



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν
Πανεπιστήμιον Αθηνών
— ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837 —

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΧΗΜΕΙΑΣ»
ΕΙΔΙΚΕΥΣΗ «ΧΗΜΕΙΑ - ΦΥΣΙΚΟΧΗΜΕΙΑ »**

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

**Μελέτη ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών
ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια
από αντιδράσεις σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο**

**ΟΛΓΑ ΦΑΣΟΥΛΑ
ΧΗΜΙΚΟΣ**

ΑΘΗΝΑ

ΙΟΥΝΙΟΣ 2019

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Μελέτη ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια από αντιδράσεις σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ

ΟΛΓΑ ΦΑΣΟΥΛΑ

A.M.: 171903

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, παρουσιάζεται η πρόσφατη προσπάθεια μελέτης της παραγωγής καθώς και των γωνιακών κατανομών πυρήνων με πλεόνασμα νετρονίων (neutron-rich nuclei) που προκύπτουν από αντιδράσεις σταθερής δέσμης ^{86}Kr σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχους ^{64}Ni και ^{124}Sn . Τα πειραματικά δεδομένα των διαφορικών ενεργών διατομών ελήφθησαν σε δύο γωνίες (4 και 7 μοίρες) σε προηγούμενη προσπάθεια της ομάδας μας με το φασματόμετρο MARS στο Ινστιτούτο Κύκlotrou στο πανεπιστήμιο Texas A&M. Τα δεδομένα συγκρίνονται με υπολογισμούς βασισμένους σε μια προσέγγιση δυο βημάτων. Αρχικά, για την περιγραφή του δυναμικού σταδίου της αντίδρασης χρησιμοποιείται είτε το φαινομενολογικό μοντέλο DIT είτε το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD. Έπειτα, για το στάδιο της αποδιέγερσης των θερμών βαρέων θραυσμάτων χρησιμοποιείται το μοντέλο SMM. Οι υπολογισμοί φαίνεται να περιγράφουν τα πειραματικά δεδομένα με επαρκή τρόπο και υποδεικνύουν τρόπους βελτιστοποίησης των μοντέλων.

Ακόμη, έγιναν υπολογισμοί παραγωγής ισοτόπων από αντιδράσεις της ραδιενεργής δέσμης ^{92}Kr σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχους ^{124}Sn και ^{238}U , οι οποίοι οδηγούν σε ισότοπα πολύ πλούσια σε νετρόνια στην περιοχή μαζών $A \sim 90-120$, δηλαδή προς και πέρα από τη διαδρομή που ακολουθεί η αστροφυσική διεργασία ταχείας σύλληψης νετρονίων (r-process). Στο μέλλον, επιθυμούμε να ερευνήσουμε πειραματικά τέτοιου είδους αντιδράσεις με τον φασματογράφο MAGNEX του LNS/INFN στην Κατάνια και με τον φασματογράφο KOBRA στο RISP/IBS, στην Κορέα. Τέλος, ο συνδυασμός της πρόσφατης εργασίας μας με τις βελτιωμένες ικανότητες των ήδη υπάρχοντων αλλά και των προσεχώς διαθέσιμων υποδομών για πυρηνικές αντιδράσεις χαμηλών ενεργειών μας οπλίζει με νέες ευκαιρίες στην έρευνα σπάνιων ισοτόπων που είναι πλούσια σε νετρόνια και μπορεί να συμβάλει στην έρευνα της αστροφυσικής διεργασίας ταχείας σύλληψης νετρονίων (r-process).

ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ: Πυρηνικές αντιδράσεις βαρέων ιόντων, Παραγωγή σπανίων ισοτόπων

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: Αντιδράσεις βαρέων ιόντων, πλήρως ανελαστική σύγκρουση, περιορισμένη μοριακή δυναμική, ενεργός διατομή, γωνιακές κατανομές ραδιενεργές δέσμες, γραμμή κόρου νετρονίων

ABSTRACT

In this work, recent efforts to study the production cross-sections as well as the angular distributions, of neutron-rich isotopes from the interaction of a ^{86}Kr beam at 15MeV/nucleon with targets of ^{64}Ni and ^{124}Sn are presented. Experimental data on the differential cross sections at two angles (4 and 7 degrees) were obtained from the previous work of our group with the MARS spectrometer at the Cyclotron Institute of Texas A&M University. The experimental data are compared with model calculations based on a two-step approach in which 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-like fragments is performed with the Statistical Multifragmentation Model (SMM). The calculations provide an overall fair description of the experimental data and indicate further improvements and extensions in the models.

We also calculated and compared production cross sections of neutron-rich nuclides from collisions of the stable ^{86}Kr beam and the radioactive ^{92}Kr beam (15MeV/nucleon) with targets of ^{124}Sn and ^{238}U , and we demonstrate that the multinucleon transfer mechanism leads to extremely neutron-rich nuclides in the mass region of $A\sim 90-120$, toward and beyond the astrophysical r-process path. In the near future, we wish to experimentally investigate such reactions with the MAGNEX spectrometer at LNS/INFN, Catania, and with the KOBRA spectrometer at RISP/IBS, Korea. In conjunction with our recent work our continued progress in the study of multinucleon transfer reactions using heavy-ion beams at 15MeV/nucleon, combined with the enhanced capabilities of present and upcoming low-energy accelerator facilities worldwide, enable new opportunities in the neutron-rich rare isotope research and may effectively contribute to the study of the r-process.

SUBJECT AREA: Heavy ion nuclear reactions, rare isotope production

KEYWORDS: Heavy ion nuclear reactions, deep inelastic collisions, constrained molecular dynamics, cross section, radioactive beams, neutron drip-line.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Για τη διεκπεραίωση της παρούσας ερευνητικής εργασίας, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Σουλιώτη Γεώργιο για την εξαιρετική συνεργασία μας όλα αυτά τα χρόνια, την έμπνευση και τον ενθουσιασμό που μου μεταφέρει για την επιστήμη και φυσικά για όλες τις συμβουλές και την βοήθεια του σε θέματα επιστημονικά και μη.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μου Γιώργο και Τέτα για την υπομονή και την αγάπη τους. Ακόμη μεγαλύτερο στα αδέρφια μου Δάφνη, Νικόλα, Χαρίδημο, Φίλιππο, Περσεφόνη, Ιφιγένεια, Μαρίνα και Αχιλλέα που πάντα είναι εκεί για μένα με τον δικό τους τρόπο και μου δίνουν διαφορετικές οπτικές γωνίες θέασης πολλών πραγμάτων.

Ακόμη, ένα ευχαριστώ σε πολύ σημαντικά άτομα στη ζωή μου, τους φίλους μου· Μιγάλη, Παναγιώτη, Θέμη, Νίκο, Σπύρο, Ινώ, Πέτρο, Σάντρα, Έλλη, Ανδριανή και Τάσο.

