αφορά στο στάδιο του διαχωρισμού, γίνεται με βάση τη μαγνητική σκληρότητα  $B\rho$  (εξίσωση 3.3), ανάλογα με το λόγο  $A/Q$  αν οι ταχύτητες των θραυσμάτων δεν διαφέρουν πολύ, με διάφορα μαγνητικά δίπολα, ενώ ενδιάμεσα χρησιμοποιείται και ένας επιβραδυντής (degrader). Αξίζει να σημειωθεί ότι η δευτερογενής δέσμη είναι ήδη ιονισμένη, από τη στιγμή που προέρχεται από την πρωτογενή. Ο επιβραδυντής στην ουσία εισάγει μια απώλεια ενέργειας που εξαρτάται από τον ατομικό αριθμό  $Z$  μέσω της εξίσωσης Bethe-Bloch, ώστε να επιτευχθεί καλύτερος στοιχειακός διαχωρισμός. Επίσης, όταν χρησιμοποιείται δέσμη μεγάλης έντασης, υπάρχει και ένα επιπλέον στάδιο διαχωρισμού που ξεχωρίζει την πρωτογενή δέσμη από τη δευτερογενή και την κατευθύνει σε ειδικούς συλλέκτες δέσμης (πχ Faraday cup).

Ο διαχωρισμός in-flight σε υψηλές ενέργειες επιτρέπει τον εντοπισμό των ιόντων σε διάφορες θέσεις ώστε να προσδιοριστούν τα χαρακτηριστικά τους μέσω συνδυασμού ανιχνευτών που αποδίδουν ταχύτητα, απώλεια ενέργειας  $\Delta E$  και χωρικές πληροφορίες. Αυτά στη συνέχεια μετατρέπονται σε πληροφορίες για τον  $Z$  και το λόγο  $A/Z$  χρησιμοποιώντας τη γνωστή μαγνητική σκληρότητα  $B\rho$ .

Πολύ χρήσιμη είναι η δυνατότητα αποθήκευσης και ψύξης των βαρέων ιόντων, κάτι που μπορούμε να πετύχουμε με τους λεγόμενους δακτυλίους αποθήκευσης. Στην ουσία πρόκειται για παγίδες ιόντων για ενεργητικές δέσμες. Η πιο διαδεδομένη τεχνική είναι η ψύξη με ηλεκτρόνια, όπου η δέσμη των βαρέων ιόντων συγχωνεύεται με μία ψυχρή δέσμη ηλεκτρονίων. Η συγχώνευση αυτή των δεσμών μπορεί να αυξήσει την ένταση των ασθενών δευτερογενών δεσμών.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

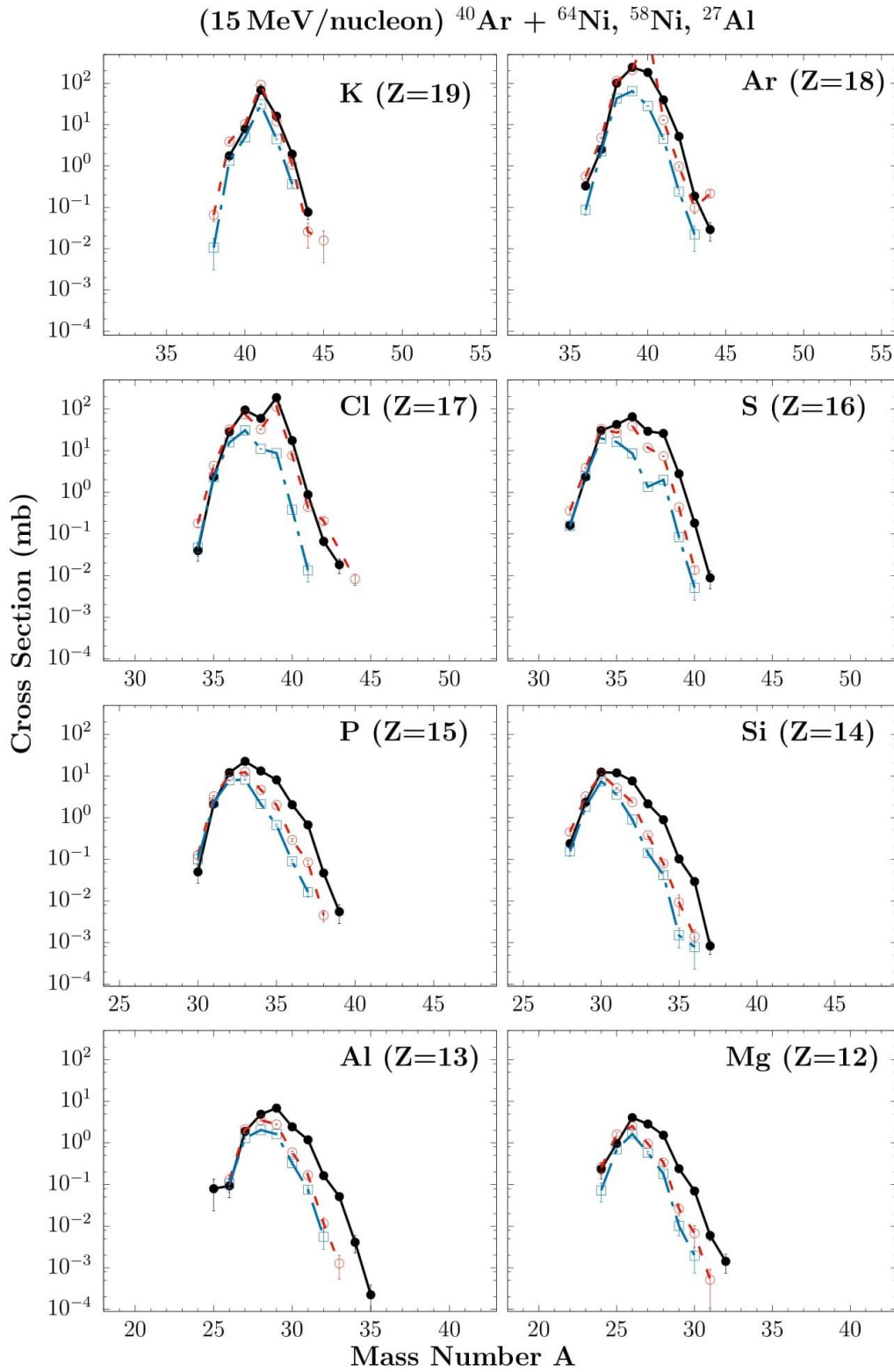
### Παρουσίαση και εξήγηση υπολογισμών

#### 4.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα υπολογισμών περιφερειακών αντιδράσεων μεταξύ βαρέων ιόντων. Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα των αντιδράσεων  $^{40}\text{Ar} + ^{58,64}\text{Ni}$  και  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  σε ενέργεια δέσμης 15 MeV/A, τα οποία συλλέχθηκαν με τρόπο που περιγράφεται στην εργασία [22], αλλά και των αντιδράσεων  $^{40}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta}$  [35] και  $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$  [36] που βρέθηκαν στη βιβλιογραφία. Οι υπολογισμοί έγιναν με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT [17] και το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD [18,19], τα οποία περιγράφουν το δυναμικό στάδιο της μεταφοράς νουκλεονίων, και με το μοντέλο αποδιέγερσης SMM [20,21], το οποίο αντιπροσωπεύει το μοντέλο πολλαπλής θραύσης. Λεπτομερής περιγραφή των μοντέλων έχει ήδη γίνει στο κεφάλαιο 2.

Για κάθε αντίδραση με το μοντέλο CoMD σταματήσαμε τους υπολογισμούς στα 300 fm/c ( $\sim 10^{-21}$  s), χρόνος ο οποίος είναι αρκετός για να ολοκληρωθεί το δυναμικό στάδιο της μεταφοράς νουκλεονίων, αλλά όχι τόσο ώστε να αποδιεγρθούν τα θερμά θραύσματα (hot fragments). Στη συνέχεια περάσαμε τα αποτελέσματα στον κώδικα αποδιέγερσης SMM ώστε να λάβουμε τα τελικά παγωμένα θραύσματα (cold fragments).

Προτού προχωρήσουμε στην παρουσίαση των υπολογισμών, κρίνεται σκόπιμο να παρουσιάσουμε τις πειραματικές μετρημένες ενεργές διατομές στο σχήμα 4.1 για τις αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κλειστοί κύκλοι),  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  (κόκκινοι ανοιχτοί κύκλοι) και  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  (μπλε ανοιχτά τετράγωνα). Παρατηρούμε ότι ο στόχος  $^{64}\text{Ni}$  έδωσε πλούσια σε νετρόνια ισότοπα με υψηλότερες ενεργές διατομές, για αυτό και στη συνέχεια πραγματοποιήσαμε περισσότερους υπολογισμούς με αυτό το στόχο.



Σχήμα 4.1 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  για τις αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κλειστοί κύκλοι),  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  (κοκκινοί ανοιχτοί κύκλοι) και  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  (μπλε ανοιχτά τετράγωνα).

## 4.2 Αντιδράσεις με δέσμη $^{40}\text{Ar}$ (15 MeV/A)

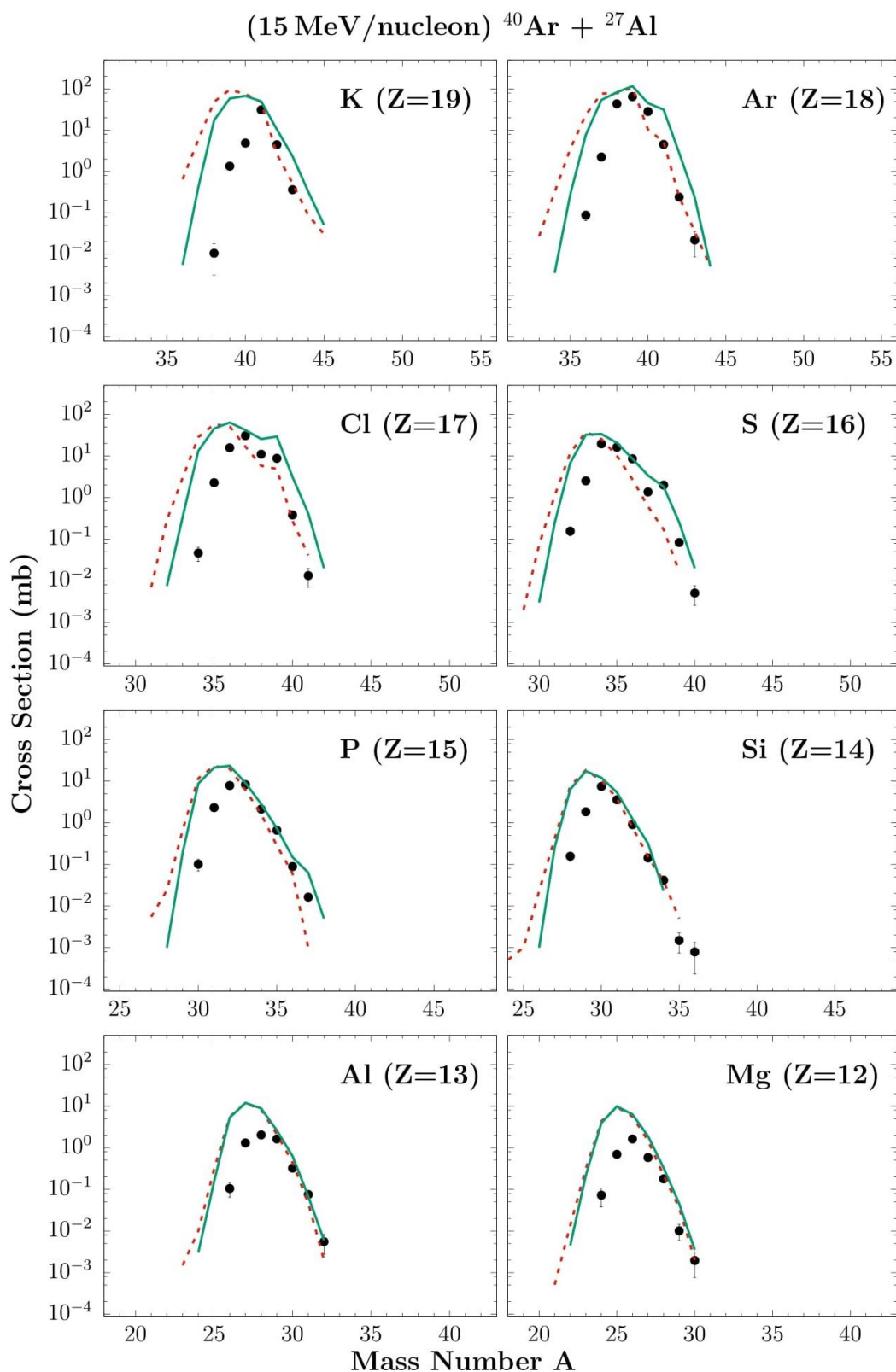
Παρακινούμενοι από τα παραπάνω πειραματικά δεδομένα, αποφασίσαμε να προχωρήσουμε σε μια σειρά υπολογισμών με δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A), χρησιμοποιώντας ως στόχο διάφορα πλούσια σε νετρόνια ισότοπα όπως  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  και  $^{238}\text{U}$ , ώστε να διερευνήσουμε τις δυνατότητες του συγκεκριμένου βλήματος για την παραγωγή εξωτικών πυρήνων.

Για να σιγουρευτούμε για την εγκυρότητα των υπολογισμών, συγκρίναμε τα αποτελέσματά μας με τα πειραματικά δεδομένα. Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζουμε τις πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{27}\text{Al}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή). Να σημειωθεί ότι το DITm αναφέρεται στον τροποποιημένο κώδικα DIT, όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο 2. Παρατηρούμε μια αρκετά καλή συμφωνία και των δύο μοντέλων κυρίως στη δεξιά μεριά των κατανομών, όπου βρίσκονται τα πλούσια σε νετρόνια ισότοπα.

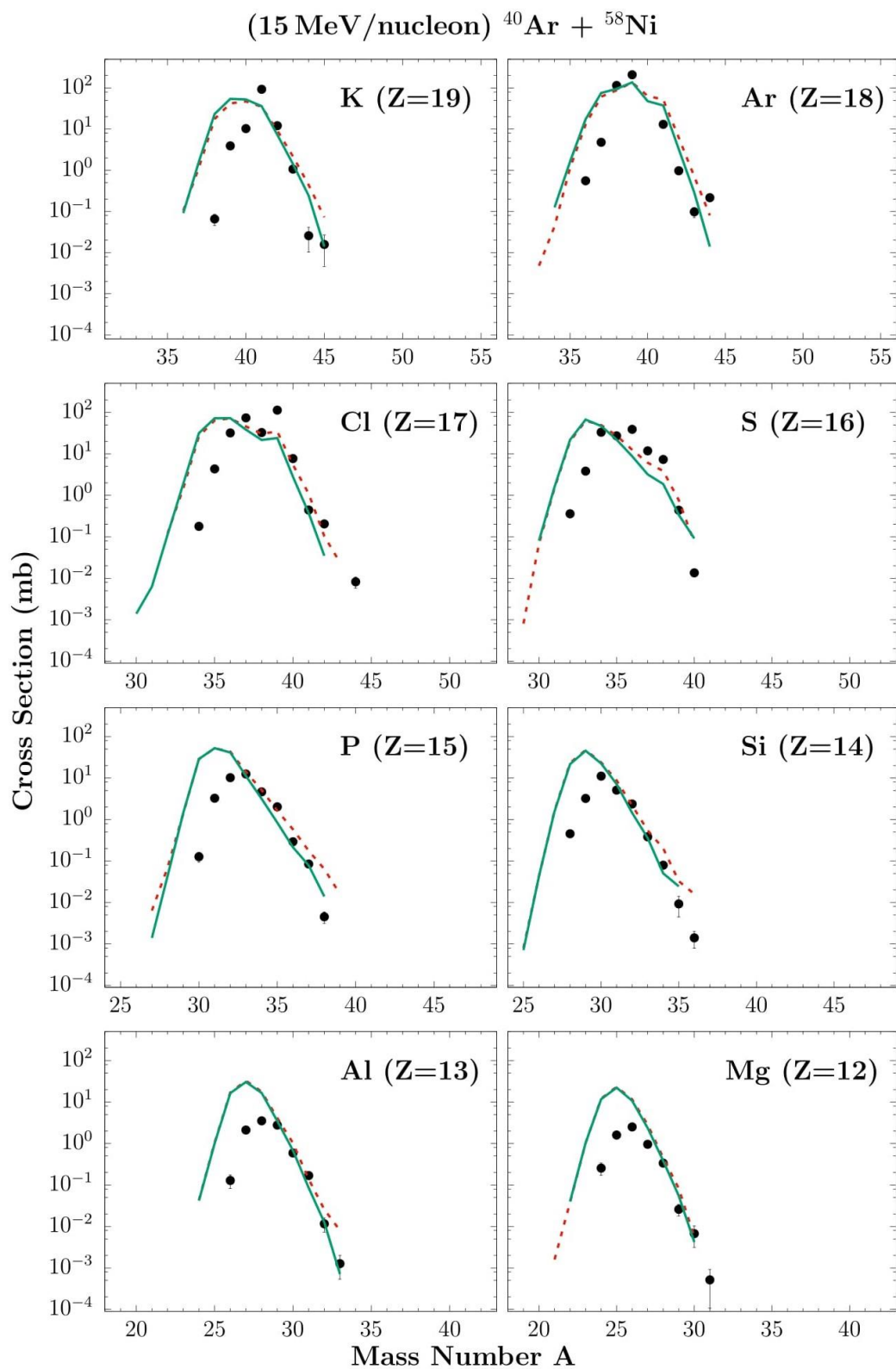
Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζουμε τις πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{58}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). Και σε αυτή την αντίδραση παρατηρούμε καλή συμφωνία στις ενεργές διατομές των πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων.

Να σημειωθεί ότι η ασυμφωνία που παρατηρείται στην αριστερή μεριά των κατανομών, όπου βρίσκονται οι πλούσιοι σε πρωτόνια πυρήνες, οφείλεται στην ελλιπή κάλυψη των πειραματικών δεδομένων και όχι σε λάθος του κώδικα.





Σχήμα 4.2 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{27}\text{Al}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).