Τέλος, ευχαριστώ τον Μάνθο που πάντα με εμπνέει να προσπαθώ για το καλύτερο σε ό,τι και να κάνω, με στηρίζει σε όλες τις αποφάσεις μου και μοιράζεται μαζί μου την ίδια αγάπη για το σύμπαν και την κατανόηση του.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ	16
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή.....	17
1.1: Ενέργεια Σύνδεσης και Ημιεμπειρική Εξίσωση Μάζας [31]	20
1.2: Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων [31].....	25
1.2.α) Ελαστική Σκέδαση (<i>Elastic Scattering</i>).....	25
1.2.β) Ανελαστική Σκέδαση (<i>Inelastic Scattering</i>).....	26
1.2.γ) Άμεσες αντιδράσεις.....	26
1.2.δ) Πλήρως Ανελαστική Σύγκρουση (<i>Deep Inelastic Collision</i>).....	27
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Περιγραφή Θεωρητικών Μοντέλων.....	29
2.1: Εισαγωγή	29
2.2: Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς – DIT (Deep Inelastic Transfer Model).....	29
2.3: Μοντέλο CoMD (Constraint Molecular Dynamics Model)	37
2.4: Μοντέλο SMM (Statistical Multifragmentation Model)	43
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Περιγραφή Πειραματικών Διατάξεων	47
3.1: Εισαγωγή	47
3.2: Περιγραφή του φασματογράφου MARS [37]	47
3.3: Περιγραφή του φασματογράφου MAGNEX [38]	51

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Παρουσίαση και Επεξήγηση Υπολογισμών.....	53
4.1: Εισαγωγή	53
4.2: Αποτελέσματα ενεργών διατομών συναρτήσει του μαζικού αριθμού	57
4.2.α) Αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	57
4.2.β) Αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86/92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ και $^{86/92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$	60
4.3: Αποτελέσματα γωνιακών κατανομών (διαφορική ενεργός διατομή συναρτήσει της γωνίας (θ) της αντίδρασης)	65
4.3.α) Γενικά για τους υπολογισμούς γωνιακών κατανομών	65
4.3.β) Αντίδραση 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	66
4.3.γ) Αντίδραση 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$	74
4.3.δ) Συμπεράσματα για τους υπολογισμούς γωνιακών κατανομών	81
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Ανακεφαλαίωση και Συμπεράσματα.....	83
ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ – ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ.....	85
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: Ενέργειες Διέγερσης ανά νουκλεόνιο.....	87
ΑΝΑΦΟΡΕΣ.....	91

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1: Πίνακας των Νουκλιδίων	18
Σχήμα 2: Ενεργειακές στάθμες του πυρήνα και συμμετρία	22
Σχήμα 3: Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού.	23
Σχήμα 4: Μηχανισμοί αντιδράσεων ανάλογα με την παράμετρο κρούσης. Σε μεγάλες τιμές της b έχουμε περιφερειακές συγκρούσεις, ενώ σε μικρές έχουμε κεντρικές συγκρούσεις.	25
Σχήμα 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. Αντίδραση δέσμης 130 MeV/νουκλεόνιο ^{16}O με στόχο ^{208}Pb	26
Σχήμα 6: Αντίδραση απόσπασης πρωτονίου κατά τη σύγκρουση πυρήνα δευτερίου (^2H) με βαρύ στόχο. Το πρωτόνιο δέχεται την άπωση Coulomb οπότε απομακρύνεται από τον στόχο.....	27
Σχήμα 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.	28
Σχήμα 8: Η ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου είναι η κινητική ενέργεια που αντιστοιχεί στο κάθε φρέαρ δυναμικού.	31
Σχήμα 9: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα u_r του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο xy με θετική προβολή στον άξονα y . Τα ρ και θ χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου	33
Σχήμα 10: Απεικόνιση βλήματος και στόχου σε εφαπτομενική κρούση.	34
Σχήμα 11: Σχηματική αναπαράσταση δακτυλίων στροφορμής του πυρήνα στόχου. .	35

Σχήμα 12: Τυπική αναπαράσταση 8 νουκλεονίων στον χώρο των ορμών πριν (πάνω μέρος) και μετά (κάτω μέρος) την εφαρμογή του περιορισμού, Οι διακεκομμένοι κύκλοι αναπαριστούν την προβολή ενός σφαιρικού όγκου h^3 στον χώρο των ορμών. Στα δεξιά των αναπαραστάσεων είναι οι αριθμοί κατάληψης για τα νουκλεόνια 1-4.	41
Σχήμα 13: Απεικόνιση διεργασιών αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα.....	46
Σχήμα 14: Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MARS. Τα σύμβολα Q_i αναφέρονται σε μαγνητικά τετράπολα και τα D_i σε μαγνητικά δίπολα [23].....	48
Σχήμα 15: Το μαγνητικό τετράπολο αποτελείται από δύο αντικριστούς βόρειους και δύο αντικριστούς νότιους μαγνητικούς πόλους. Το σχηματιζόμενο μαγνητικό πεδίο εστιάζει τη δέσμη στο κέντρο του.	49
Σχήμα 16: Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MAGNEX. Δεξιά προς αριστερά: Στόχος, τετράπολο, δίπολο και ανιχνευτικό σύστημα [38].....	51
Σχήμα 17: Προσομοίωση της πορείας της δέσμης μέσα στο MAGNEX. Η κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό σωματίδιο [38].....	52
Σχήμα 18: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=30-37$ για την αντίδραση με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι).	55
Σχήμα 19: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=30-37$ για την αντίδραση με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι).....	56
Σχήμα 20: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$	58
Σχήμα 21: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$	59
Σχήμα 22: Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (κίτρινη συνεχής γραμμή) και $^{92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$	61

Σχήμα 23: Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ (κίτρινη συνεχής γραμμή) και $^{92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$	62
Σχήμα 24: Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{238}\text{U}$. Οι διαφορετικοί κύκλοι αναπαριστούν τις διάφορες τιμές των ενεργών διατομών των σωματιδίων που παράγονται.	64
Σχήμα 25: Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση $^{92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$. Οι διαφορετικοί κύκλοι αναπαριστούν τις διάφορες τιμές των ενεργών διατομών των σωματιδίων που παράγονται.	64
Σχήμα 26: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{36}\text{Kr}$ (a-d) και $_{38}\text{Sr}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	67
Σχήμα 27: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{35}\text{Br}$ (a-d) και $_{34}\text{Se}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	69
Σχήμα 28: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{33}\text{As}$ (a-d) και $_{32}\text{Ge}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	71
Σχήμα 29: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{30}\text{Zn}$ (a-d) και $_{28}\text{Ni}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$	73
Σχήμα 30: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{36}\text{Kr}$ (a-d) και $_{38}\text{Sr}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$	75
Σχήμα 31: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{35}\text{Br}$ (a-d) και $_{34}\text{Se}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$	77
Σχήμα 32: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{33}\text{As}$ (a-d) και $_{32}\text{Ge}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$	79
Σχήμα 33: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{30}\text{Zn}$ (a-d) και $_{28}\text{Ni}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$	80

Σχήμα 34: Ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης $15 \text{ MeV/νουκλεόνιο } ^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=30-37$88

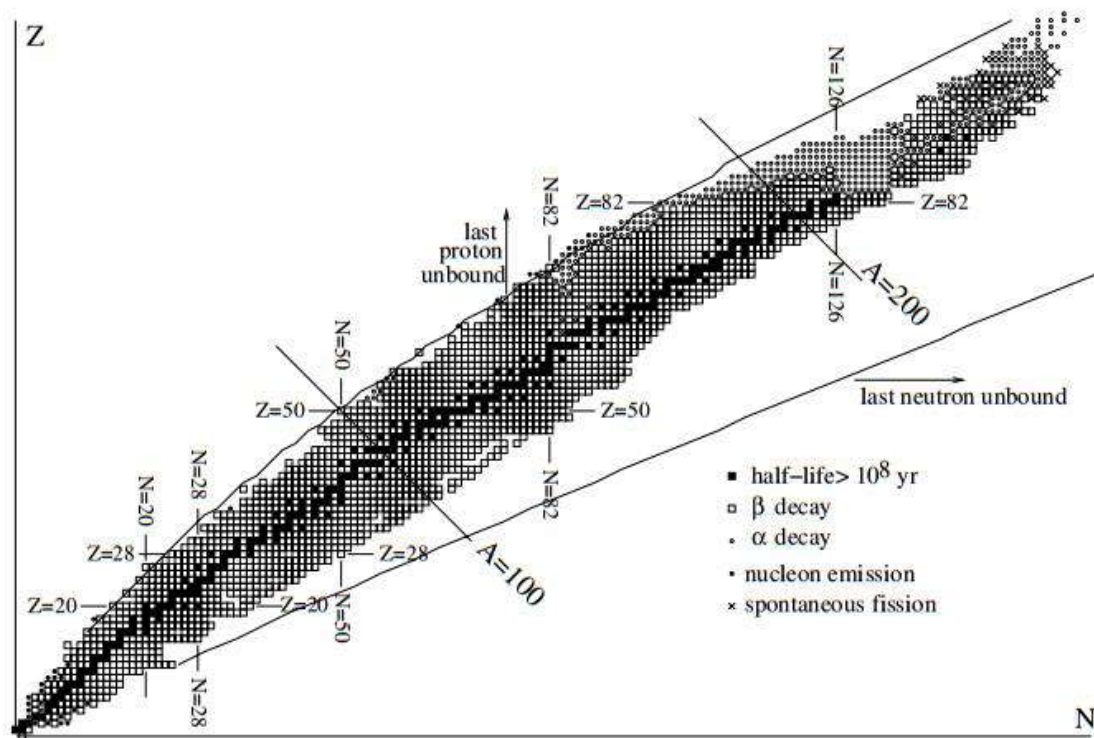
Σχήμα 35: Ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης $15 \text{ MeV/νουκλεόνιο } ^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=30-37$89

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Στο παρόν πόνημα, τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται έχουν ληφθεί από προηγούμενη εργασία της ομάδας στον φασματογράφο MARS του πανεπιστημίου Texas A&M. Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν στον τομέα φυσικοχημείας του τμήματος Χημείας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή

Έναν αιώνα μετά από την εισαγωγή της πυρηνικής φυσικής στον επιστημονικό χώρο έχουν παραχθεί και διερευνηθεί σχεδόν οι μισοί των θεωρητικώς προβλεπόμενων 7000 δέσμιων πυρήνων. Το *Σχήμα 1* είναι μια δισδιάστατη αναπαράστασή τους, ο πίνακας των νουκλιδίων. Τα σταθερά νουκλίδια (μαύρα τετράγωνα) τα οποία υπάρχουν στη φύση αποτελούν πολύ μικρό ποσοστό του συνόλου. Πέρα από αυτή την γραμμή της σταθερότητας βρίσκεται πληθώρα ασταθών μακρόβιων και βραχύβιων πυρήνων. Τα δύο θεωρητικώς υπολογισμένα όρια είναι οι λεγόμενες γραμμές κόρου πρωτονίων (proton drip line) και (neutron drip line) μετά από τις οποίες δεν υφίστανται δέσμια πυρηνικά συστήματα. 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. Η περιοχή των πυρήνων πλούσιων σε πρωτόνια και προς την γραμμή κόρου πρωτονίων έχει εξερευνηθεί ενδελεχώς. Εκεί, οι περισσότεροι ραδιενεργοί πυρήνες έχουν παραχθεί 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: Πίνακας των Νουκλιδίων

Η προσπάθεια να «γεμίσει» το κενό αυτό όπως και η προσέγγιση νέων «δύσβατων» περιοχών του πίνακα αυτού 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 κατανοηθούν 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], ιδιαίτερος της διεργασίας της ταχείας σύλληψης νετρονίων (r -process) [4-6]. Η διεργασία αυτή, οποία όπως απεδείχθη με την πρόσφατη ανακάλυψη των βαρυτικών κυμάτων που προήλθαν από την συγχώνευση συστήματος δύο αστέρων νετρονίων [7] είναι υπεύθυνη για την σύνθεση των βαρύτερων στοιχείων στο σύμπαν. Κατά τη r -process, ξεκινώντας από έναν ελαφρύ πυρήνα στην περιοχή του Fe, λαμβάνει χώρα σύλληψη νετρονίων, οδηγώντας σε πολύ πλούσιους σε νετρόνια πυρήνες, οι οποίοι υπόκεινται β-διάσπαση όταν είναι τόσο βραχύβιοι έτσι ώστε δεν μπορεί να συμβεί περαιτέρω σύλληψη νετρονίων. Στη συνέχεια, συμβαίνει πάλι σύλληψη νετρονίων και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να φτάσουμε σε βαρείς πυρήνες της περιοχής του ουρανίου[8].

Σημαντικός κλάδος της μελέτης των πυρήνων με πλεόνασμα νετρονίων είναι οι αντιδράσεις που επάγονται αυτούς, οι οποίες δίνουν χρήσιμες πληροφορίες για την εξάρτηση της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου από την περίσσεια νετρονίων που εκφράζεται με το $isospin$, το μέτρο ασυμμετρίας της πυρηνικής ύλης, με άλλα λόγια, το οποίο περιγράφεται ως $I = (N - Z)/2$. Από αυτό, εξάγονται πληροφορίες για την καταστατική εξίσωση της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης [9-12], η οποία είναι βασικό στοιχείο για τη μελέτη διάφορων αστροφυσικών φαινομένων, όπως οι *supernovae* και οι αστέρες νετρονίων [13,14].

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 [15,16]. Η χρήση ραδιενεργών δεσμών έχει βοηθήσει και αναμένεται να συμβάλλει ολοένα περισσότερο στο μέλλον, στην παραγωγή πολύ πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων αλλά και μελέτη των ιδιοτήτων τους [17,18].

Η κατανόηση του τρόπου παραγωγής και διαχωρισμού των σπάνιων αυτών ισοτόπων γίνεται με την χρήση κατάλληλων μοντέλων. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται συνοπτική περιγραφή των πειραματικών διατάξεων καθώς και λεπτομερής περιγραφή των μοντέλων DIT [18], CoMD [19,20] και SMM [21,22] που χρησιμοποιήθηκαν

Η ενέργεια βλήματος είναι κάτω από την ενέργεια Fermi, καθώς σε αυτή την ενέργεια φαίνεται, και από παλαιότερες εργασίες [23-27], να ευνοείται η πολλαπλή ανταλλαγή νουκλεονίων (*multinucleon transfer*), η οποία μπορεί να οδηγήσει σε πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα [28-30].