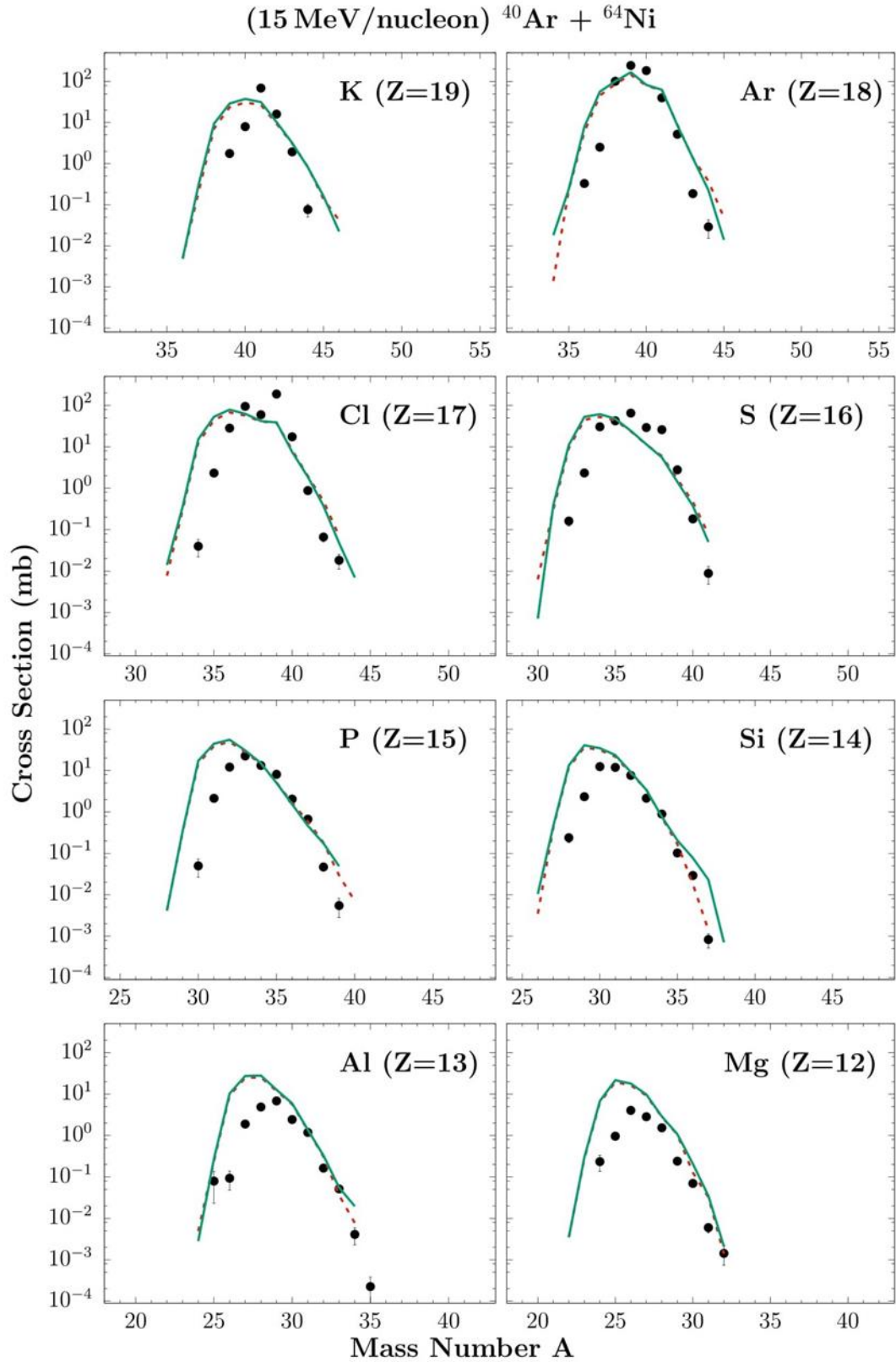


Σχήμα 4.3 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV}/A) + ^{58}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή)

Στη συνέχεια, στο σχήμα 4.4, παρουσιάζουμε τις πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή). Όπως και στις άλλες αντιδράσεις, παρατηρούμε αρκετά καλή περιγραφή των πειραματικών δεδομένων από τους κώδικες στην πλούσια σε νετρόνια περιοχή των ισotόπων. Από τη σύγκριση του μοντέλου DIT με το τροποποιημένο DITm και στις τρεις αντιδράσεις, βλέπουμε ότι το DITm τελικά δεν δίνει την ώθηση που θα περιμέναμε στις ενεργές διατομές των πλούσιων σε νετρόνια ισotόπων. Σε αρκετές περιπτώσεις, μάλιστα, τα αποτελέσματα του είναι πανομοιότυπα με τα αποτελέσματα του αρχικού μοντέλου, για αυτό και στη συνέχεια θα χρησιμοποιήσουμε το DIT για τους επόμενους υπολογισμούς.

Και στις τρεις αντιδράσεις βλέπουμε ότι τα ισotόπα του Ar ( $Z=18$ ) περιλαμβάνουν προϊόντα τα οποία έχουν συλλάβει έως και 5 νετρόνια από τον κάθε πυρήνα στόχο. Με βάση αυτό το γεγονός, μπορούμε να εξάγουμε το ασφαλές συμπέρασμα ότι σε αυτή την ενέργεια, η οποία βρίσκεται κάτω από το επίπεδο της ενέργειας Fermi, ο μηχανισμός που κυριαρχεί στην αντίδραση είναι αυτός της πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer) από και προς το βλήμα.

Όπως είδαμε και στο σχήμα 4.1, το  $^{64}\text{Ni}$  ως πυρήνας στόχος μπορεί να δώσει ισotόπα με νετρονική περίσσεια σε υψηλότερες ενεργές διατομές καθώς έχει μεγαλύτερο λόγο  $N/Z$  (1.28 έναντι 1.07 για το  $^{58}\text{Ni}$  και 1.08 για το  $^{27}\text{Al}$ ). Για το λόγο αυτό, όλες οι συγκρίσεις που θα πραγματοποιηθούν στη συνέχεια θα αφορούν το  $^{64}\text{Ni}$ , αφού ο σκοπός μας είναι η παραγωγή πλούσιων σε νετρόνια ισotόπων.

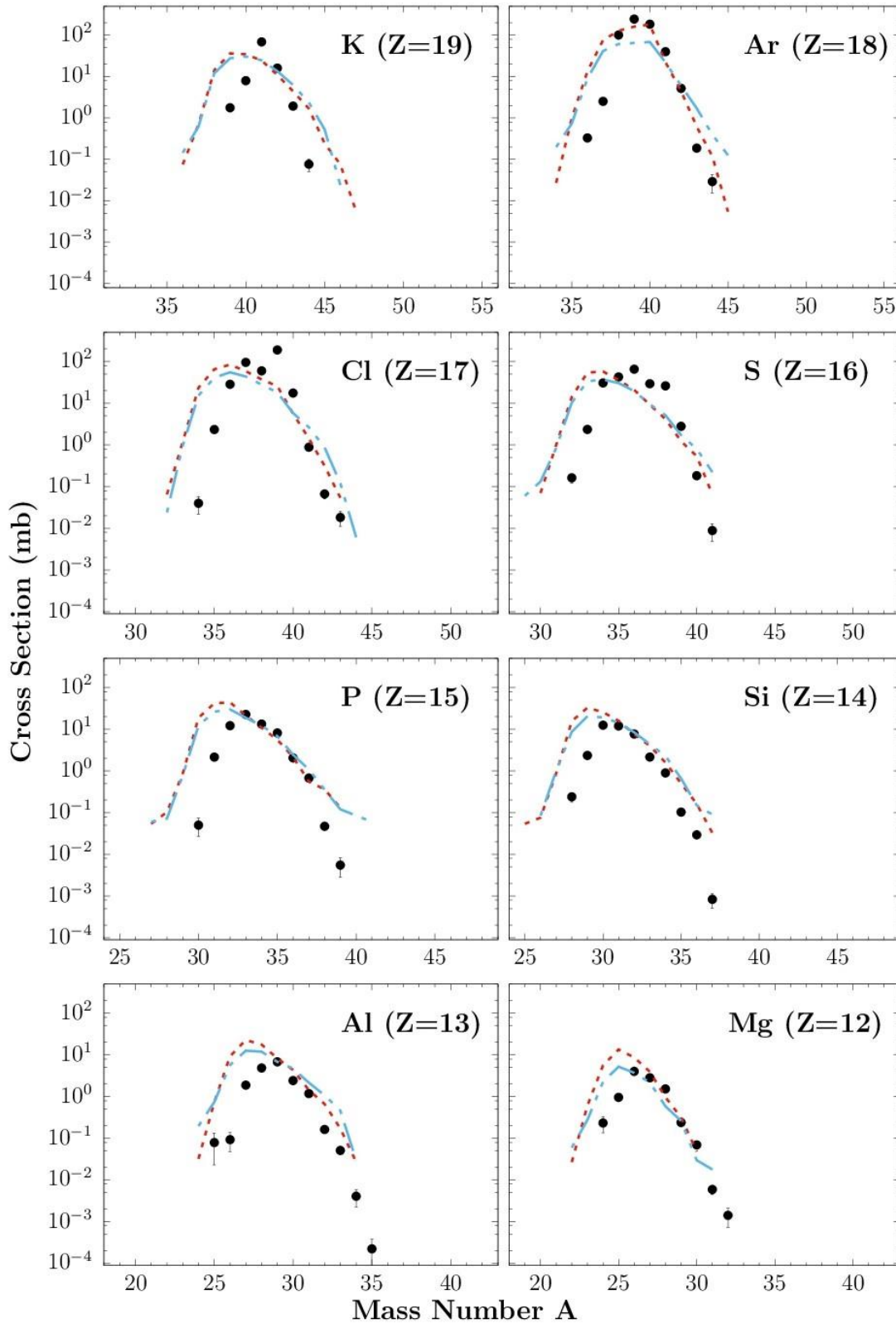


Σχήμα 4.4 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV}/A) + ^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και DITm/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).

Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζουμε ξανά τις πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ , αλλά αυτή τη φορά συγκρινόμενες με υπολογισμούς με τα μοντέλα COMD/SMM (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) και CSMD/SMM (μπλε γραμμή με εναλλασσόμενες τελείες και παύλες). Ο όρος COMD αναφέρεται σε υπολογισμούς με το μοντέλο όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο 2, χρησιμοποιώντας «κανονικό» δυναμικό, στο οποίο η ενέργεια συμμετρίας είναι ανάλογη της πυκνότητας του πυρήνα. Ο όρος CSMD αναφέρεται σε υπολογισμούς όπου χρησιμοποιήθηκε το «μαλακό» δυναμικό, όπου η ενέργεια συμμετρίας είναι ανάλογη της τετραγωνικής ρίζας της πυκνότητας του πυρήνα.

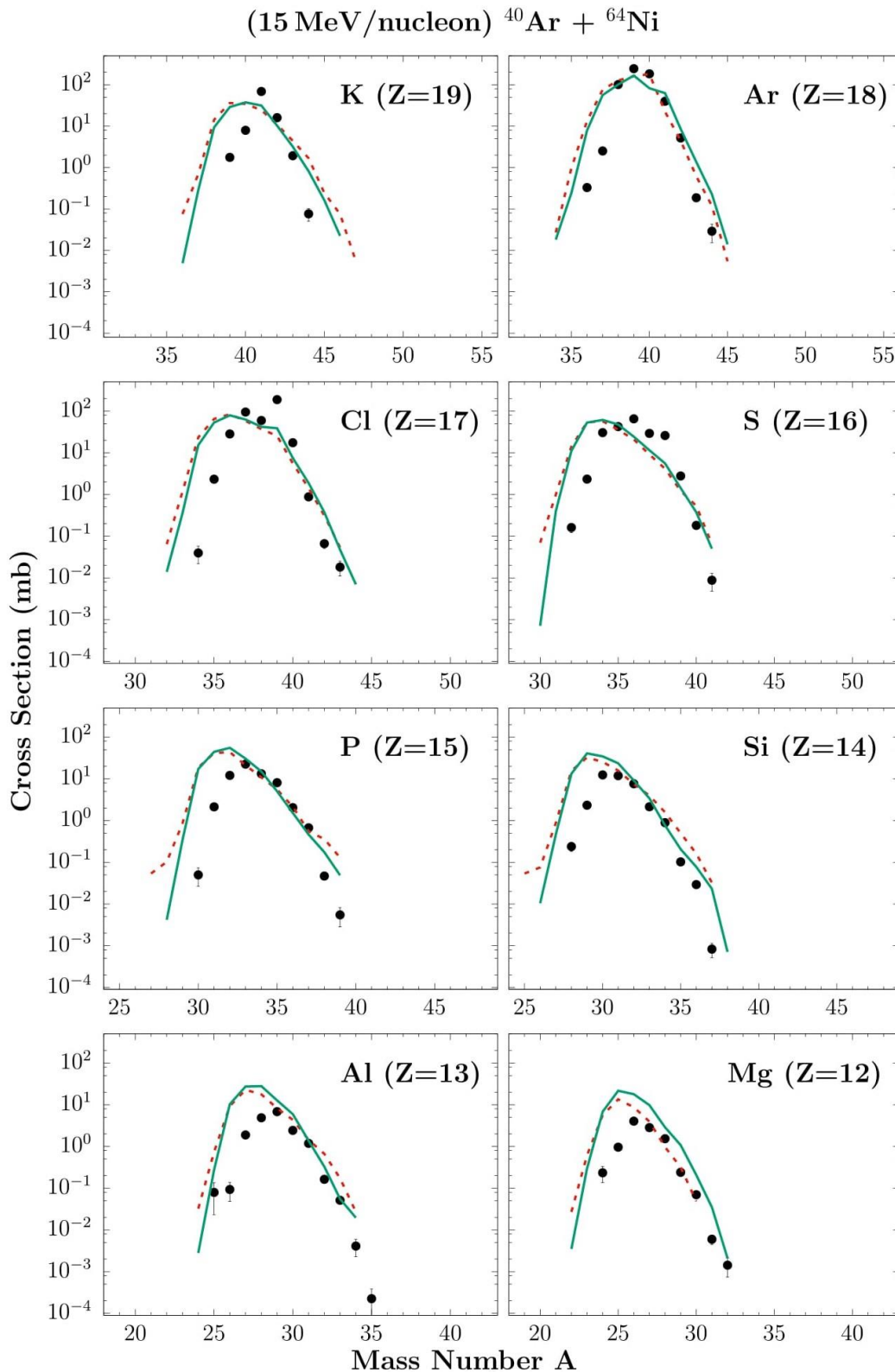
Παρατηρούμε ότι το μοντέλο COMD περιγράφει αρκετά καλά τα πειραματικά δεδομένα τόσο με το «κανονικό», όσο και με το «μαλακό» δυναμικό. Το γεγονός ότι δεν υπολογίζει αρκετά χαμηλές ενεργές διατομές οφείλεται στη μικρή στατιστική των υπολογισμών. Στη συνέχεια θα χρησιμοποιήσουμε μόνο το «κανονικό» δυναμικό για τους υπολογισμούς με το COMD.

(15 MeV/nucleon)  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$



Σχήμα 4.5 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV}/A) + ^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς COMD/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή) και CSMD/SMM (μπλε γραμμή με εναλλασσόμενες τελείες και παύλες).

Τελειώνοντας τις συγκρίσεις μεταξύ των μοντέλων, στο σχήμα 4.6 παρουσιάζουμε τις πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και COMD/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή). Παρατηρούμε ότι στα ισότοπα που βρίσκονται κοντά στο βλήμα ( $Z = 16-21$ ) τα αποτελέσματα των δύο μοντέλων είναι σχεδόν πανομοιότυπα, περιγράφοντας παράλληλα με αρκετά καλή ακρίβεια τα πειραματικά δεδομένα, πράγμα το οποίο δείχνει ότι λειτουργούν αρκετά ικανοποιητικά. Στη συνέχεια ο μεγαλύτερος όγκος των υπολογισμών θα πραγματοποιηθεί με το μοντέλο DIT, καθώς μπορεί να βγάλει ταχύτερα και μεγαλύτερης στατιστικής αποτελέσματα από το COMD.



Σχήμα 4.6 Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z = 12-19$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$ , συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής πράσινη γραμμή) και COMD/SMM (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή).

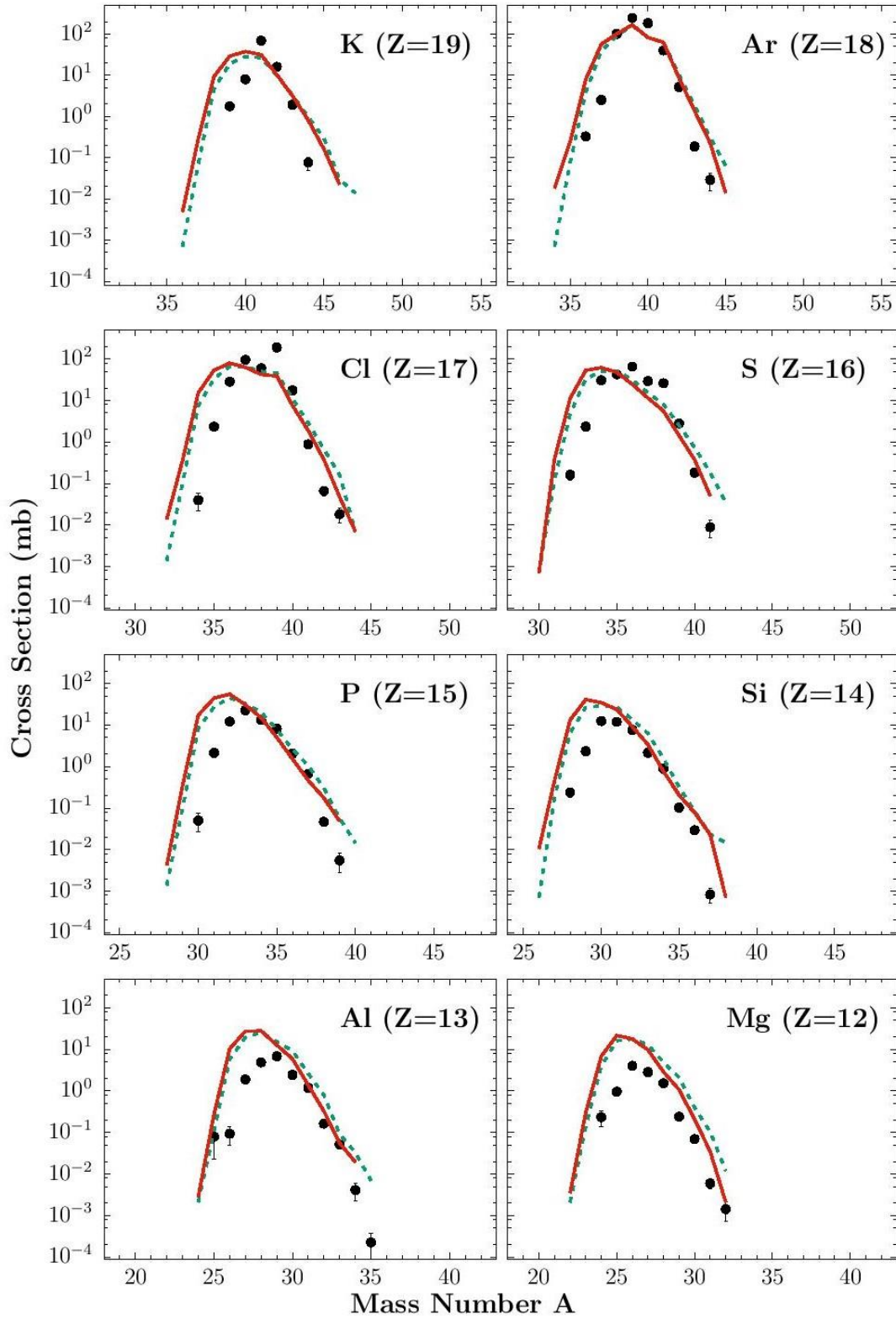


Με την ολοκλήρωση των συγκρίσεων των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα, μπορούμε με ασφάλεια να συμπεράνουμε ότι τα αποτελέσματα των μοντέλων, τόσο του DIT όσο και του COMD, είναι έγκυρα. Ως εκ τούτου, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να προβλέψουμε τα αποτελέσματα πυρηνικών αντιδράσεων που δεν έχουν πραγματοποιηθεί ακόμα.

Στο σχήμα 4.7 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{48}\text{Ca}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ . Παρατηρούμε ότι το  $^{48}\text{Ca}$ , λόγω του μεγαλύτερου λόγου N/Z (1.4 έναντι 1.28 για το  $^{64}\text{Ni}$ ), μπορεί να δώσει πλούσια σε νετρόνια ισότοπα με μεγαλύτερες ενεργές διατομές, καθώς έχει μεγαλύτερη νετρονική επιδερμίδα και το βλήμα μπορεί να συλλάβει νετρόνια ευκολότερα. Η διαφορά αυτή όμως δεν είναι τόσο μεγάλη ώστε να δικαιολογήσει τη χρησιμοποίηση του  $^{48}\text{Ca}$  ως στόχο, καθώς πρόκειται για το λιγότερο άφθονο ισότοπο του ασβεστίου (μόλις 0.187 % του φυσικού ασβεστίου), γεγονός που το κάνει εξαιρετικά ακριβό.

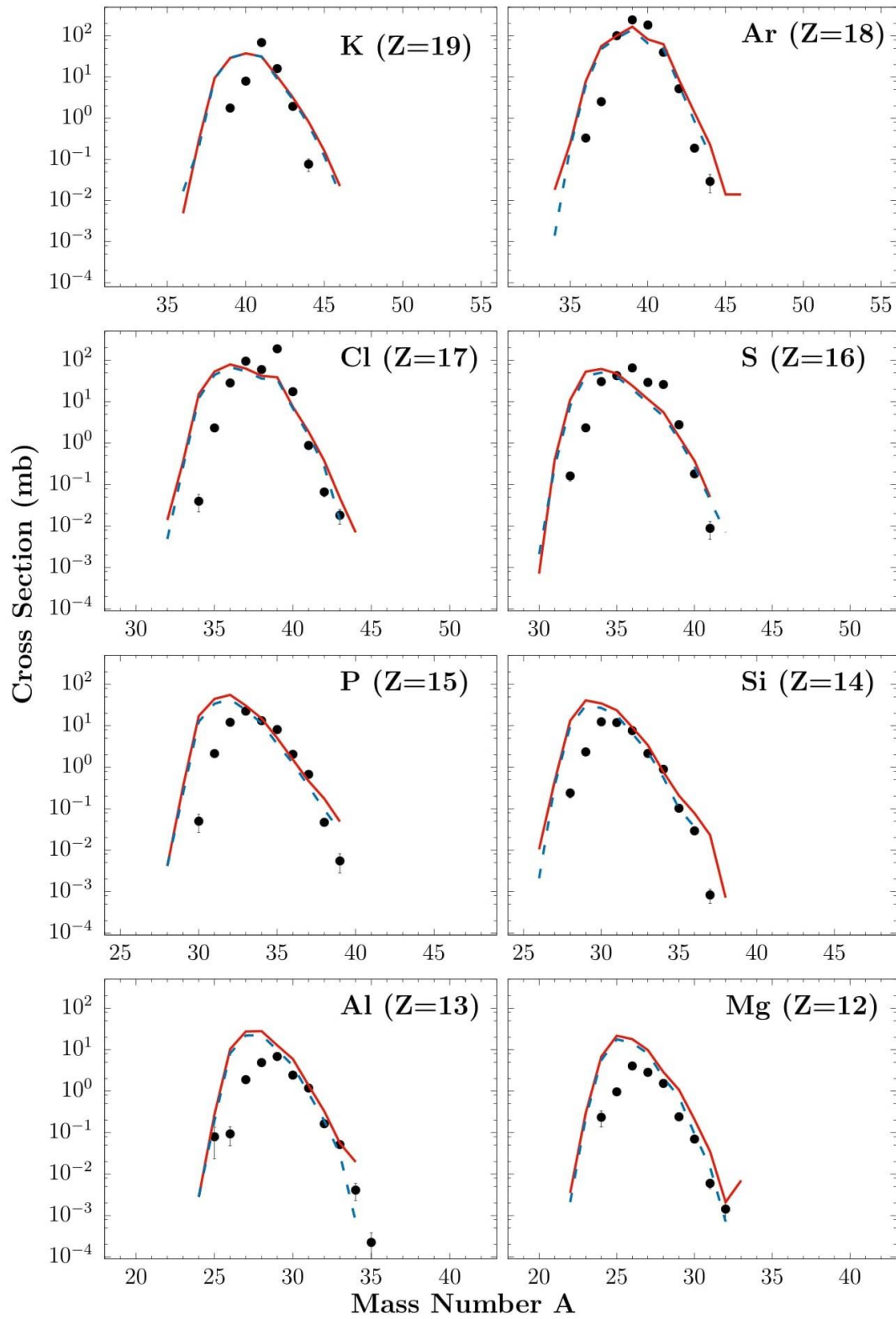
Στη συνέχεια, χρησιμοποιήσαμε ένα στόχο με παρόμοιο λόγο N/Z με το  $^{64}\text{Ni}$  αλλά ελαφρύτερο από αυτό. Στο σχήμα 4.8 βλέπουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{50}\text{Ti}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ . Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα είναι σχεδόν πανομοιότυπα, ειδικά στα ισότοπα κοντά στο βλήμα ( $Z = 16-19$ ). Αυτό δίνει ένα πλεονέκτημα στη χρήση του  $^{50}\text{Ti}$  ως στόχο, καθώς μπορεί να δώσει τα ίδια αποτελέσματα με το  $^{64}\text{Ni}$ , αλλά με μικρότερη γωνιακή κατανομή, δίνοντας μας τη δυνατότητα να έχουμε μεγαλύτερη απόδοση στη συλλογή των θραυσμάτων.

(15 MeV/nucleon)  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}, ^{48}\text{Ca}$



Σχήμα 4.7 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15\text{MeV}/A) + ^{48}\text{Ca}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15\text{ MeV}/A) + ^{64}\text{Ni}$

(15 MeV/nucleon)  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}, ^{50}\text{Ti}$



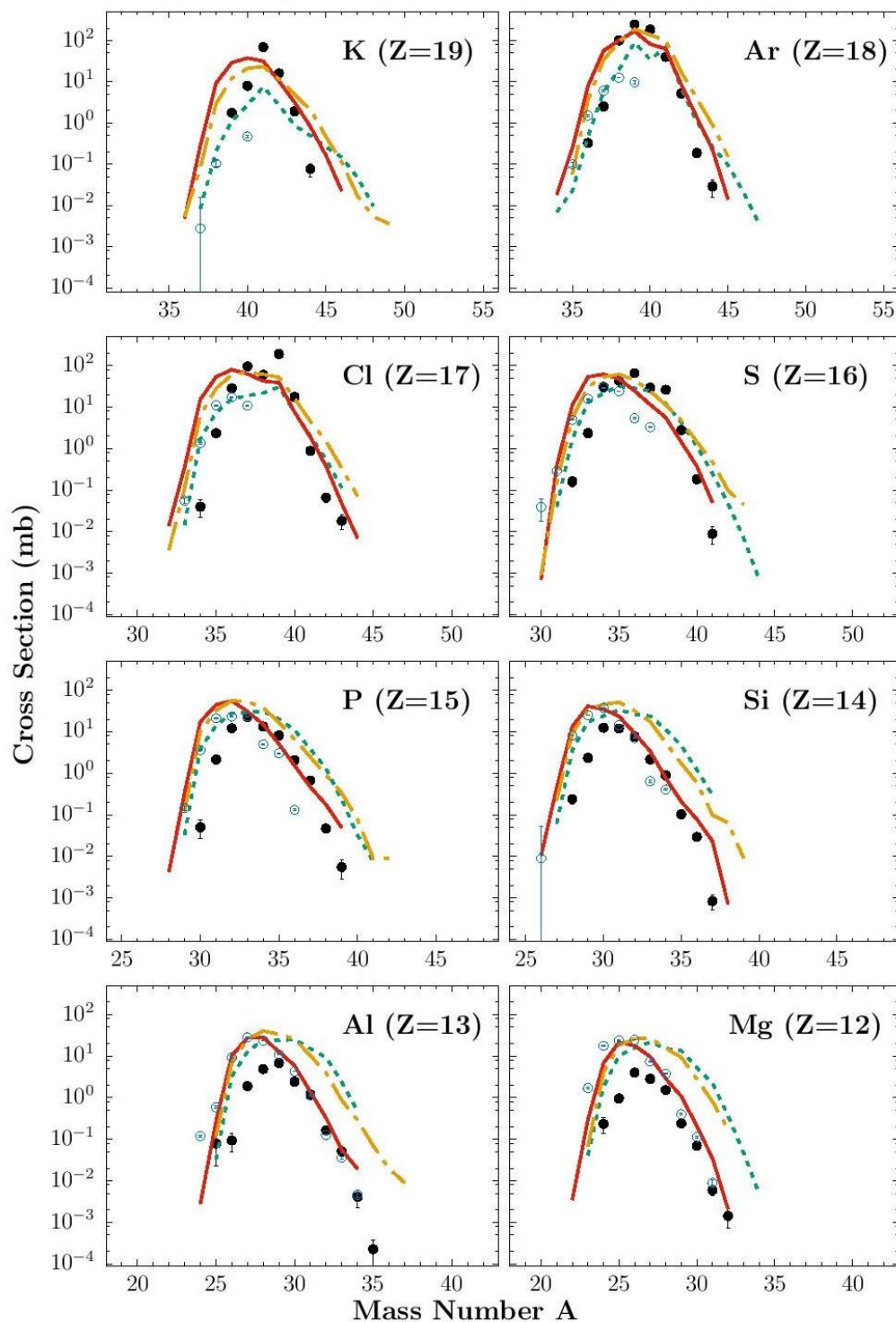
Σχήμα 4.8 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15\text{MeV}/A) + ^{50}\text{Ti}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} (15\text{ MeV}/A) + ^{64}\text{Ni}$

Συνεχίζοντας τη συστηματική μελέτη για τις δυνατότητες που παρέχει η δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) για την παραγωγή σπάνιων ισωτόπων, πραγματοποιήσαμε υπολογισμούς και με βαρύτερους στόχους, όπως  $^{208}\text{Pb}$  ( $N/Z = 1.54$ ) (διακεκομμένη κίτρινη γραμμή) και  $^{238}\text{U}$  ( $N/Z = 1.59$ ) (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). Στο σχήμα 4.9 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς αυτούς και τους συγκρίνουμε με τα πειραματικά δεδομένα (κλειστά μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ . Πλέον είναι σκόπιμο να παρουσιάσουμε και τα πειραματικά δεδομένα που βρήκαμε στη βιβλιογραφία για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (94 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  [35] (ανοιχτά μπλε σημεία) και να τα συγκρίνουμε με τους υπολογισμούς μας. Όπως περιμέναμε, οι βαρύτεροι στόχοι, και ειδικά το  $^{238}\text{U}$ , μπορούν να δώσουν αρκετά πιο πλούσια σε νετρόνια ισότοπα σε σχέση με το  $^{64}\text{Ni}$ , καθώς όπως παρατηρούμε σε όλες τις κατανομές σε κάθε ενεργό διατομή αντιστοιχεί ένα ισότοπο με επιπλέον 2-4 νετρόνια.

Η μεγάλη διαφορά που παρατηρείται μεταξύ των ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar}$  (94 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  και των πειραματικών δεδομένων της  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  αλλά και των υπολογισμών, κυρίως στα ισότοπα  $Z = 16-19$ , που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, οφείλεται στην ενέργεια της δέσμης. Σε ενέργειες δέσμης κοντά στην ενέργεια Fermi, ο μηχανισμός που υπερισχύει στην αντίδραση είναι η μεταφορά πολλών νουκλεονίων (multinucleon transfer), κάτι το οποίο φαίνεται πολύ εύκολα από την κατανομή των ισωτόπων του Ar. Η αρχική δέσμη αποτελούταν από  $^{40}\text{Ar}$  και καταφέραμε να παράξουμε ισότοπα με ατομικό αριθμό που κυμαίνεται από  $A = 34$  μέχρι  $A = 47$ , το οποίο σημαίνει ότι υπάρχει μια ροή νετρονίων από το στόχο προς το βλήμα και αντιστρόφως. Αντίθετα, σε υψηλές ενέργειες υπερισχύει ο μηχανισμός του θρυμματισμού (fragmentation), κατά τον οποίο ο χρόνος επαφής των δύο πυρήνων είναι πολύ μικρός ώστε να μην επιτρέπεται η μεταφορά νουκλεονίων, και έτσι έχουμε απλά αποκοπή μικρών θραυσμάτων από τους δύο πυρήνες. Για το λόγο αυτό παρατηρούμε ολοκληρωμένες κατανομές ισωτόπων μόνο στα ελαφρύτερα στοιχεία, όπως το Al και το Mg.

Από το σχήμα 4.9, λοιπόν, μπορούμε να εξαγάγουμε το ασφαλές συμπέρασμα ότι η παραγωγή σπάνιων ισωτόπων ευνοείται πιο πολύ από χαμηλές ενέργειες δέσμης κοντά στην ενέργεια Fermi, η οποία είναι περίπου 32 MeV/A, παρά από υψηλές.

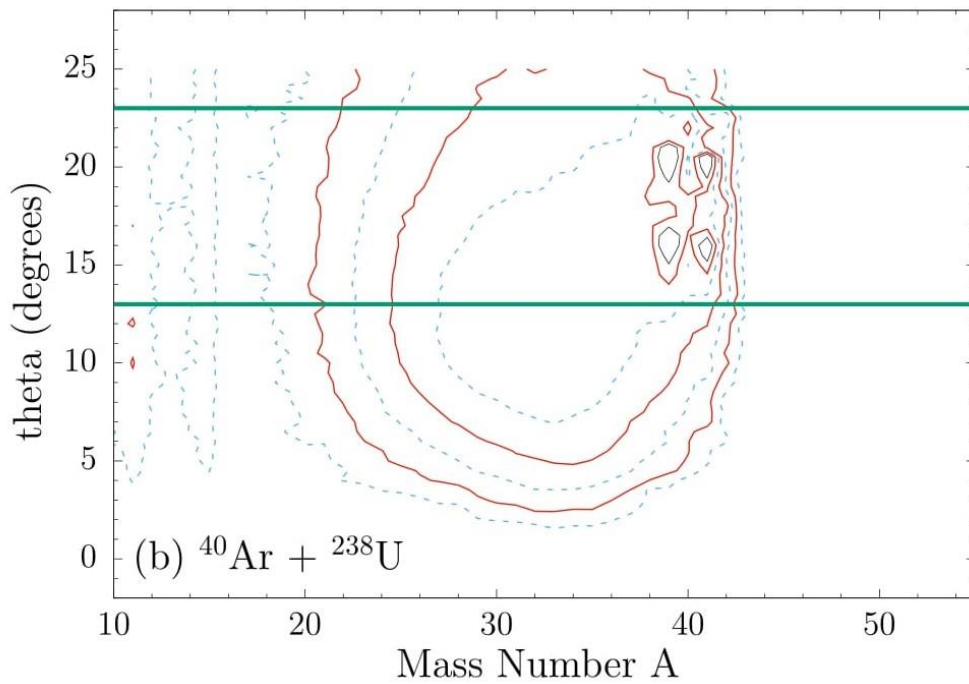
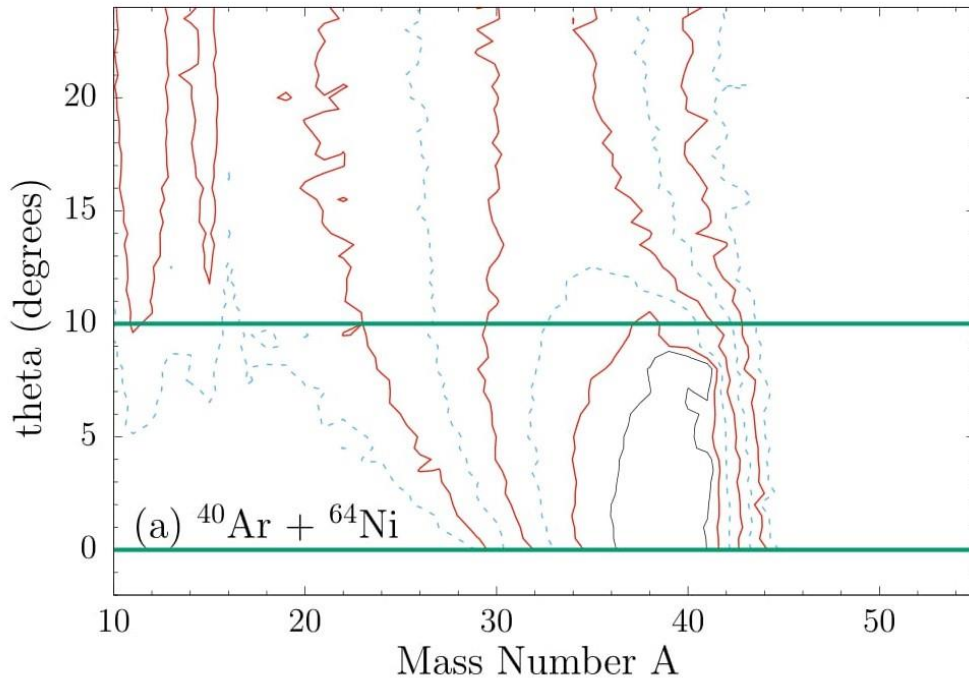
(15 MeV/nucleon)  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}, ^{208}\text{Pb}, ^{238}\text{U}$



Σχήμα 4.9 Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τις πειραματικές κατανομές (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  και με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  (ανοιχτά μπλε σημεία).