Η εργασία απαρτίζεται από έξι κεφάλαια. Στο πρώτο, γίνεται σύντομη αναφορά στον πυρήνα και τις πυρηνικές αντιδράσεις. Στο δεύτερο, ακολουθεί η λεπτομερής ανάλυση των θεωρητικών μοντέλων. Έπειτα, στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται μικρή αναφορά σε πειραματικές διατάξεις. Στο τέταρτο κεφάλαιο, παρουσιάζονται και αναλύονται εκτενώς οι υπολογισμοί. Τέλος, στο πέμπτο κεφάλαιο, γίνεται μια ανακεφαλαίωση και παρουσίαση των συμπερασμάτων και των μελλοντικών σχεδίων.

1.1: Ενέργεια Σύνδεσης και Ημιεμπειρική Εξίσωση Μάζας [31]

Η πυρηνική δομή μπορεί να περιγραφεί με κβαντομηχανικό τρόπο μέσω διαφόρων μοντέλων όπως το Πρότυπο Αέριο Fermi (Fermi Gas Model), στο οποίο ο πυρήνας θεωρείται ως ένα σύστημα αλληλοεπιδρώντων φερμιονίων και το Μοντέλο Φλοιών (Shell Model), στο οποίο τα νουκλεόνια του πυρήνα κατά την κατάταξή τους σε ενεργειακές καταστάσεις σχηματίζουν φλοιούς (shells).

Μπορεί όμως και να περιγραφεί με κλασικό τρόπο από το Μοντέλο Υγρής Σταγόνας, το οποίο μέσω της ενέργειας σύνδεσης και της ημιεμπειρικής εξίσωσης μάζας των Bethe-Weizsäcker περιγράφει προσεγγιστικά το μέγεθος και τη σταθερότητα του πυρήνα.

Στο μοντέλο αυτό ο πυρήνας θεωρείται ως σύνολο σωματιδίων τα οποία συμπεριφέρονται όπως τα άτομα ή τα μόρια σε υγρή σταγόνα. Σωματίδια, δηλαδή, που κινούνται με μεγάλες ταχύτητες σε πολύπλοκες τροχιές και αλληλεπιδρούν ισχυρά με δυνάμεις μικρής εμβέλειας.

Η ενέργεια σύνδεσης ορίζεται ως το έργο που χρειάζεται να καταναλωθεί για να διασπαστεί ο πυρήνας στα επιμέρους νουκλεόνια που τον απαρτίζουν.

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

όπου m_p , m_n , m_e : Μάζες του πρωτονίου, του νετρονίου και του ηλεκτρονίου σε μη δέσμιο σύστημα,

$M(A, Z)$: Μάζα πυρήνα με ατομικό αριθμό Z και μαζικό αριθμό A

c : Ταχύτητα του φωτός.

Στο μοντέλο της υγρής σταγόνας, η αριθμητική τιμή της ενέργειας σύνδεσης δίνεται από την ημιεμπειρική εξίσωση:

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

$$\text{όπου } \alpha_v = 15.753 \text{ MeV}$$

$$\alpha_s = 17.804 \text{ MeV}$$

$$\alpha_c = 0.72 \text{ MeV}$$

$$\alpha_a = 23.69 \text{ MeV}$$

$$\delta = \frac{a_p}{A^{1/2}} \quad \text{ή} \quad \delta = 0$$

$$\alpha_p = 11.0 \text{ MeV}$$

Οι ανωτέρω σταθερές έχουν εξαχθεί πειραματικά και συγκρινόμενες με εκτεταμένη βάση δεδομένων πυρηνικών μαζών.

Οι όροι της παραπάνω εξίσωσης αναλύονται ως εξής:

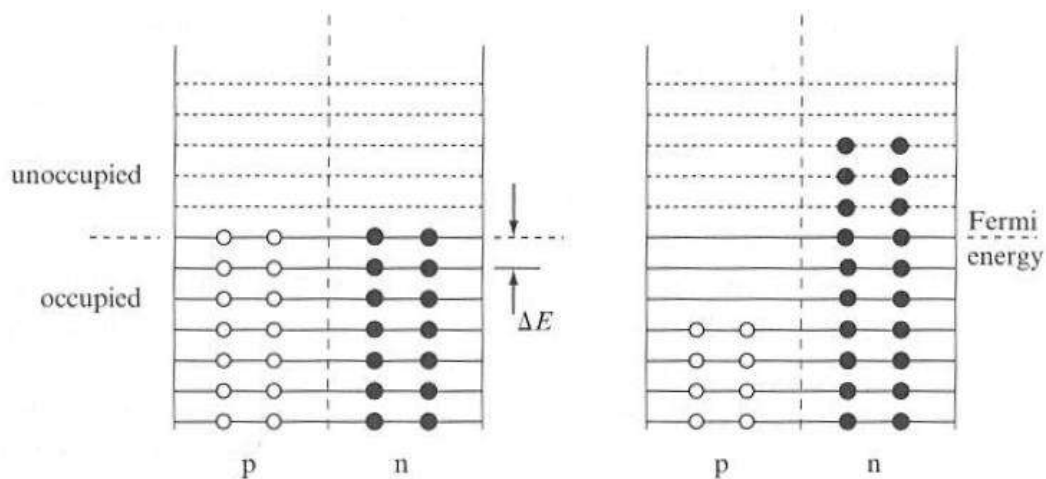
Όρος όγκου: Κάθε νουκλεόνιο αλληλεπιδρά με τα γειτονικά νουκλεόνια μέσω της ισχυρής πυρηνικής αλληλεπίδρασης συνεισφέροντας θετικά στην ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα. Έτσι, ο πρώτος όρος είναι το γινόμενο της σταθεράς α_v με τον μαζικό αριθμό (τον συνολικό αριθμό δηλαδή των νουκλεονίων).

Όρος επιφάνειας: Τα επιφανειακά νουκλεόνια δεν περιβάλλονται εξ ολοκλήρου από γειτονικά τους νουκλεόνια και έτσι συνεισφέρουν λιγότερο (όσον αφορά τον όγκο) στην ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα. Για αυτό, πρέπει να αφαιρεθεί ένας όρος ο οποίος να είναι ανάλογος της συνολικής επιφάνειας του πυρήνα. Ο πυρήνας θεωρείται σφαιρικός και άρα η επιφάνειά του είναι ίση με $S = 4\pi R^2$. Η ακτίνα του πυρήνα υπολογίζεται από την σχέση $R = r_0 A^{1/3}$, όπου $r_0 = 1.2 \text{ fm}$. Έτσι, καταλήγουμε στη σχέση $S = 4\pi R^2 \propto A^{2/3}$ η οποία πολλαπλασιάζεται με την σταθερά α_s .