Από όλες τις παραπάνω αντιδράσεις, η πιο ενδιαφέρουσα είναι αναμφίβολα η  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ , καθώς φαίνεται ότι μπορεί να δώσει τα πιο πλούσια σε νετρόνια ισότοπα με αρκετά ικανοποιητικές ενεργές διατομές. Για να κατανοήσουμε, όμως, καλύτερα την κινηματική και τη γωνιακή εξάπλωση των θραυσμάτων, στο σχήμα 4.10 παρουσιάζουμε την υπολογισμένη από τους κώδικες DIT/SMM γωνιακή κατανομή των θραυσμάτων συναρτήσει της μάζας τους για την αντίδραση αυτή και τη συγκρίνουμε με την αντίστοιχη κατανομή για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ . Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε μια πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου KOBRA [37], ο οποίος αποτελεί έναν αντιπροσωπευτικό φασματογράφο για τη συλλογή και ταυτοποίηση των υπό μελέτη αντιδράσεων.. Όπως ήταν αναμενόμενο, παρατηρούμε ότι η χρήση του  $^{238}\text{U}$  ως στόχο οδηγεί σε κατανομή των θραυσμάτων σε αρκετά μεγαλύτερες γωνίες, λόγω της μεγαλύτερης άπωσης Coulomb. Το γεγονός αυτό αποτελεί το κυριότερο μειονέκτημα της χρήσης βαρέων στόχων, όπως το  $^{238}\text{U}$ , καθώς δυσχεραίνει σχετικά τη συλλογή των θραυσμάτων.

$^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/nucleon) +  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{238}\text{U}$



Σχήμα 4.10 (α) Υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών για τα θραύσματα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  συναρτήσει της μάζας τους. Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου KOBRA. (β) Όπως και στο διάγραμμα (α) αλλά για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .

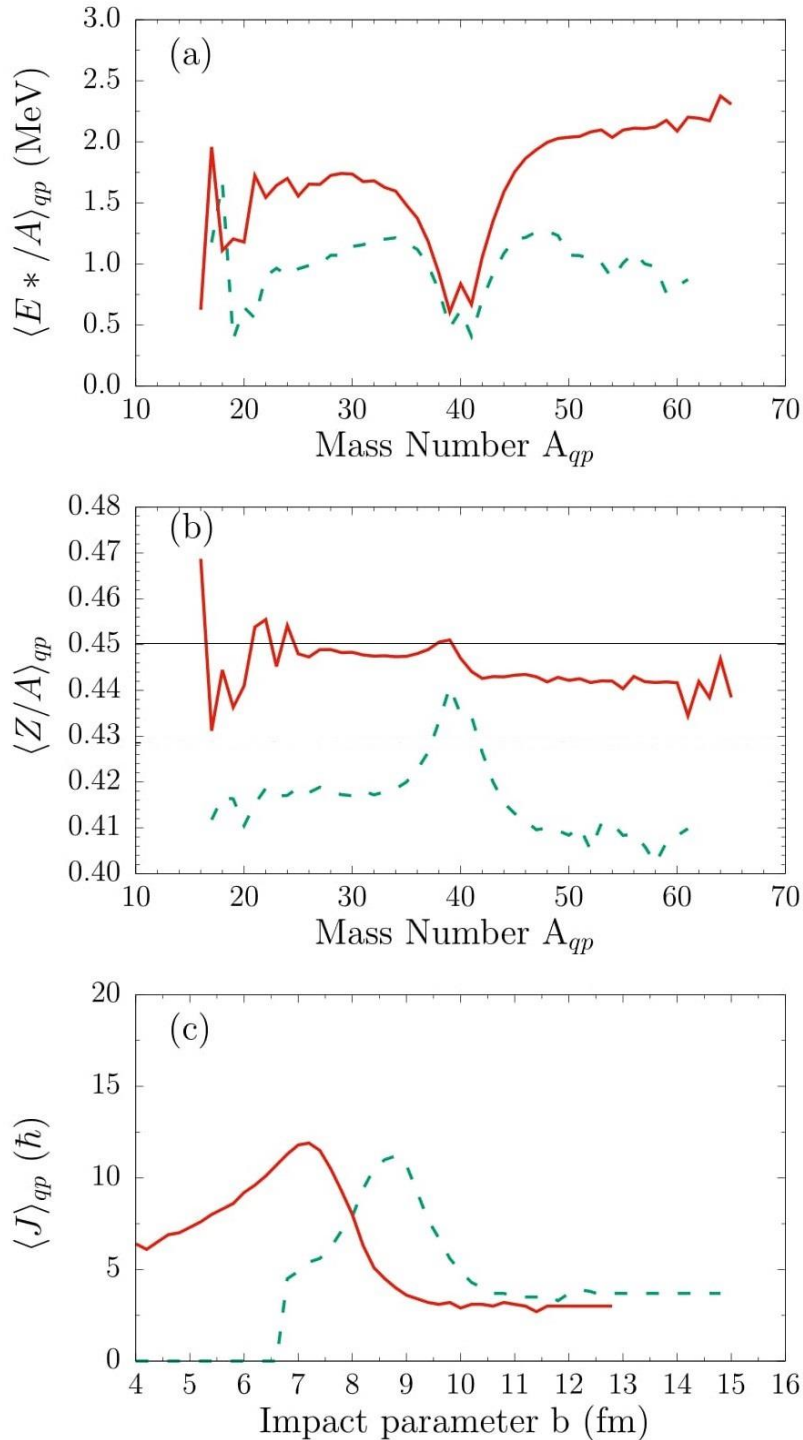
Τελειώνοντας τη μελέτη της παραπάνω αντίδρασης, είναι σκόπιμο πλέον να παρουσιάσουμε και μερικές ιδιότητες του αρχικών θερμών ψευδοβλημάτων (quasiprojectile), δηλαδή των διεγερμένων πυρήνων που δημιουργήθηκαν από την ανταλλαγή νουκλεονίων κατά τη διάρκεια της αντίδρασης πριν αποδιεγερθούν στα τελικά κρύα θραύσματα, οι οποίες υπολογίστηκαν, όπως και πριν, από τα μοντέλα DIT/SMM.

Στο σχήμα 4.11(a) παρουσιάζουμε τη μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). Παρατηρούμε σχετικά μικρές ενέργειες διέγερσης για τα ψευδοβλήματα κοντά στην περιοχή μάζας του  $^{40}\text{Ar}$ , γεγονός το οποίο εξηγείται από περιορισμένη ανταλλαγή νουκλεονίων με το στόχο. Αντίθετα, στις περιοχές μάζας αρκετά χαμηλότερα αλλά και αρκετά υψηλότερα από αυτή του αρχικού βλήματος, παρατηρούνται πολύ υψηλότερες ενέργειες διέγερσης, που φτάνουν μέχρι και 2,5 MeV/A, οι οποίες είναι υψηλότερες για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  παρά για την  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ . Η μεγάλη διαφορά που παρατηρείται μεταξύ των δύο αντιδράσεων έγκειται στο γεγονός ότι για να αποκτήσει το βήμα μεγάλη ενέργεια διέγερσης πρέπει να συγκρουστεί κεντρικά με το στόχο, κάτι που είναι πολύ πιο πιθανό με έναν ελαφρύ στόχο, λόγω της μικρότερης άπωσης Coulomb.

Στο σχήμα 4.11(b), παρουσιάζουμε τη μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). Η οριζόντια γραμμή αντιστοιχεί στο λόγο  $Z/A$  του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ . Παρατηρούμε ότι τα προϊόντα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$ , και ειδικά αυτά που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, είναι κοντά στην τιμή  $Z/A$  του αρχικού βλήματος. Αντίθετα, τα προϊόντα της αντίδρασης  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ , με εξαίρεση αυτά που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, τα οποία πλησιάζουν την τιμή του βλήματος, αποκλίνουν κατά πολύ. Ο λόγος είναι ότι πρέπει να επέλθει ισορροπία στο κλάσμα  $N/Z$ , καθώς υπάρχει πολύ μεγάλη διαφορά μεταξύ του στόχου και του βλήματος ( $N/Z = 1.22$  για το  $^{40}\text{Ar}$ ,  $N/Z = 1.59$  για το  $^{238}\text{U}$ ).

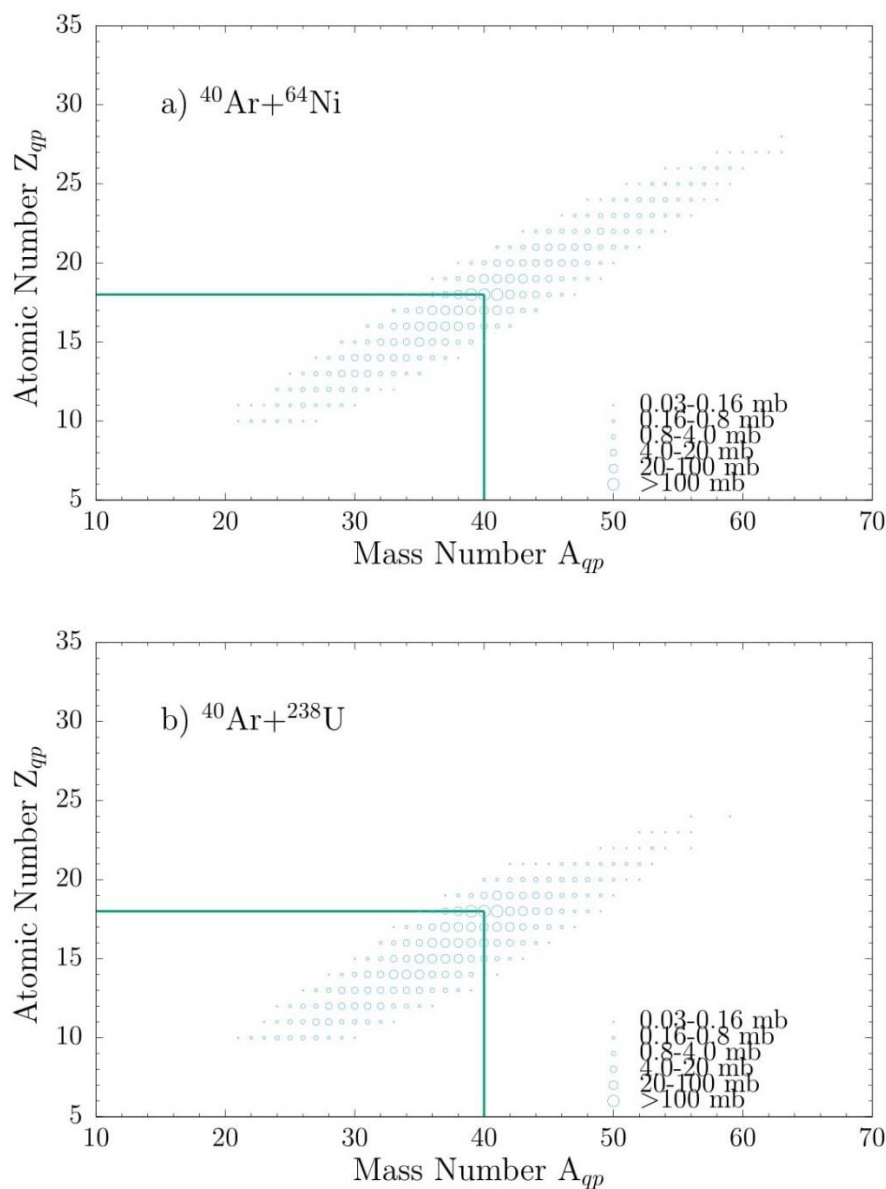
Τέλος, στο σχήμα 4.11(c), τη μέση τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). Όπως περιμέναμε, στις πιο περιφερειακές αντιδράσεις μεταδίδεται λιγότερη στροφορμή στους δύο πυρήνες, ενώ οι πιο κεντρικές οδηγούν το σύστημα σε πιο υψηλές τιμές στροφορμής. Όπως βλέπουμε, οι υπολογισμοί σταματούν στα 4 fm, τιμή στην οποία οι επιφάνειες του στόχου και του βλήματος έχουν επικαλυφθεί περίπου 3 fm, τιμή η οποία αποτελεί το όριο λειτουργίας του DIT.





Σχήμα 4.11 Υπολογισμένες ιδιότητες των ψευδοβλημάτων από το DIT. (a) Μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). (b) Μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή). (c) Μέση τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή) και  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή).

Τέλος, αφού παραθέσαμε τις ιδιότητες των ψευδοβλημάτων, θα παρουσιάσουμε και τις κατανομές των ενεργών διατομών για τα αρχικά προϊόντα. Στο σχήμα 4.12 παρουσιάζουμε τις υπολογισμένες ενεργές διατομές των ψευδοβλημάτων από το DIT για τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από το μέγεθος των ανοιχτών κύκλων, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία του υπομνήματος. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ . Όπως παρατηρούμε, ο στόχος  $^{64}\text{Ni}$  μπορεί να δώσει βαρύτερα θραύσματα, αλλά το  $^{238}\text{U}$  μπορεί να δώσει πιο πλούσια σε νετρόνια ισότοπα κοντά στην περιοχή του βλήματος.



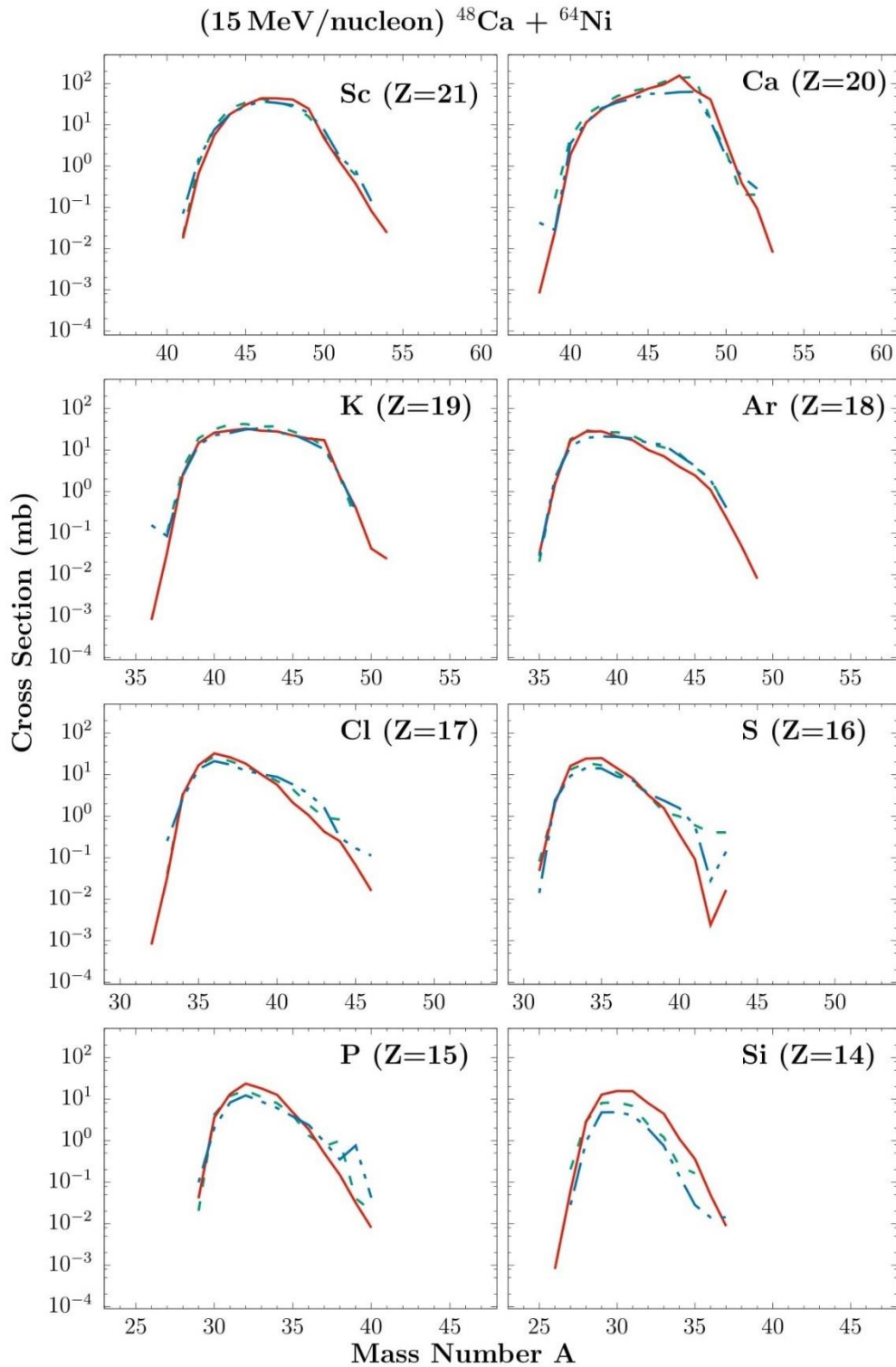
**Σχήμα 4.12** Αναπαράσταση των υπολογισμένων ενεργών διατομών των ψευδοβλημάτων από το DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από τους ανοιχτούς κύκλους, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ .

### 4.3 Αντιδράσεις με δέσμη $^{48}\text{Ca}$ (15 MeV/A)

Οι παραπάνω υπολογισμοί για τη δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) αρχικά βρέθηκαν σε αρκετά καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, γεγονός το οποίο μας έπεισε για την εγκυρότητα τους. Στη συνέχεια, οι νέοι υπολογισμοί που πραγματοποιήσαμε με  $^{238}\text{U}$  ως στόχο έβγαλαν θετικά αποτελέσματα καθώς φάνηκε ότι αυτός ο συνδυασμός βλήματος και στόχου μπορεί να δώσει πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα.

Παρακινούμενοι από τα αποτελέσματα αυτά, επιχειρήσαμε μια νέα σειρά υπολογισμών αυτή τη φορά για τη δέσμη  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A), για να εξερευνήσουμε τις δυνατότητες μιας πιο πλούσιας σε νετρόνια δέσμης ( $N/Z = 1.4$  για το  $^{48}\text{Ca}$  σε σχέση με  $N/Z = 1.22$  για το  $^{40}\text{Ar}$ ) στην περιοχή μάζας  $A = 40-60$ . Στο σχήμα 4.13 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) COMD/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και CSMD/SMM (πράσινη διακεκομμένη γραμμή) για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ . Επιλέξαμε ξανά για στόχο το  $^{64}\text{Ni}$  καθώς όπως είδαμε και από τα προηγούμενα πειραματικά δεδομένα και υπολογισμούς μπορεί να δώσει σπάνια ισότοπα με ικανοποιητικές ενεργές διατομές. Όπως παρατηρούμε από τις κατανομές, τα τρία μοντέλα ταυτίζονται σχεδόν απόλυτα, ειδικά στα στοιχεία κοντά στο βλήμα με  $Z=18-21$ , και μπορούν να παραχθούν ισότοπα που έχουν συλλάβει έως και 5 νετρόνια.

Όπως είδαμε και από τους προηγούμενους υπολογισμούς, το μοντέλο DIT περιγράφει αρκετά ικανοποιητικά τις αντιδράσεις. Λόγω της μεγαλύτερης αποδοτικότητας του σε ταχύτητα και αποτελέσματα σε σχέση με το COMD, οι επόμενοι υπολογισμοί που θα παρουσιάσουμε θα προέρχονται μόνο από το DIT.



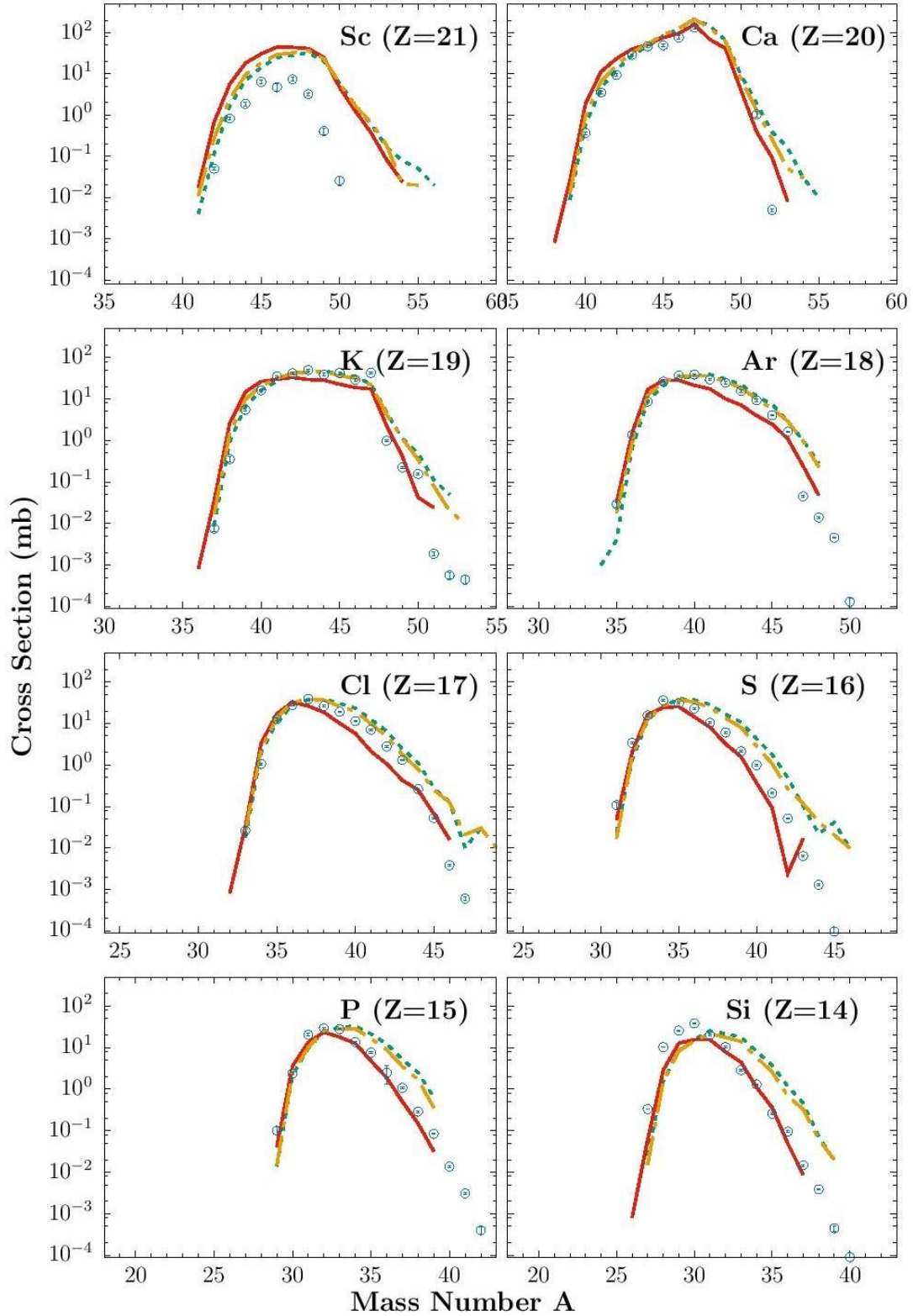
Σχήμα 4.13 Υπολογισμοί DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) COMD/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και CSMD/SMM (πράσινη διακεκομμένη γραμμή) για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}(15 \text{ MeV/A}) + \text{}^{64}\text{Ni}$

Θα ήταν πολύ χρήσιμο να συγκρίνουμε τους υπολογισμούς μας με πειραματικά δεδομένα, ώστε να έχουμε μια πιο ολοκληρωμένη εικόνα των προοπτικών που μας παρέχει αυτή η δέσμη. Στο σχήμα 4.14 παρουσιάζουμε τα πειραματικά δεδομένα που βρήκαμε στη βιβλιογραφία για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  [36] (ανοιχτά μπλε σημεία) και τα συγκρίνουμε με τους υπολογισμούς DIT/SMM για τις αντιδράσεις με δέσμη  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) και στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (κόκκινη συνεχής γραμμή),  $^{208}\text{Pb}$  (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) και  $^{238}\text{U}$  (πράσινη διακεκομμένη γραμμή). Ξαναχρησιμοποιήσαμε τους βαρύτερους στόχους  $^{208}\text{Pb}$  και  $^{238}\text{U}$  γιατί στους προηγούμενους υπολογισμούς έδωσαν αρκετά ικανοποιητικά αποτελέσματα.

Όπως και προηγουμένως, παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί μας, που πραγματοποιήθηκαν για ενέργεια δέσμης πολύ χαμηλότερη από αυτή του πειράματος, ευνοούν την παραγωγή ισotόπων πλούσιων σε νετρόνια, καθώς, όπως είπαμε, ευνοείται ο μηχανισμός ανταλλαγής νουκλεονίων. Αν κοιτάξουμε, για παράδειγμα, την κατανομή των ισotόπων του ασβεστίου, παρατηρούμε ότι από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  έχουνε παραχθεί κάποια ισotόπα βαρύτερα του αρχικού βλήματος, που όμως δεν είναι πλούσια σε, ενώ από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  έχουν παραχθεί ισotόπα που έχουν συλλάβει έως 7 νετρόνια.

Τέλος, βλέπουμε για ακόμη μια φορά ότι ο στόχος  $^{238}\text{U}$  μπορεί να δώσει πιο πλούσιους σε νετρόνια πυρήνες με αρκετά ικανοποιητικές ενεργές διατομές, κάτι το οποίο μας πείθει για την αποτελεσματικότητα του ουρανίου ως κατάλληλο στόχο για τις αντιδράσεις αυτές.

(15 MeV/nucleon)  $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{238}\text{U}$



Σχήμα 4.14 Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή),  $^{208}\text{Pb}$  (διακεκομμένη κίτρινη γραμμή),  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) σε σύγκριση με τις πειραματικές κατανομές της αντίδρασης  $^{48}\text{Ca}$  (140 MeV/A) +  $^{181}\text{Ta}$  (ανοιχτά μπλε σημεία).

#### 4.4 Αντιδράσεις με τις ραδιενεργές δέσμες $^{46}\text{Ar}$ και $^{54}\text{Ca}$ (15 MeV/A)

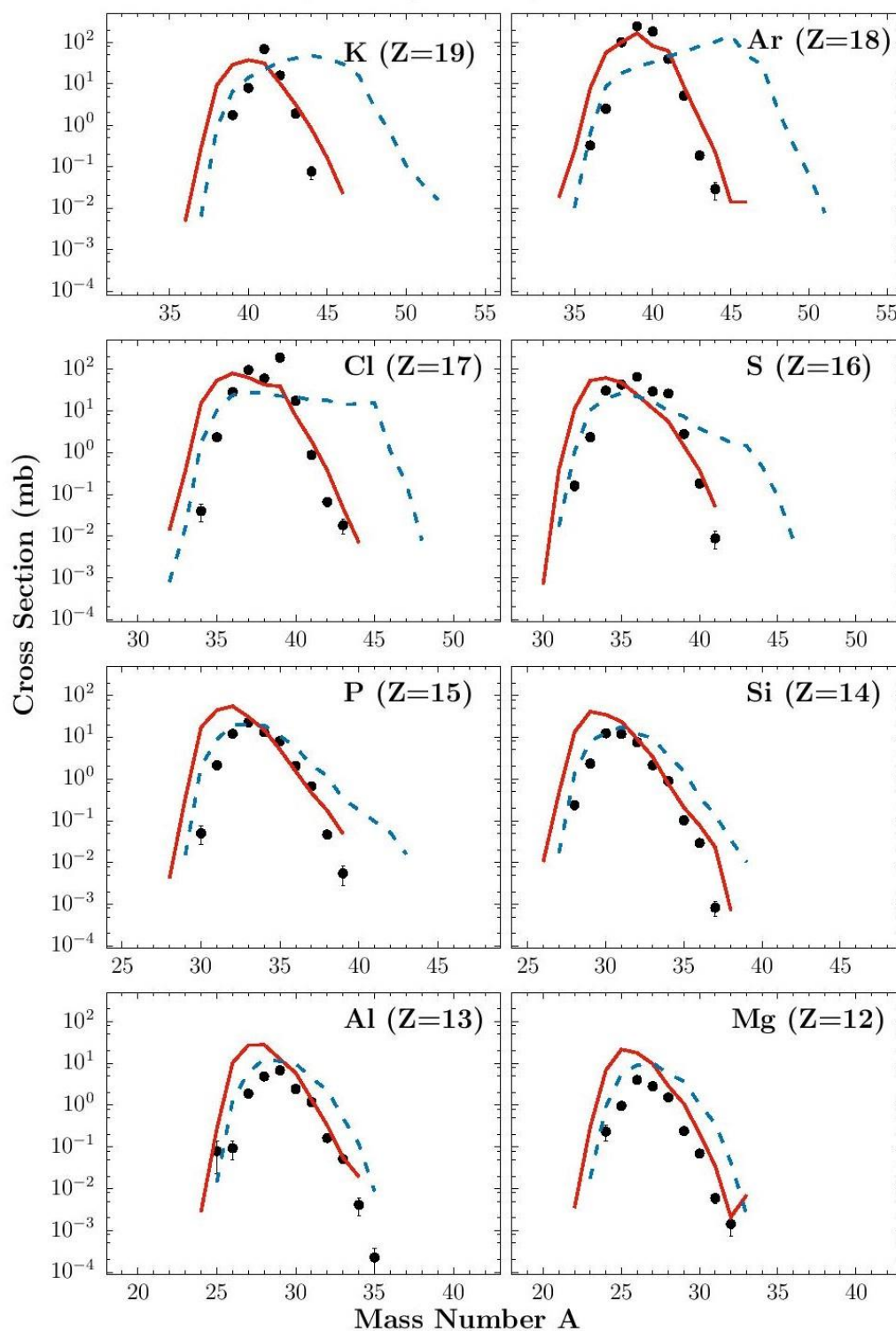
Όπως είπαμε και νωρίτερα, οι ραδιενεργές δέσμες είναι ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο στην εξερεύνηση των μηχανισμών των πυρηνικών αντιδράσεων και της πυρηνικής σταθερότητας. Όπως θα δούμε παρακάτω, με τη χρήση τους μπορούμε να παράξουμε ισότοπα πού κοντά στη γραμμή κόρου νετρονίων, στα όρια της πυρηνικής σταθερότητας.

Αυτό που μας παρακίνησε να πραγματοποιήσουμε υπολογισμούς με τις δέσμες  $^{46}\text{Ar}$  και  $^{54}\text{Ca}$  ήταν ότι τα συγκεκριμένα ισότοπα μπορούν να παραχθούν από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  σε αρκετά ικανοποιητικές ενεργές διατομές. Οπότε, σε μια διάταξη σαν του KOBRA [37], θα μπορούσαν να παραχθούν, να διαχωριστούν και να κατευθυνθούν σε έναν επόμενο στόχο.

Στο σχήμα 4.15 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και τους συγκρίνουμε με τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Είναι προφανές ότι η ραδιενεργός δέσμη μπορεί να φτάσει σε πολύ πιο σπάνια ισότοπα από τη σταθερή, καθώς σε κάθε τιμή ενεργού διατομής αντιστοιχούν ισότοπα με έως και 5 νετρόνια επιπλέον, στα στοιχεία με  $Z=16-19$ .

Στη συνέχεια, στο σχήμα 4.16 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) μαζί με τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Παρατηρούμε ξανά ότι η χρήση του  $^{238}\text{U}$  μας πηγαίνει σε ακόμα πιο σπάνια ισότοπα καθώς βλέπουμε ότι μπορεί να παραχθεί μέχρι και το ισότοπο  $^{52}\text{Ar}$ .

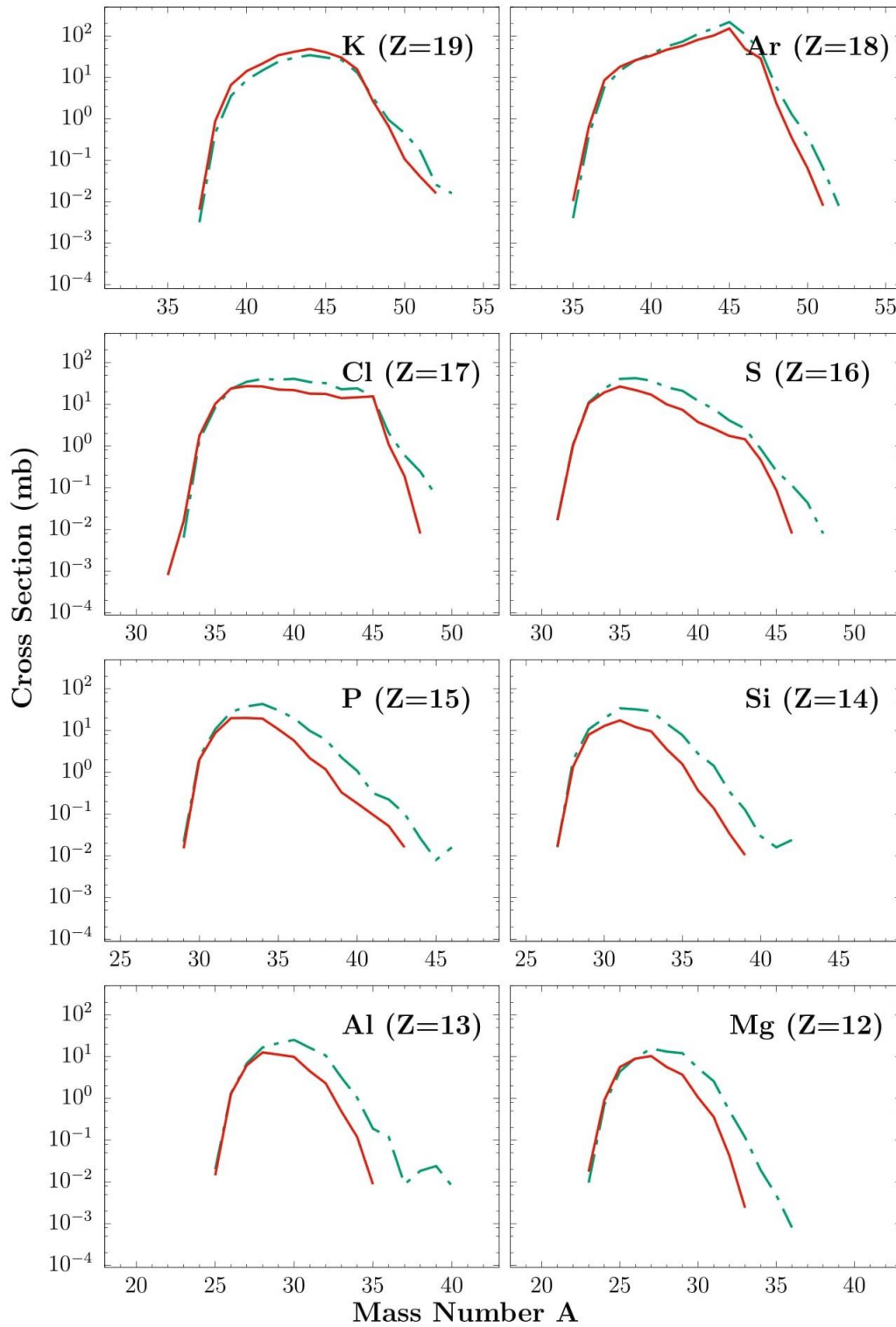
(15 MeV/nucleon)  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{46}\text{Ar}$  +  $^{64}\text{Ni}$ ,



Σχήμα 4.15 Υπολογισμοί DIP/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία) και τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή).