Όρος Coulomb: Ο όρος αυτός, όπως είναι προφανές και από την ονομασία του, είναι η αποσταθεροποιητική συνεισφορά της απωστικής δύναμης Coulomb μεταξύ των θετικά φορτισμένων πρωτονίων. Για ομοιόμορφη σφαίρα η ενέργεια Coulomb είναι ίση με $E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^2}{R}$. Αντικαθιστώντας το $R = r_0 A^{1/3}$, προκύπτει ενέργεια Coulomb

$$E_c = \frac{Z^2}{A^{1/3}} a_c.$$

Όρος ασυμμετρίας: Ο όρος ασυμμετρίας (ή συμμετρίας) είναι κβαντομηχανικής φύσης μιας και οφείλεται στην φερμιονική φύση των πρωτονίων και των νετρονίων. Ως φερμιόνια λοιπόν, τα νουκλεόνια περιορίζονται από την απαγορευτική αρχή του Pauli. Ακόμη, υπάρχει διαφορά στην αλληλεπίδραση μεταξύ ανόμοιων νουκλεονίων, συγκεκριμένα η ισχύς της αλληλεπίδρασης εμφανίζει αυτή την τάση: $n-n > n-p > p-p$. Οι δύο περιορισμοί αυτοί λαμβάνονται υπ' όψιν χρησιμοποιώντας ένα απλουστευμένο μοντέλο αερίου Fermi. Αρχικά, δεχόμαστε ότι $N = Z = A/2$, και ότι τα νετρόνια και τα πρωτόνια καταλαμβάνουν ανά ζεύγη (με αντιπαράλληλα spin) ξεχωριστές ενεργειακές στάθμες οι οποίες ισαπέχουν κατά ΔE . Τότε τα νουκλεόνια καταλαμβάνουν την θεμελιώδη κατάσταση της οποίας η υψηλότερη ενεργειακή στάθμη ονομάζεται επίπεδο Fermi (Fermi level). Για την μετατροπή ενός πρωτονίου σε νετρόνιο ή αντίστροφα πρέπει να καταναλωθεί ενέργεια ίση με $\frac{(N-Z)\Delta E}{2}$. Ωστόσο, η ενεργειακή διαφορά ΔE μειώνεται με την αύξηση του μαζικού αριθμού, δηλαδή, $\Delta E \propto 1/A$. Η ενεργειακή διαφορά αυτή αυξάνεται γρήγορα όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά νετρονίων-πρωτονίων και γι' αυτό η διαφορά τους είναι υψωμένη στο τετράγωνο. Τελικά, πολλαπλασιάζοντας με την σταθερά a_a σχηματίζεται ο όρος ασυμμετρίας. Συνολικά, προκύπτει ότι όσο αυξάνεται η ασυμμετρία πρωτονίων νετρονίων (ο λόγος N/Z), τόσο αποσταθεροποιείται ενεργειακά ο πυρήνας (Σχήμα 2).



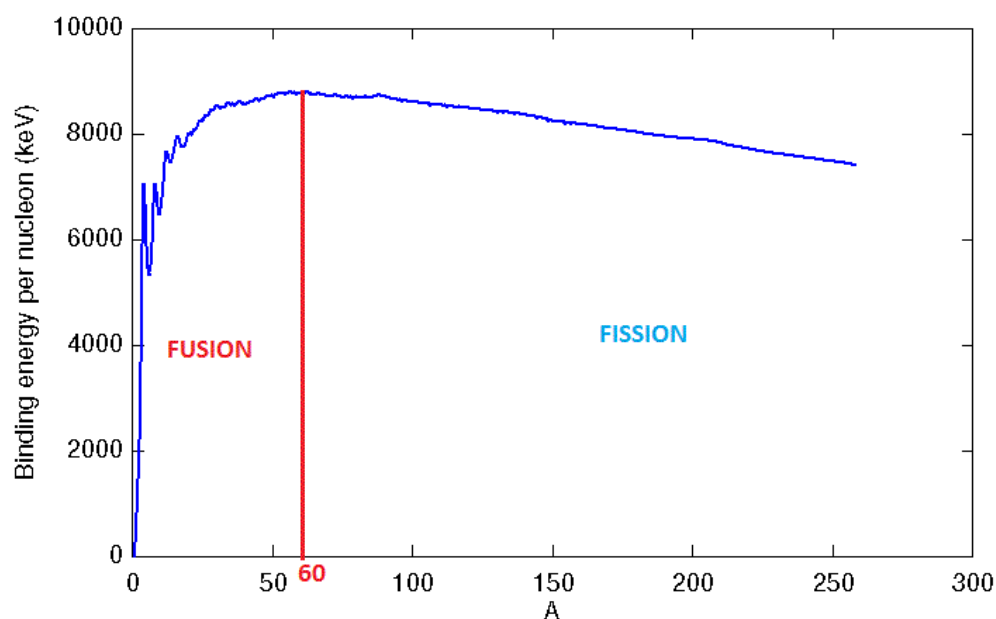
Σχήμα 2: Ενεργειακές στάθμες του πυρήνα και συμμετρία

Όρος σύζευξης: Ο όρος αυτός, όπως και ο προηγούμενος, είναι κβαντομηχανικής φύσης. Στηρίζεται στην τάση των όμοιων νουκλεονίων να σχηματίζουν ζεύγη με αντιπαράλληλα spin. Για πυρήνες με άρτιο αριθμό πρωτονίων και νετρονίων είναι θετικός, για πυρήνες με περιττό αριθμό πρωτονίων και νετρονίων είναι αρνητικός, ενώ για πυρήνες με περιττό αριθμό νουκλεονίων γίνεται μηδέν.

Ένα εξίσου σημαντικό μέγεθος για τον πυρήνα είναι η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο:

$$\frac{BE(A, Z)}{A} \quad (1.3)$$

Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο για έναν πυρήνα τόσο πιο σταθερός είναι. Στο Σχήμα 3 αναπαρίστανται διάφορες τιμές της ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο σε σχέση με τον μαζικό αριθμό. Οι σταθερότεροι πυρήνες βρίσκονται στην περιοχή με $Z \sim 28$ και $A \sim 60$. Οι ελαφρύτεροι πυρήνες μπορούν να προσεγγίσουν τη σταθερή αυτή περιοχή με διαδικασίες σύντηξης ενώ οι βαρύτεροι μέσω διαδικασιών ραδιενεργών διασπάσεων ή σχάσης. Η μορφή του διαγράμματος οφείλεται στην μικρή εμβέλεια της ισχυρής πυρηνικής αλληλεπίδρασης και στην αύξηση της συνεισφοράς της ενέργειας Coulomb καθώς αυξάνεται ο αριθμός των πρωτονίων σε βαρύτερους πυρήνες.



Σχήμα 3: Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού.

Αξίζει να σημειωθεί ότι ο κάθε όρος συνεισφέρει διαφορετικά στην συνολική ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο. Γενικά, μεγάλη επίδραση ασκεί ο όρος του όγκου, αφού ουσιαστικά είναι ο μοναδικός όρος που συμβάλλει θετικά στην ολική ενέργεια και άρα είναι υπεύθυνος για την ύπαρξη του δέσμιου συστήματος. Από την μία, η διόρθωση της ενέργειας από τον όρο επιφανείας είναι σημαντικότερη για τους ελαφρούς πυρήνες, όπου το κλάσμα του νουκλεονίων στην επιφάνεια είναι μεγαλύτερο. Από την άλλη, ο όρος Coulomb επηρεάζει περισσότερο τους βαρύτερους πυρήνες αφού εξαρτάται από το Z^2 . Τέλος, ο όρος ασυμμετρίας γίνεται σημαντικός σε βαρείς πυρήνες ή πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια (όπως αυτούς που συναντάμε στην r-process) όπου η αναλογία (N/Z) έχει τη μεγαλύτερη τιμή σε σχέση με τους υπόλοιπους πυρήνες.