(15 MeV/nucleon)  $^{46}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}, ^{238}\text{U}$

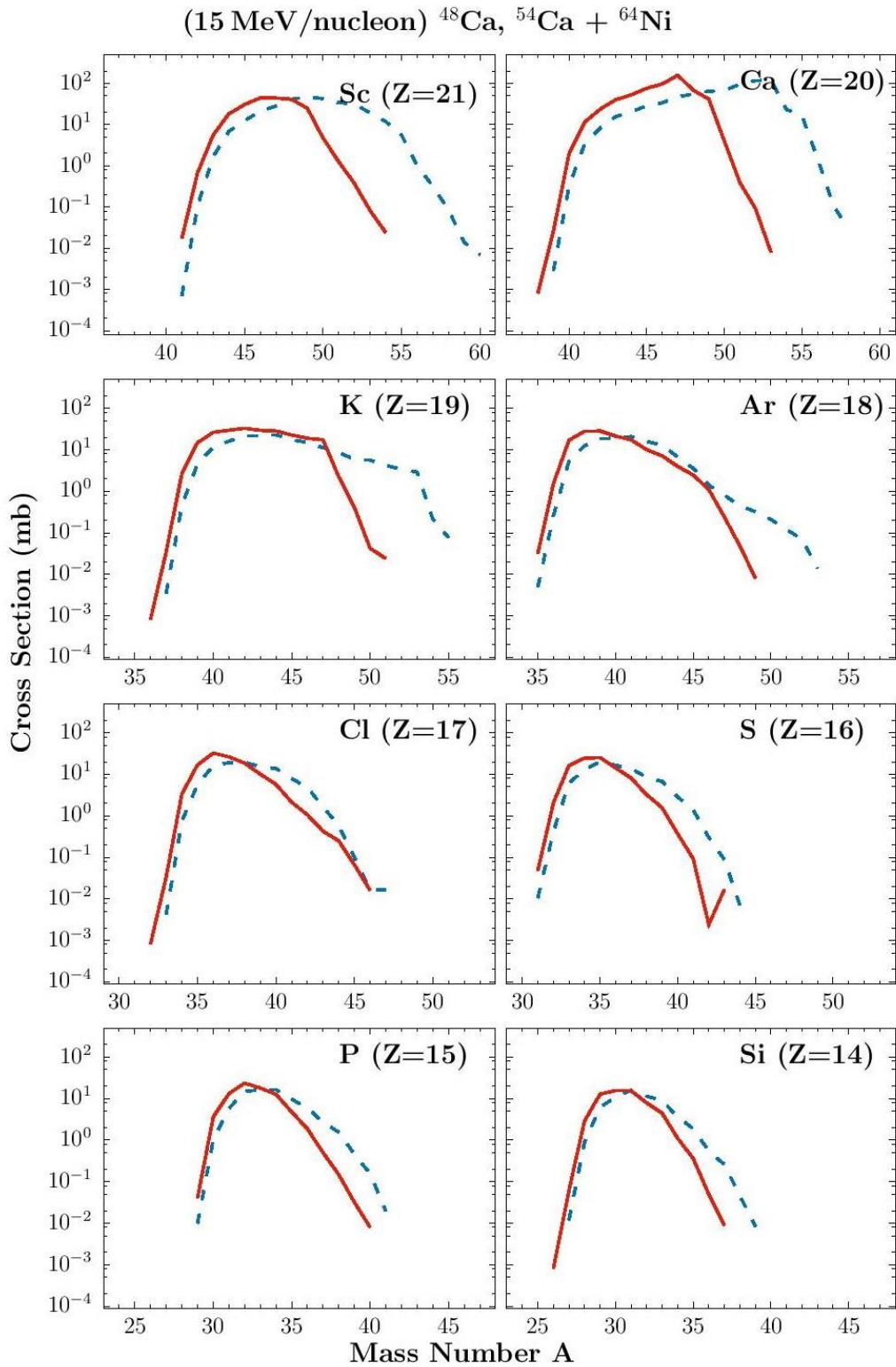


Σχήμα 4.16 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) μαζί με τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή).

Συνεχίζοντας τη μελέτη των ραδιενεργών δεσμών, στο σχήμα 4.17 συγκρίνουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM της αντίδρασης  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Παρατηρούμε και εδώ ότι η ραδιενεργός δέσμη έχει τη δυνατότητα να παράξει πολύ πιο σπάνια ισότοπα από τη σταθερή, κυρίως στα ισότοπα των στοιχείων  $Z=18-21$  που παράγονται με ανταλλαγή νουκλεονίων μεταξύ του βλήματος και του στόχου.

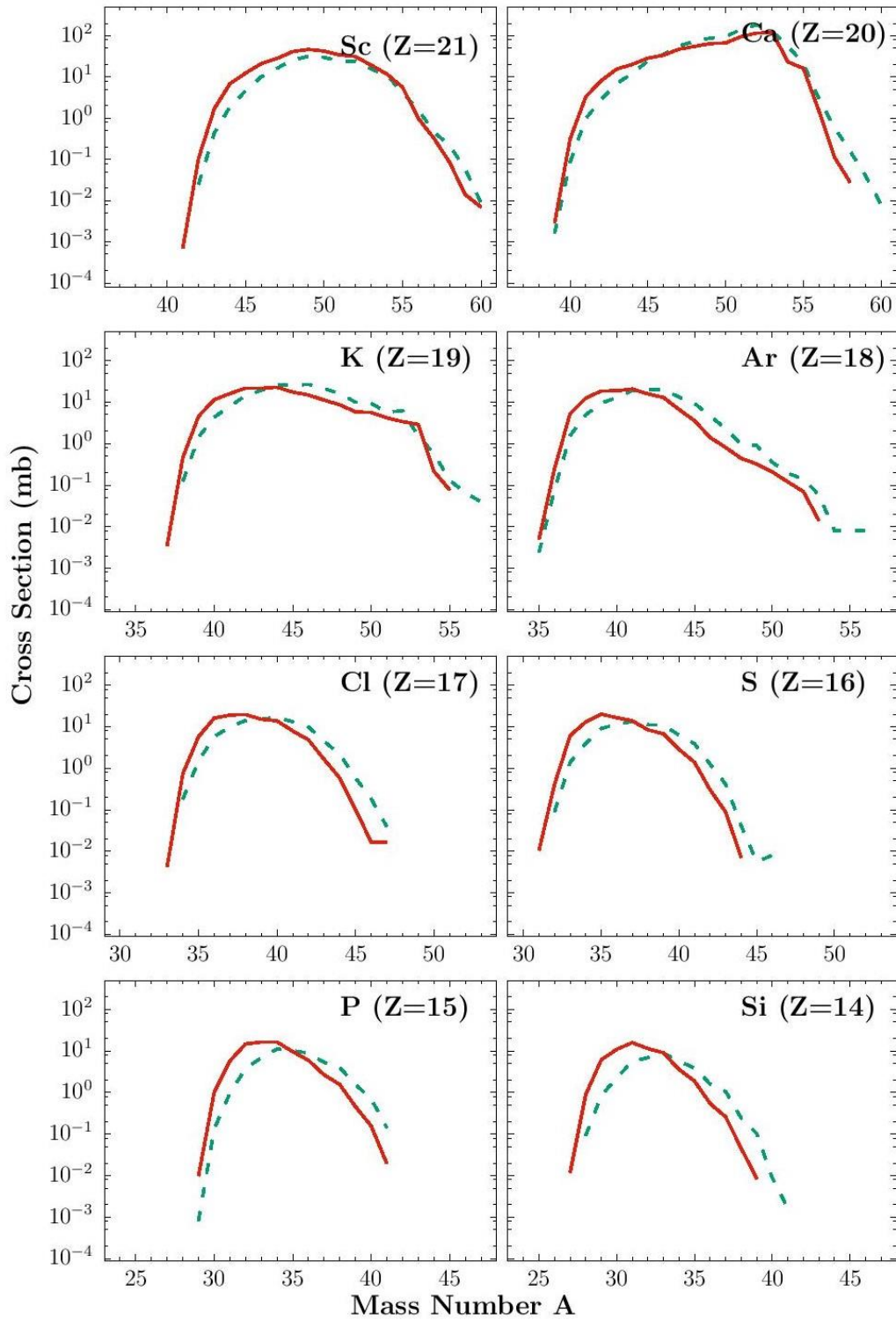
Τέλος, στο σχήμα 4.18, παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς DIT/SMM για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) σε σύγκριση με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Αυτοί οι υπολογισμοί αποτελούν το πιο ενδιαφέρον αποτέλεσμα της συγκεκριμένης εργασίας μέχρι στιγμής, καθώς φαίνεται ότι υπάρχει η δυνατότητα παραγωγής νέων ισωτόπων, όπως του  $^{60}\text{Ca}$ , με σχετικά ικανοποιητική ενεργό διατομή.

Αυτά τα τελευταία διαγράμματα μας πείθουν για τις δυνατότητες που παρέχουν οι ραδιενεργές δέσμες στην παραγωγή σπανίων ισωτόπων, στα όρια της πυρηνικής σταθερότητας.



Σχήμα 4.17 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}(15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) συγκρινόμενοι με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}(15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή).

(15 MeV/nucleon)  $^{54}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}, ^{238}\text{U}$



Σχήμα 4.18 Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}(15 \text{ MeV}/A) + ^{238}\text{U}$  (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) συγκρινόμενοι με τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}(15 \text{ MeV}/A) + ^{64}\text{Ni}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή).

## 4.5 Ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων

Έχοντας παρουσιάσει , παραπάνω, τις ισοτοπικές κατανομές από τις αντιδράσεις τόσο με τις σταθερές όσο και με τις ραδιενεργές δέσμες, είναι πλέον χρήσιμο να δούμε και τους ρυθμούς παραγωγής μερικών σπανίων ισοτόπων με μεγάλο ενδιαφέρον.

Στον πίνακα 4.1 παρουσιάζουμε τις προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμούς παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση με τη σταθερή δέσμη  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ . Για τα αποτελέσματα αυτά έχουμε υποθέσει ότι η δέσμη έχει ένταση 500 pA (  $3 \times 10^{12}$  σωματίδια/s), η οποία είναι αρκετά μεγάλη, αλλά εφικτή σε σύγχρονα εργαστήρια [33,34,37-45] και ότι ο στόχος  $^{238}\text{U}$  έχει πάχος 20 mg/cm<sup>2</sup>. Στον πίνακα αυτό μπορούμε να δούμε τις ενεργές διατομές και τους ρυθμούς παραγωγής των ραδιενεργών ισοτόπων  $^{46}\text{Ar}$  και  $^{54}\text{Ca}$ , τα οποία χρησιμοποιήθηκαν ως ραδιενεργές δέσμες στη συνέχεια. Επίσης παρουσιάζουμε και τους πειραματικώς μετρημένους (exp) ή θεωρητικώς προβλεπόμενους (the) χρόνους ημιζωής [46,47] για το κάθε ισότοπο.

Rare isotope	$t_{1/2}$	Reaction Channel	Cross Section (mb)	Rates (s <sup>-1</sup> )
$^{54}\text{Ca}$	0.09 s (exp)	- 0p + 6n	0,03	$4.6 \times 10^3$
$^{46}\text{Ar}$	8.4 s (exp)	- 2p - 0n	2.88	$4.4 \times 10^5$
$^{55}\text{Sc}$	0.09 s (exp)	+1p + 6n	0.051	$7.8 \times 10^3$
$^{52}\text{K}$	105 ms (exp)	- 1p + 5n	0.05	$17.6 \times 10^3$

Πίνακας 4.1 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .

Στη συνέχεια, στον πίνακα 4.2 βλέπουμε προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση με τη ραδιενεργή δέσμη  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ . Σε αυτή την περίπτωση, υποθέτουμε ότι η ένταση της δέσμης ότι είναι  $4.4 \times 10^5$  σωματίδια/s, το οποίο είναι και ο ρυθμός παραγωγής του συγκεκριμένου ισοτόπου από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ , ενώ το πάχος του στόχου είναι πάλι 20 mg/cm<sup>2</sup>. Παρατηρούμε ότι μπορούμε να φτάσουμε σε πολύ εξωτικούς πυρήνες όπως οι  $^{52}\text{Ar}$  και  $^{49}\text{Cl}$ .

Rare isotope	$t_{1/2}$	Reaction Channel	Cross Section (mb)	Rates ( $s^{-1}$ )
$^{51}\text{Ar}$	24 ms (exp)	- 0p + 5n	0,064	$1.4 \times 10^{-3}$ ( 5 hour $^{-1}$ )
$^{52}\text{Ar}$	16 ms (exp)	- 0p - 06n	0.008	$1.8 \times 10^{-4}$ (15 day $^{-1}$ )
$^{48}\text{Cl}$	39 ms (exp)	-1p + 3n	0.24	$5.4 \times 10^{-3}$ ( 19 hour $^{-1}$ )
$^{49}\text{Cl}$	28 ms (exp)	- 1p + 4n	0.06	$1.3 \times 10^{-3}$ ( 5 hour $^{-1}$ )

Πίνακας 4.2 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{46}\text{Ar}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .

Τέλος, στον πίνακα 4.3 παρουσιάζουμε τις προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμούς παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση με τη ραδιενεργό δέσμη  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ . Και σε αυτή την περίπτωση έχουμε υποθέσει πυκνότητα στόχου 20 mg/cm $^2$  και ένταση δέσμης  $4.6 \times 10^3$  σωματίδια/s, το οποίο, όπως και πριν, είναι ο ρυθμός παραγωγής του συγκεκριμένου ισοτόπου από την αντίδραση  $^{48}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ . Βλέπουμε ότι με περιφερειακές αντιδράσεις ραδιενεργών δεσμών χαμηλής ενέργειας, μπορούμε να φτάσουμε ακόμα και σε νέους πυρήνες, όπως οι  $^{59}\text{Ca}$  και  $^{60}\text{Ca}$ , έστω και με σχετικά χαμηλό ρυθμό παραγωγής.

Rare isotope	$t_{1/2}$	Reaction Channel	Cross Section (mb)	Rates ( $s^{-1}$ )
$^{57}\text{Ca}$	7 ms (exp)	- 0p + 3n	0.59	$1.4 \times 10^{-4}$ ( 12 day $^{-1}$ )
$^{58}\text{Ca}$	12 ms (the)	-0p +4n	0..16	$3.75 \times 10^{-5}$ ( 3 day $^{-1}$ )
$^{59}\text{Ca}$	6 ms (the)	-0p +5n	0.04	$9.75 \times 10^{-6}$ (6 week $^{-1}$ )
$^{60}\text{Ca}$	4 ms (the)	- 0p + 6n	0.008	$1.9 \times 10^{-6}$ (1 week $^{-1}$ )
$^{54}\text{K}$	10 ms (exp)	-1p + 1n	0.58	$1.4 \times 10^{-4}$ ( 12 day $^{-1}$ )
$^{55}\text{K}$	4 ms (exp)	- 1p + 4n	0.04	$9.4 \times 10^{-6}$ (6 week $^{-1}$ )

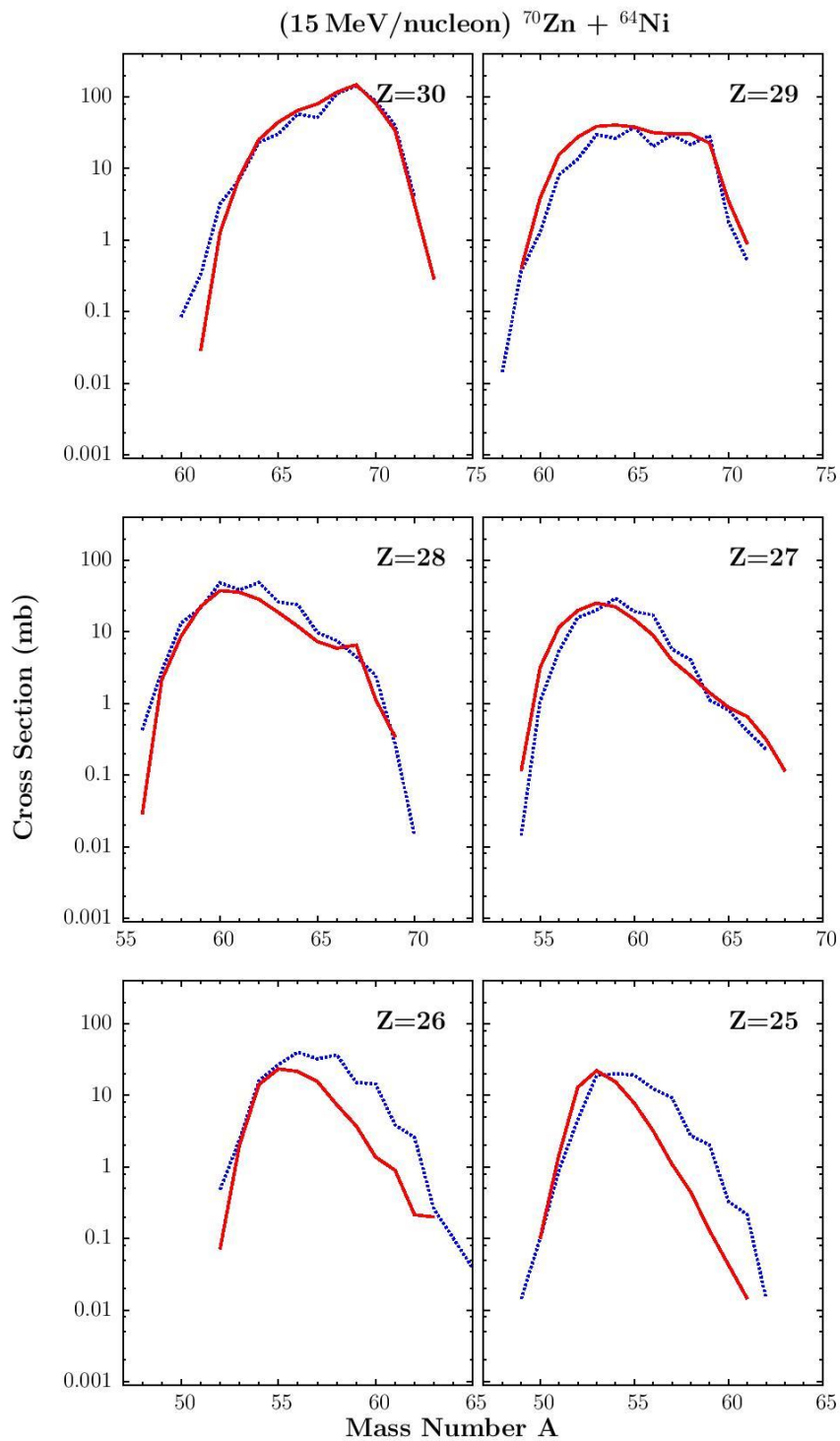
Πίνακας 4.3 Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής ισοτόπων από την αντίδραση  $^{54}\text{Ca}$  (15 MeV/A) +  $^{238}\text{U}$ .

## 4.6 Αντιδράσεις με τη δέσμη $^{70}\text{Zn}$ (15 MeV/A)

Όπως αναφέραμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, στο κοντινό μέλλον θα πραγματοποιηθεί από την ομάδα μας πείραμα στο φασματογράφο MAGNEX [34] του εργαστηρίου LNS στην Κατάνια της Ιταλίας με τη δέσμη  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) χρησιμοποιώντας στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{208}\text{Pb}$ . Για το λόγο αυτό πραγματοποιήσαμε τους παρακάτω υπολογισμούς, ώστε να κάνουμε μια πρόβλεψη για τα πιθανά αποτελέσματα των συγκεκριμένων αντιδράσεων.