Τέλος, μέσω της ενέργειας σύνδεσης μπορεί να υπολογισθεί και η ενέργεια διαχωρισμού νετρονίου, S_n , και πρωτονίου, S_p , δηλαδή η ενέργεια που απαιτείται για να αποσπαστεί από τον πυρήνα το αντίστοιχο νουκλεόνιο:

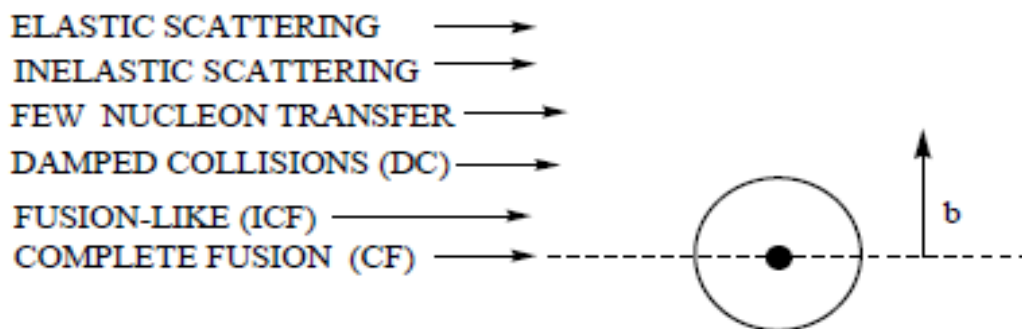
$$S_n = BE(A, Z) - BE(A - 1, Z) \quad (1.4)$$

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

Οι ενέργεια απόσπασης νετρονίου παίζει κομβικό ρόλο για τον καθορισμό της περιοχής στην οποία συμβαίνει η αστροφυσική διεργασία ταχείας σύλληψης νετρονίων (rapid neutron capture process / r-process) για την οποία τίθεται ως τιμή $S_n \sim 2 \text{ MeV}$ [32].

1.2: Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων [31]

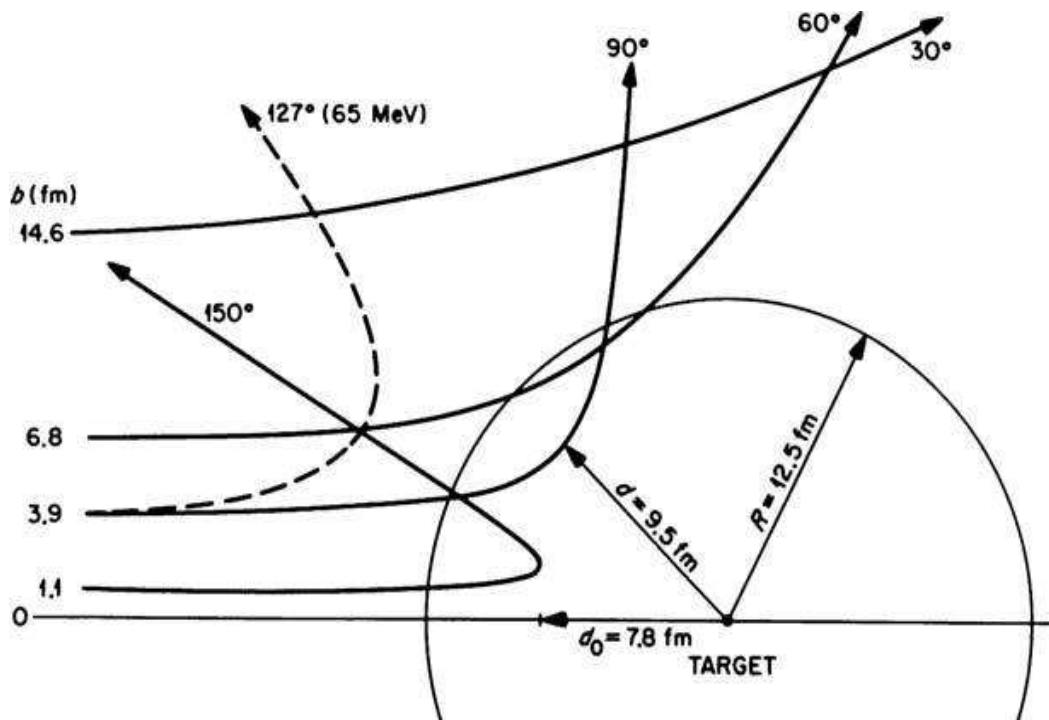
Οι πυρηνικές αντιδράσεις μπορούν να διακριθούν βάσει της ενέργειάς τους σε χαμηλών, μέσων και υψηλών ενεργειών. Σε χαμηλές ενέργειες, η κύρια αλληλεπίδραση μεταξύ των πυρήνων είναι το μέσο δυναμικό που υφίσταται μεταξύ γειτονικών νουκλεονίων. Στις υψηλές ενέργειες από την άλλη, η αλληλεπίδραση μεταξύ των νουκλεονίων παίζει σημαντικότερο ρόλο. Η παρούσα εργασία ασχολείται με αντιδράσεις χαμηλών ενεργειών αρκετά υψηλότερα από την ενέργεια του φράγματος Coulomb. Οι αντιδράσεις αυτές κατηγοριοποιούνται περαιτέρω μέσω της απόστασης αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο πυρήνων, δηλαδή της παραμέτρου κρούσης b . Στο Σχήμα 4 φαίνονται οι διάφοροι μηχανισμοί που μπορεί να λάβουν χώρα ανάλογα με την παράμετρο αυτή [33]. Παρακάτω αναλύονται συνοπτικά κάποιοι εξ' αυτών.



Σχήμα 4: Μηχανισμοί αντιδράσεων ανάλογα με την παράμετρο κρούσης. Σε μεγάλες τιμές της b έχουμε περιφερειακές συγκρούσεις, ενώ σε μικρές έχουμε κεντρικές συγκρούσεις.

1.2.α) Ελαστική Σκέδαση (Elastic Scattering)

Η ελαστική σκέδαση (σκέδαση Rutherford αλλιώς) είναι η απλούστερη αλληλεπίδραση βλήματος-στόχου. Λόγω της άπωσης Coulomb μεταξύ τους και ανάλογα με την παράμετρο κρούσης (Σχήμα 5), απλώς εκτρέπονται κατά μία γωνία χωρίς να επηρεαστεί ούτε ο αριθμός νουκλεονίων τους αλλά ούτε και οι ενεργειακές καταστάσεις τους. Σημειώνεται πως για τις πιο κεντρικές τροχιές τα βλήματα είναι κάτω από την ενέργεια Coulomb.



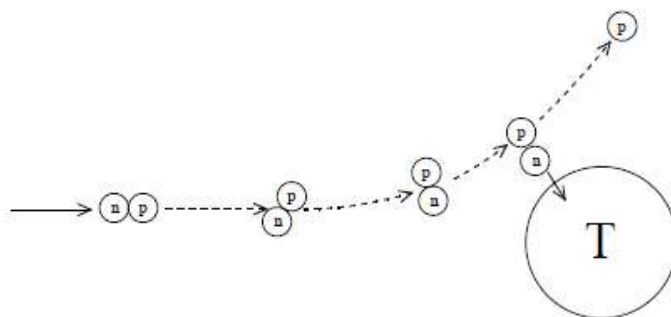
Σχήμα 5: Σε μια ελαστική σκέδαση η γωνία εκτροπής εξαρτάται από την παράμετρο κρούσης. Όσο μεγαλύτερη είναι η παράμετρος τόσο μικρότερη είναι η γωνία και αντίστροφα.
Αντίδραση δέσμης 130 MeV/νουκλεόνιο ^{16}O με στόχο ^{208}Pb .

1.2.β) Ανελαστική Σκέδαση (Inelastic Scattering)

Όταν η παράμετρος κρούσης μειωθεί αισθητά, παρατηρείται μια αλληλεπικάλυψη των επιφανειών των πυρήνων και άρα το πυρηνικό δυναμικό τους επηρεάζει εντονότερα. Σε αυτού του τύπου τις αντιδράσεις δεν υφίστανται αλλαγές στον ατομικό και τον μαζικό αριθμό των πυρήνων αλλά τα ενεργειακά επίπεδα των νουκλεονίων τους επηρεάζονται σημαντικά.

1.2.γ) Άμεσες αντιδράσεις

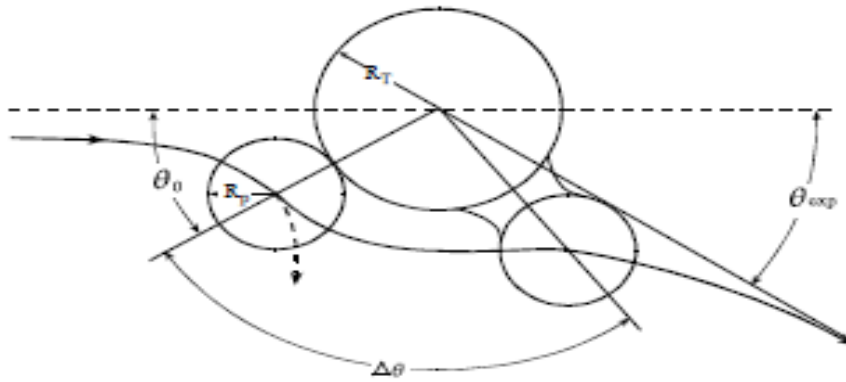
Αυτές οι αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα στην πυρηνική επιφάνεια. Οι αντιδράσεις απόσπασης και σύλληψης νουκλεονίων ανήκουν σε αυτήν την κατηγορία. Στο Σχήμα 6, απεικονίζεται μία αντίδραση απόσπασης. Τέτοιες αντιδράσεις μπορούν επίσης να συμβούν και με βαρύτερα βλήματα παρέχοντας μας πληροφορίες για την πυρηνική δομή σε μεγαλύτερες τιμές στροφορμής.



Σχήμα 6: Αντίδραση απόσπασης πρωτονίου κατά τη σύγκρουση πυρήνα δευτερίου (^2H) με βαρύ στόχο. Το πρωτόνιο δέχεται την άπωση Coulomb οπότε απομακρύνεται από τον στόχο.

1.2.δ) Πλήρως Ανελαστική Σύγκρουση (Deep Inelastic Collision)

Οι αντιδράσεις πλήρως ανελαστικής κρούσης ή αντιδράσεις πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer reactions) είναι οι αντιδράσεις που μελετώνται σε αυτή την εργασία. Λαμβάνουν χώρα όταν η παράμετρος κρούσης παίρνει ενδιάμεσες τιμές (ημιπεριφερειακές και περιφερειακές συγκρούσεις) και η αλληλεπικάλυψη των πυρήνων είναι σχετικά μεγάλη σε σημείο που να ανταγωνίζεται την άπωση Coulomb. Με την εξισορρόπηση των δύο δυνάμεων υπάρχει δυνατότητα δημιουργίας διπυρηνικού συστήματος (di-nuclear system). Μολονότι τα συστήματα αυτά είναι συνήθως βραχύβια, ο χρόνος ζωής τους επαρκεί για να περιστραφούν κατά κάποια γωνία και να υπάρξει μεταφορά νουκλεονίων, ενέργειας και ορμής. Όσο μικρότερη είναι η παράμετρος κρούσης, τόσο μεγαλύτερος είναι ο χρόνος περιστροφής ενισχύοντας έτσι την μεταφορά νουκλεονίων. Η μεταφορά αυτή επιτυγχάνεται μέσω ενός «παραθύρου» που ανοίγει μεταξύ των πυρήνων όταν βρεθούν σε αποστάσεις πυρηνικής αλληλεπίδρασης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 7. Μετά την μεταφορά, η οποία είναι στατιστική, παράγεται μεγάλη ποικιλία θραυσμάτων όμοιων μαζών με το βλήμα και τον στόχο τα λεγόμενα projectile-like (quasi projectile) και target-like (quasi target) fragments αντίστοιχα. Αυτό ακριβώς το φαινόμενο παρέχει τη δυνατότητα μελέτης πληθώρας εξωτικών ισοτόπων μακριά από την κοιλάδα της σταθερότητας.



Σχήμα 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.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Περιγραφή Θεωρητικών Μοντέλων

2.1: Εισαγωγή

Τα πειραματικά δεδομένα και η ερμηνεία τους είναι μείζονος σημασίας για την κατανόηση των πυρηνικών διεργασιών. Η ανάπτυξη θεωρητικών μοντέλων που να περιγράφουν τα δεδομένα αυτά είναι εξίσου σημαντική για την περαιτέρω διαλεύκανση των μηχανισμών μιας αντίδρασης. Φυσικά, είναι σαφές ότι συνεχώς υπάρχει προσπάθεια βελτιστοποίησής τους και ελέγχου της ορθότητάς τους και λόγω αυτού είναι δυνατό να μας παρέχουν με προβλέψεις για μελλοντικά πειράματα. Παρακάτω, ακολουθεί περιγραφή των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία. Για την περιγραφή του δυναμικού σταδίου της αντίδρασης χρησιμοποιήθηκαν δύο μοντέλα, το *Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς (Deep Inelastic Transfer / DIT)* και το *Μοντέλο Περιορισμένης Μοριακής Δυναμικής (Constrained Molecular Dynamics / CoMD)*. Για την περιγραφή του σταδίου αποδιέγερσης του διεγερμένου πυρήνα που προκύπτει από το στάδιο της αντίδρασης χρησιμοποιήθηκε το *Στατιστικό Μοντέλο Πολυθρυμματισμού (Statistical Multifragmentation Model / SMM)*.