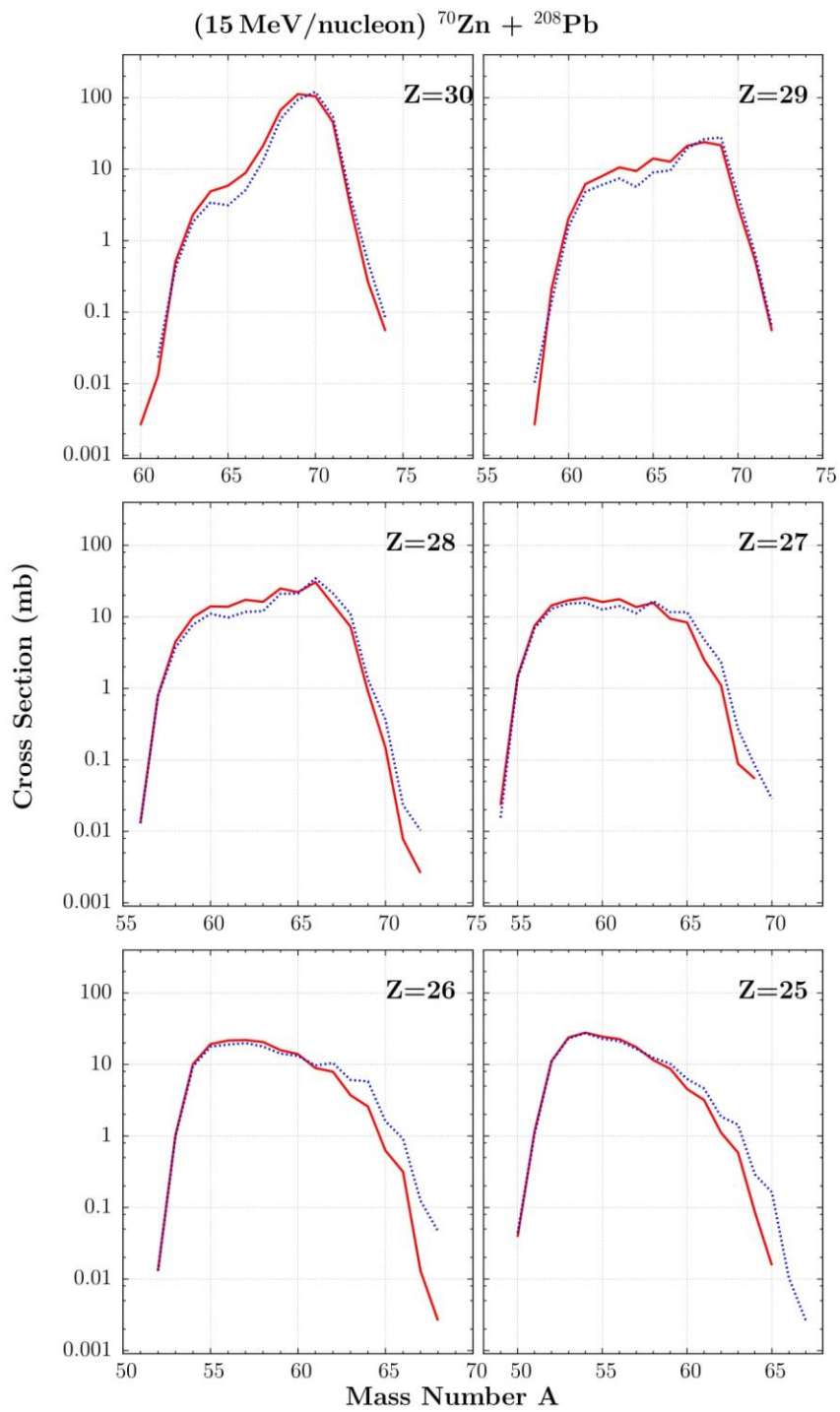
Στο σχήμα 4.19 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή). Παρατηρούμε ότι στα ισότοπα με  $Z = 27-30$  που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, τα δύο μοντέλα συμφωνούν αρκετά ικανοποιητικά και ότι μπορούμε να έχουμε ανταλλαγή νουκλεονίων, καθώς προβλέπεται η παραγωγή ισωτόπων που έχουν συλλάβει μέχρι και 4 νετρόνια.

Στη συνέχεια, στο σχήμα 4.20 παρουσιάζουμε τους υπολογισμούς για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή). Και εδώ παρατηρούμε αρκετά καλή συμφωνία των δύο μοντέλων, όπως και πιθανή παραγωγή πλουσίων σε νετρόνια ισωτόπων. Επίσης, φαίνεται ότι η χρησιμοποίηση του στόχου  $^{208}\text{Pb}$  οδηγεί σε ενισχυμένη παραγωγή πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων σε σχέση με το  $^{64}\text{Ni}$ , γεγονός το οποίο οφείλεται στο μεγαλύτερο λόγο  $N/Z$  (1.54 έναντι 1.28).



Σχήμα 4.19 Υπολογισμοί για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή).





Σχήμα 4.20 Υπολογισμοί για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  με τους κώδικες DIT/SMM (κόκκινη συνεχής γραμμή) και DITm/SMM (μπλε διακεκομμένη γραμμή).

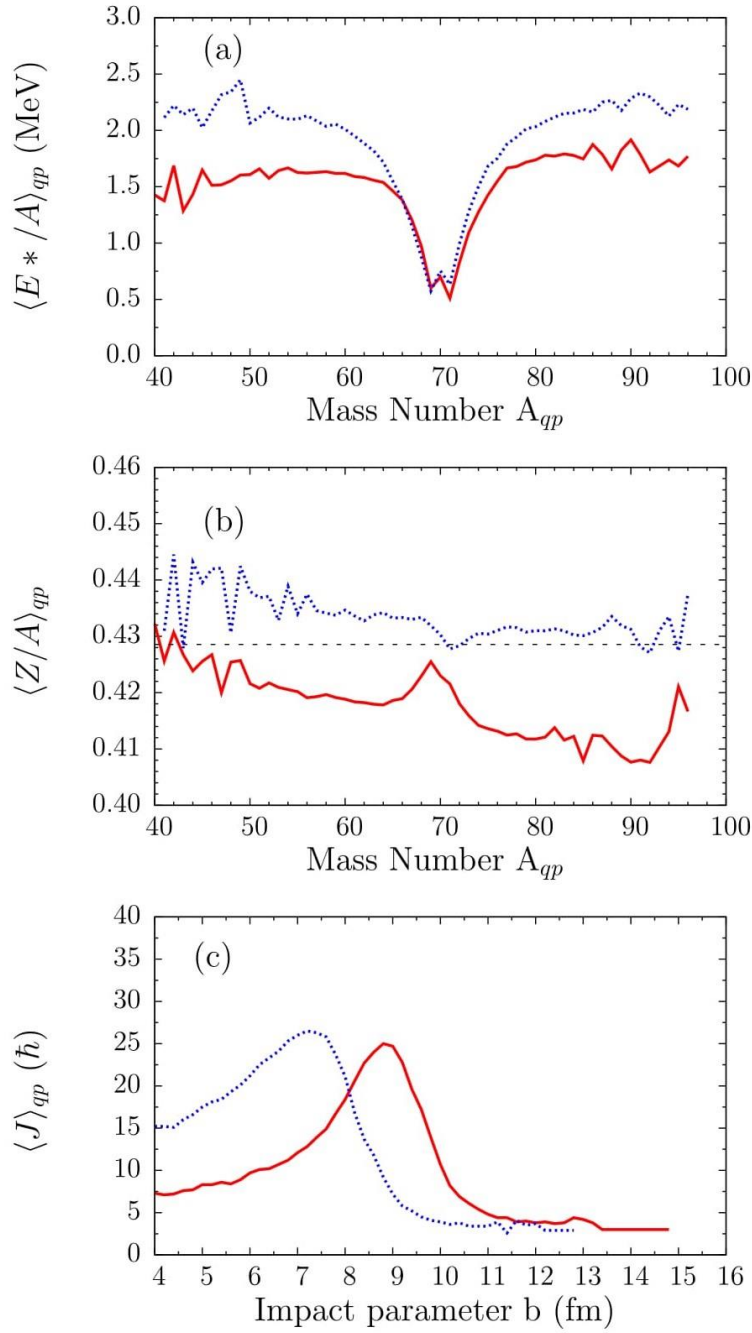
Στη συνέχεια παρουσιάζουμε ορισμένες ιδιότητες των θερμών ψευδοβλημάτων των αντιδράσεων όπως υπολογίστηκαν από τα μοντέλα DIT/SMM.

Στο σχήμα 4.21(a) παρουσιάζουμε τη μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Παρατηρούμε σχετικά μικρές ενέργειες διέγερσης για τα ψευδοβλήματα κοντά στην περιοχή μάζας του  $^{70}\text{Zn}$ , γεγονός το οποίο εξηγείται από περιορισμένη ανταλλαγή νουκλεονίων με το στόχο. Αντίθετα, στις περιοχές μάζας αρκετά χαμηλότερα αλλά και αρκετά υψηλότερα από αυτή του αρχικού βλήματος, παρατηρούνται πολύ υψηλότερες ενέργειες διέγερσης, που φτάνουν μέχρι και 2,5 MeV/A, οι οποίες είναι υψηλότερες για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  παρά για την  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ . Η μεγάλη διαφορά που παρατηρείται μεταξύ των δύο αντιδράσεων έγκειται στο γεγονός ότι για να αποκτήσει το βήμα μεγάλη ενέργεια διέγερσης πρέπει να συγκρουστεί κεντρικά με το στόχο, κάτι που είναι πολύ πιο πιθανό με έναν ελαφρύ στόχο, λόγω της μικρότερης άπωσης Coulomb.

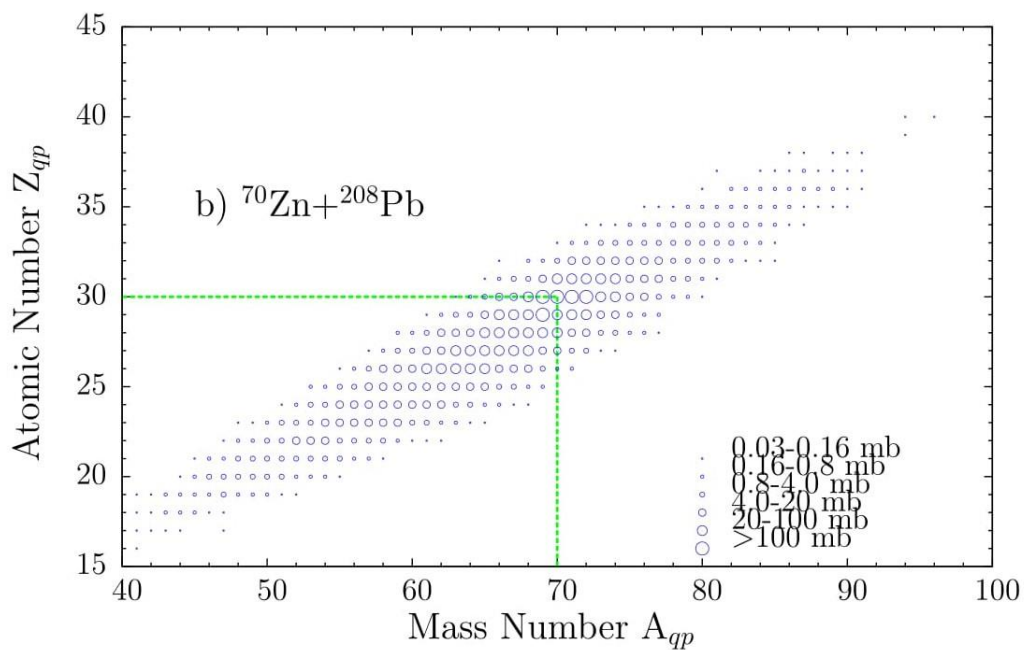
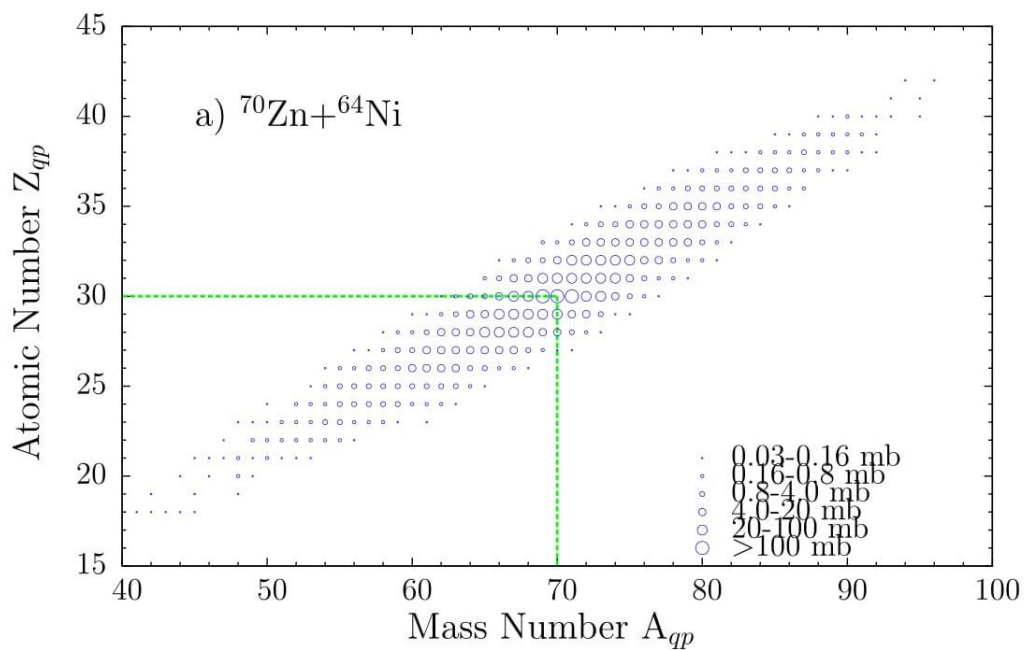
Στο σχήμα 4.21(b), παρουσιάζουμε τη μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Η οριζόντια γραμμή αντιστοιχεί στο λόγο  $Z/A$  του βλήματος  $^{70}\text{Zn}$ . Παρατηρούμε ότι τα προϊόντα της αντίδρασης  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$ , και ειδικά αυτά που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, είναι κοντά στην τιμή  $Z/A$  του αρχικού βλήματος. Αντίθετα, τα προϊόντα της αντίδρασης  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ , με εξαίρεση αυτά που βρίσκονται κοντά στο βλήμα, τα οποία πλησιάζουν την τιμή του βλήματος, αποκλίνουν κατά πολύ. Ο λόγος είναι ότι πρέπει να επέλθει ισορροπία στο κλάσμα  $N/Z$ , καθώς υπάρχει πολύ μεγάλη διαφορά μεταξύ του στόχου και του βλήματος ( $N/Z = 1.33$  για το  $^{70}\text{Zn}$ ,  $N/Z = 1.54$  για το  $^{208}\text{Pb}$ ).

Στο σχήμα 4.21(c), τη μέση τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). Όπως περιμέναμε, στις πιο περιφερειακές αντιδράσεις μεταδίδεται λιγότερη στροφορμή στους δύο πυρήνες, ενώ οι πιο κεντρικές οδηγούν το σύστημα σε πιο υψηλές τιμές στροφορμής. Όπως βλέπουμε, οι υπολογισμοί σταματούν στα 4 fm, τιμή στην οποία οι επιφάνειες του στόχου και του βλήματος έχουν επικαλυφθεί περίπου 3 fm, τιμή η οποία αποτελεί το όριο λειτουργίας του DIT.

Τέλος, αφού παραθέσαμε τις ιδιότητες των ψευδοβλημάτων, θα παρουσιάσουμε και τις κατανομές των ενεργών διατομών για τα αρχικά προϊόντα. Στο σχήμα 4.22 παρουσιάζουμε τις υπολογισμένες ενεργές διατομές των ψευδοβλημάτων από το DIT για τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από τους ανοιχτούς κύκλους, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ . Όπως παρατηρούμε, ο στόχος  $^{208}\text{Pb}$  μπορεί να δώσει πιο πλούσια σε νετρόνια ισότοπα κοντά στην περιοχή του βλήματος.



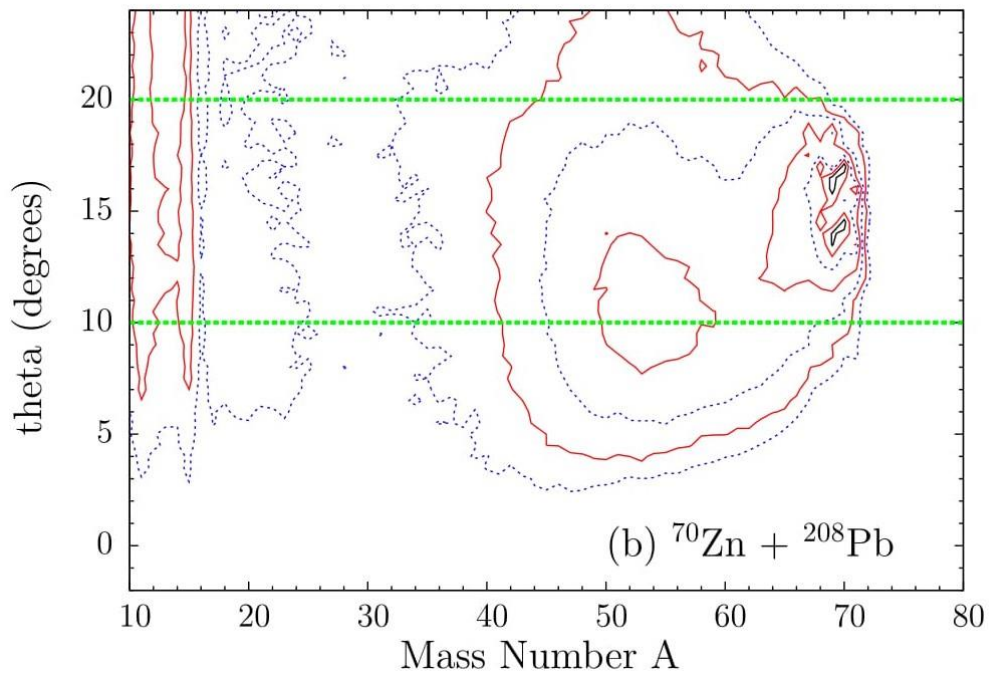
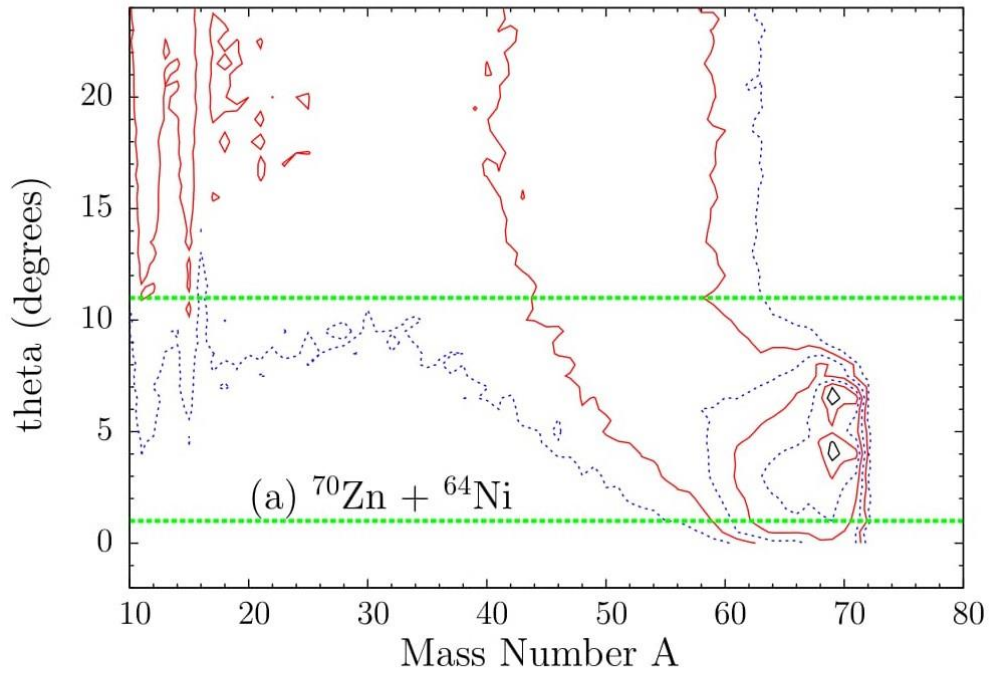
**Σχήμα 4.21** Υπολογισμένες ιδιότητες των ψευδοβλημάτων από το DIT. (a) Μέση ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο,  $E^*/A$ , συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). (b) Μέση τιμή του κλάσματος πρωτονίων  $Z/A$  συναρτήσει της μάζας των ψευδοβλημάτων από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή). (c) Μέση τιμή της στροφορμής συναρτήσει της παραμέτρου κρούσης από τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομμένη μπλε γραμμή) και  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  (συνεχής κόκκινη γραμμή).



Σχήμα 4.22 Αναπαράσταση των υπολογισμένων ενεργών διατομών των ψευδοβλήματων από το DIP/SMM για τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn} (15 \text{ MeV/A}) + ^{64}\text{Ni}$  (a) και  $^{70}\text{Zn} (15 \text{ MeV/A}) + ^{208}\text{Pb}$  (b). Το εύρος των ενεργών διατομών φαίνεται από τους ανοιχτούς κύκλους, όπως προσδιορίζονται από την αντιστοιχία. Οι γραμμές υποδεικνύουν τη θέση του βλήματος  $^{40}\text{Ar}$ .

Για να έχουμε μια πιο πλήρη εικόνα για τις παραπάνω αντιδράσεις, καλό θα ήταν να δούμε και τη γωνιακή κατανομή των θραυσμάτων. Στο σχήμα 4.23 παρουσιάζουμε την υπολογισμένη από τους κώδικες DIT/SMM γωνιακή κατανομή των θραυσμάτων συναρτήσει της μάζας τους για την αντίδραση αυτή και τη συγκρίνουμε με την αντίστοιχη κατανομή για τις αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε μια πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου MAGNEX []. Όπως ήταν αναμενόμενο, παρατηρούμε ότι η χρήση του  $^{208}\text{Pb}$  ως στόχο οδηγεί σε κατανομή των θραυσμάτων σε αρκετά μεγαλύτερες γωνίες, λόγω της μεγαλύτερης άπωσης Coulomb. Το γεγονός αυτό αποτελεί το κυριότερο μειονέκτημα της χρήσης βαρέων στόχων, καθώς δυσχεραίνει τη συλλογή των θραυσμάτων

$^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/nucleon) +  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$



Σχήμα 4.23 (a) Υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών για τα θραύσματα της αντίδρασης  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  συναρτήσει της μάζας τους. Τα διαδοχικά περιγράμματα, ξεκινώντας από το εσωτερικό, αντιστοιχούν σε μια πτώση της ενεργού διατομής κατά ένα παράγοντα δύο. Οι δύο οριζόντιες γραμμές αναπαριστούν τη γωνιακή αποδοχή του φασματογράφου MAGNEX. (b) Όπως και στο διάγραμμα (a) αλλά για την αντίδραση  $^{70}\text{Zn}$  (15MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$ .

## 4.7 Ανακεφαλαίωση και συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήσαμε μία σειρά υπολογισμών ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος που προέρχονται από περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων σε ενέργεια δέσμης 15 MeV/A. Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάστηκαν οι υπολογισμοί για τις αντιδράσεις με τη σταθερή δέσμη  $^{40}\text{Ar}$  και στόχους  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{54,68}\text{Ni}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  και  $^{238}\text{U}$ , με τη σταθερή δέσμη  $^{48}\text{Ca}$  και στόχους  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  και  $^{238}\text{U}$  και με τις ραδιενεργές δέσμες  $^{46}\text{Ar}$  και  $^{54}\text{Ca}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{238}\text{U}$  με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT [17], καθώς και με το μικροσκοπικό μοντέλο COMD [18,19], σε συνδυασμό με το μοντέλο αποδιέγερσης SMM [20,21].

Παρατηρήσαμε ότι οι υπολογισμοί μας ήρθαν σε αρκετά ικανοποιητική συμφωνία με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Εξίσου μεγάλης σημασίας είναι και η συμφωνία μεταξύ των δύο διαφορετικών μοντέλων DIT και COMD, καθώς μπορούμε να είμαστε αρκετά σίγουροι για την εγκυρότητα των αποτελεσμάτων του φαινομενολογικού DIT. Τα προϊόντα στα οποία δόθηκε έμφαση ήταν αυτά που έχουν αποβάλει πρωτόνια και ταυτόχρονα έχουν συλλάβει νετρόνια από τον πυρήνα στόχο. Η πολύ καλή περιγραφή των ενεργών διατομών ακόμα και σε πυρήνες που έχουν συλλάβει 5-6 νετρόνια είναι μία μεγάλη επιτυχία για το DIT. Αντίθετα, το τροποποιημένο DITm φαίνεται ότι χρειάζεται περαιτέρω διερεύνηση, ενώ ο κώδικας αποδιέγερσης SMM φαίνεται ότι δουλεύει αρκετά σωστά.

Μετά την σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα, όντας πεπεισμένοι για την εγκυρότητα των μοντέλων μας, προχωρήσαμε και σε μια σειρά από υπολογισμούς για αντιδράσεις που δεν έχουν πραγματοποιηθεί. Είδαμε ότι χρησιμοποιώντας ένα βαρύ και πολύ πλούσιο σε νετρόνια στόχο, όπως το  $^{238}\text{U}$ , μπορούμε να φτάσουμε σε πολύ εξωτικούς πυρήνες, όποιο βλήμα και αν χρησιμοποιήσουμε. Αυτό οφείλεται στο μεγάλο λόγο N/Z του  $^{238}\text{U}$  και φαίνεται γενικά ότι πλούσιοι σε νετρόνια πυρήνες στόχοι μπορούν να οδηγήσουν σε ενισχυμένη παραγωγή εξωτικών πυρήνων. Από την άλλη όμως, όσο αυξάνεται το μέγεθος του στόχου, τόσο μεγαλώνει και η γωνιακή κατανομή των θραυσμάτων λόγω της μεγάλης άπωσης Coulomb.

Στη συνέχεια επιχειρήσαμε και υπολογισμούς με τις ραδιενεργές δέσμες  $^{46}\text{Ar}$  και  $^{54}\text{Ca}$ , κάτι το οποίο φαίνεται να μπορεί να μας οδηγήσει στα όρια της πυρηνικής σταθερότητας. Συγκεκριμένα, προβλέψαμε την παραγωγή πολύ σπανίων ισotόπων στην περιοχή του  $^{60}\text{Ca}$ , το οποίο δεν έχει παραχθεί ακόμα. Αυτό, όπως είδαμε, μπορεί να πραγματοποιηθεί σε δύο στάδια. Πρώτα με τη σταθερή δέσμη πρέπει να παραχθεί το ραδιενεργό ισotόπο και στη συνέχεια να δημιουργηθεί η νέα ραδιενεργή δέσμη που θα συγκρουστεί με ένα δεύτερο στόχο. Κάτι τέτοιο θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί σε τωρινές ή μελλοντικές επιταχυντικές εγκαταστάσεις [33,34,37-45].

Τέλος, παρουσιάσαμε και τους υπολογισμούς μας για τις αντιδράσεις  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{70}\text{Zn}$  (15 MeV/A) +  $^{208}\text{Pb}$ , το οποίο είναι το πρώτο βήμα για την πραγματοποίηση των παραπάνω αντιδράσεων σε πειραματικό επίπεδο.

Μέσω της προσπάθειας εξήγησης της παραγωγής πλουσίων σε νετρόνια ισοτόπων μας δίνεται η δυνατότητα να προχωρήσουμε σε περαιτέρω θεωρητική και πειραματική μελέτη της πυρηνικής δομής και της καταστατικής εξίσωσης της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης, η οποία είναι ένα βασικό στοιχείο για την εξήγηση διάφορων αστροφυσικών φαινομένων όπως οι υπερκενοφανείς αστέρες (supernovae) [7] και οι αστέρες νετρονίων [12,13]. Επιπλέον, μας δίνεται η δυνατότητα να εξερευνήσουμε σε ακόμη μεγαλύτερο βαθμό τον τρόπο παραγωγής σπανίων νουκλιδίων στην άγνωστη περιοχή προς τη γραμμή κόρου νετρονίων. Το γεγονός ότι μπορούμε μέσω των αποτελεσμάτων των αντιδράσεων βαρέων ιόντων από τα εργαστήρια των επιταχυντών, να μελετήσουμε φαινόμενα αστροφυσικής κλίμακας είναι επίσης ένα από τα θέματα ιδιαίτερου ερευνητικού ενδιαφέροντος στον τομέα της πυρηνικής φυσικής και της πυρηνικής αστροφυσικής..



## | ANAΦΟΡΕΣ

- [1] J. C. David, Spallation reactions: A successful interplay between modeling and applications, *Eur. Phys. J. A*, Vol **51**, Issue 6 (2015)
- [2] J. Aysto, W. Nazarewicz, M. Pfutzner and C. Signorini (Editors), Coordinate-space hartree-fock-bogoliubov description of superfluids Fermi systems, *in proceedings of Fifth International Conference on Exotic nuclei and Atomic Masses (ENAM'08), Ryn, Poland, September 7-13 (2008)* [*Eur. Phys. J A*, **42** (2009)].
- [3] C. Sneden and J.J. Cowan, Genesis of the heaviest elements in the milky way galaxy, *Science* **299**, 70 (2003).
- [4] K. Langanke and M. Wiescher, Nuclear reactions and stellar processes, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1657 (2001).
- [5] H. -T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo and B. Muller, Theory of core collapse supernovae, *Phys. rep.* **422**, 38 (2007).
- [6] T. Kurtukian-Nieto, J. Benlliure, K.-H. Schmidt *et al.*, Production cross sections of heavy neutron-rich nuclei approaching the nucleosynthesis r-process path around  $A = 195$ , *Phys. Rev. C* **89**, 024616 (2014).
- [7] A. R. Raduta and F. Gulmineli, Statistical description of complex nuclear phases in supernovae and proton-neutron stars, *Phys. Rev. C* **82**, 065801 (2010).
- [8] P. Danielewicz, R. Lacey and W.G. Lynch, Determination of the equation of state of dense matter, *Science* **298**, 1592 (2002).
- [9] B. -A. Li, L.W. Chen and C.M. Ko, Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy ion reaction, *Phys. Rep.* **464**, 113 (2008).
- [10] D.V. Shetty, S.J. Yenello and G.A. Souliotis, Erratum: Density dependence of the symmetry energy and the nuclear equation of state: A dynamical and statistical model perspective, *Phys. Rev. C* **76**, 024606 (2007).
- [11] V. Baran *et al.*, Reaction Dynamics with exotic nuclei, *Phys. Rep.* **410**, 335 (2010).
- [12] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, Matter at large neutron excess and the physics of neutron stars crusts, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 429 (1995).
- [13] J.M. Lattimer and m. Prakash, Neutron star observations: Prognosis of equation of state constraints, *Phys. Rep.* **442**, 109 (2007).
- [14] H. Geissel and G. Munzenberg, Secondary exotic nuclear beams, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 163-203 (1995).

- [15] Y. Blumenfeld, T. Nilsson and P. Van Duppen, Facilities and methods for radioactive ion beam production, *Phys. Scr.* **T152**, 014023 (2013).
- [16] Mycong-Illwan Mun, G.G Adamian *et al.*, Toward neutron-rich nuclei via transfer reactions with stable and radioactive beams, *Phys. Rev. C* **91**, 054610 (2015).
- [17] L. Tassan-Got and C. Stefan, Deep inelastic transfers. A way to dissipate energy and angular momentum for reactions in the Fermi energy domain, *Nucl. Phys. A* **524**, 121 (1991).
- [18] M. Papa *et al.*, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, *Phys. Rev. C* **64**, 024612 (2001).
- [19] N. Vonta, G.A. Souliotis, M. Veselsky and A. Bonasera, Microscopic dynamical description of proton-induced fission with the constrained molecular dynamics model, *Phys. Rev. C* **92**, 024616 (2015).
- [20] J.P Bondorf *et al.*, Statistical multifragmentation of nuclei, *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995).
- [21] N. Eren, N. Buyukcizmeci, R. Ogul and A.S. Botvina, Mass distribution in the disintegration of heavy nuclei, *Eur. Phys. J. A* **49**, 48 (2013).
- [22] G.A Souliotis, M. Veselsky, S. Galanopoulos *et al.*, Approaching neutron-rich nuclei toward the r- process path in peripheral heavy ion collisions at 15 MeV/nucleon, *Phys. Rev. C* **84**, 064607 (2011).
- [23] M. Veselsky and G.A Souliotis, Production of exotic nuclei in peripheral nucleus-nucleus collisions below 10 A MeV, *Nucl. Phys. A* **872**, 1-12 (2011).
- [24] P.N. Fountas, G.A Souliotis, M. Veselsky and A. Boasera, systematic study of neutron-rich rare isotope production in peripheral heavy-ion collisions below Fermi energy, *Phys. Rev. C* **90**, 064613 (2014).
- [25] N. Vonta, G.A. Souliotis, W. Loveland *et al.*, neutron-rich rare-isotope production from projectile fission of heavy nuclei near 20 MeV/nucleon beam energy, *Phys. Rev. C* **94**, 064611 (2016).
- [26] G.G. Adamian, N.V. Antonenko *et al.*, Possibility of production of neutron rich isotopes in transfer-type reactions at intermediate energies, *Phys. Rev. C* **78**, 024613 (2008).
- [27] O. Beliuskina, S.Heinz *et al.*, On the synthesis of neutron rich isotopes along the N = 126 shell in the multinucleon transfer reactions, *Eur. Phys. J. A* **50**, 161 (2014).
- [28] L. Corradi, G. Pollarolo and S. Szilner, Multinucleon transfer processes in heavy ion reactions, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 113101 (2009).

- [29] Walter Loveland, David J. Morrissey, Glenn T. Seaborg, Modern Nuclear Chemistry.
- [30] V.E. Viola, Nuclear reactions, Nuclear Chemistry-Vol 1, Ch. 3, 137-189 (2003).
- [31] F. Fucito, A proposal for Monte Carlo simulations of fermionic systems, Nucl. Phys. B **130**, Issue 3 269-377 (1981).
- [32] M. Veselsky and G.A. Souliotis, Effect of nuclear periphery on nucleon transfer in peripheral collisions, Nucl. Phys. A **765**, 252-261 (2006).
- [33] R.E. Tribble, R.H. Burch and C.A. Gagliardi, MARS: A momentum achromat recoil spectrometer, Nucl. Instr. Methods A **285**, 441 (1989).
- [34] F. Cappuzzello, C. Agodi, D Carbone and M. Cavallaro, The MAGNEX spectrometer: Results and perspectives, Eur. Phys. J. A **52**, 167 (2016).
- [35] Masahiro Notani, Projectile Fragmentation reactions and Production of Nuclei near the neutron drip-line, University of Tokyo (Phd thesis).
- [36] M. Mocko et al., Projectile fragmentation of  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  at 140 MeV/Nucleon, Phys. Rev. C **74**, 054612 (2006).
- [37] K. Tsoo, Y.K. Kwon *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **317**, 242 (2013).
- [38] Scientific opportunities with Rare-isotope Facility in the United States (National Academies Press, Washington, DC, 2007)
- [39] D.F. Geesanab, C.K. Gelbke, R.V.F. Janssens and B.M. Sherill, Physics of a rare isotope accelerator, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 53 (2006).
- [40] FRIB main page [ [www.frib.msu.edu](http://www.frib.msu.edu) ].
- [41] GANIL main page [ [www.ganil-spiral2.eu](http://www.ganil-spiral2.eu) ].
- [42] GSI main page [ [www.gsi.de](http://www.gsi.de) ]
- [43] RIBF main page [ [www.nishina.riken.jp/RIBF](http://www.nishina.riken.jp/RIBF) ]
- [44] ATLAS main page [ [www.phy.anl.gov/atlas](http://www.phy.anl.gov/atlas) ]
- [45] EURISOL main page [ [www.eurisol.org](http://www.eurisol.org) ]
- [46] P. Moller, J.R. Nix *et al.*, Nuclear ground state masses and deformations, Atomic Data Nucl. Data Tables **59**, 185-381 (1995).
- [47] P. Moller, J.R. Nix *et al.*, Nuclear properties for astrophysical applications, Atomic Data Nucl. Data Tables **66**, 131-345 (1997).