2.2: Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς – DIT (Deep Inelastic Transfer Model)

Το *Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς (Deep Inelastic Transfer / DIT)* προτάθηκε από τον Tassan-Got [18] και είναι φαινομενολογικής φύσης. Περιγράφει τη στοχαστική ανταλλαγή νουκλεονίων σε ημιπεριφερειακές και περιφερειακές πυρηνικές αντιδράσεις. Ο στόχος και το βλήμα θεωρούνται ως σφαίρες που κινούνται σε τροχιές Coulomb έως ότου βρεθούν στην εμβέλεια της πυρηνικής αλληλεπίδρασης όπου τότε το σύστημα μπορεί να περιγραφεί ως δύο αέρια Fermi σε επαφή. Σε αυτό το σημείο, ανοίγει ένα «παράθυρο» μεταξύ των δύο πυρήνων και συμβαίνει η στοχαστική μεταφορά νουκλεονίων και, ως αποτέλεσμα αυτής, μεταφορά ενέργειας και ορμής. Η φάση της μεταφοράς αυτής προσομοιώνεται μέσω της μεθόδου Monte Carlo [34].

Στο DIT χρησιμοποιούνται διάφορα μεγέθη που αφορούν στην αντίδραση που εξετάζεται. Παρακάτω, θα αναλυθούν αυτά τα μεγέθη.

Ξεκινώντας με το ενεργειακό κομμάτι, από την αρχή διατήρησης της ενέργειας εξάγεται η ακόλουθη σχέση για τις μεταβολές των εκάστοτε ενεργειών των δύο πυρήνων κατά την μεταφορά ενός νουκλεονίου.

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 + \Delta E_1^* + \Delta E_2^* + \Delta K + \Delta U = 0 \quad (2.1)$$

Ο όρος ΔU είναι η μεταβολή της δυναμικής ενέργειας κατά την μεταφορά του νουκλεονίου. Από τους πίνακες μάζας των νουκλιδίων εξάγονται οι δύο πρώτοι όροι οι οποίοι είναι η διαφορά μάζας για τον κάθε πυρήνα. Οι επόμενοι δύο όροι αφορούν στην ενέργεια διέγερσης. Συγκεκριμένα, ο όρος ΔE_1^* ισούται με:

$$\Delta E_1^* = \varepsilon_{F1} - \varepsilon_1 \quad (2.2)$$

και είναι η λεγόμενη διέγερση «οπής», δηλαδή το ενεργειακό κενό που δημιουργείται κατά την αποβολή ενός νουκλεονίου από τον πυρήνα δότη. Από την άλλη, ο όρος ΔE_2^* ισούται με:

$$\Delta E_2^* = \varepsilon_2 - \varepsilon_{F2} \quad (2.3)$$

είναι η ενέργεια διέγερσης σωματιδίου λόγω της προσθήκης ενός νουκλεονίου στον πυρήνα δέκτη.

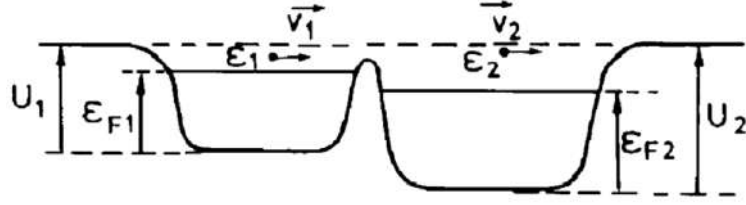
Στις παραπάνω σχέσεις, οι όροι ε_1 και ε_2 είναι οι ενέργειες του νουκλεονίου που μεταφέρεται από και προς τους πυρήνες δότη και δέκτη αντίστοιχα. Οι ενέργειες ε_{F1} και ε_{F2} είναι τα επίπεδα Fermi για τον πυρήνα δότη και δέκτη αντίστοιχα.

Τα επίπεδα Fermi εκφράζονται λοιπόν, μέσω των εξισώσεων (1.4, 1.5), ως εξής:

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

Ομοίως, παράγονται σχέσεις για το ε_{F2} . Κατόπιν, οι ενέργειες διαχωρισμού εκφράζονται ως διαφορές της περίσσειας μάζας και καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση η οποία έχει ληφθεί με την προϋπόθεση ότι το βάθος του δυναμικού των δύο πυρήνων είναι το ίδιο, προσέγγιση που δεν επηρεάζει αισθητά τα αποτελέσματα.

$$\Delta K = -\Delta U - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (2.5)$$



Σχήμα 8: Η ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου είναι η κινητική ενέργεια που αντιστοιχεί στο κάθε φρέαρ δυναμικού.

Προχωρώντας στα μεγέθη της στροφορμής και του spin, αρχικά, η στροφορμή εξετάζεται μόνο μέσω των συνιστωσών οι οποίες είναι κάθετες στο επίπεδο της αντίδρασης (οι προβολές στον άξονα z) επειδή κατά μέσο όρο μόνο αυτές μεταβάλλονται. Αυτό συμβαίνει γιατί στο DIT ο άξονας y θεωρείται ως ο άξονας της δέσμης και όχι ο άξονας z που συνήθως θεωρείται κατά την περιγραφή των αντιδράσεων.

Τώρα, αν S_1 , S_2 είναι τα spin του πυρήνα δότη και δέκτη αντίστοιχα, και L είναι η τροχιακή στροφορμή, ακολουθούν οι παρακάτω σχέσεις:

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

με l_1 και l_2 συμβολίζονται οι στροφορμές του μεταφερόμενου νουκλεονίου στον πυρήνα δότη και δέκτη αντίστοιχα. Είναι φανερό ότι στον πυρήνα δότη μειώνεται το spin λόγω της αποβολής ενός νουκλεονίου ενώ στον πυρήνα δέκτη το spin αυξάνεται. Όπως αναμένεται, η συνολική στροφορμή του συστήματος παραμένει σταθερή.

Όσον αφορά στην ταχύτητα του νουκλεονίου (u_2), κατά την μεταφορά του από τον πυρήνα δότη στον πυρήνα δέκτη ισχύει η εξής σχέση:

$$u_2 = u_1 + u_r \quad (2.7)$$

όπου u_1 είναι η ταχύτητα που είχε το νουκλεόνιο στον πυρήνα δότη πριν αποσπαστεί και u_r η σχετική ταχύτητα μεταξύ των δύο πυρήνων. Συνεπώς, η ενέργεια του νουκλεονίου μετά την μεταφορά μπορεί να γραφεί ως:

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{2} m u_2^2 - \Delta U \quad (2.8)$$

Σημαντικό κομμάτι του DIT είναι ο υπολογισμός των πιθανοτήτων μεταφοράς των νουκλεονίων. Γι' αυτό, χρειάζεται να οριστεί το μέγεθος της ροής των νουκλεονίων Φ . Ροή (Φ) είναι ο αριθμός των νουκλεονίων που διέρχονται από μία επιφάνεια ανά μονάδα χρόνου.

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

Πολλαπλασιάζοντας την σχέση (2.9) σε αριθμητή και παρονομαστή με απειροστή μετατόπιση dx λαμβάνουμε τη σχέση:

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

όπου ρ_F η πυκνότητα του αερίου Fermi (δηλαδή ο αριθμός νουκλεονίων ανά μονάδα όγκου) και u_x η ταχύτητα του μεταφερόμενου νουκλεονίων. Το μέγεθος της πυκνότητας μπορεί να εκτιμηθεί από το γεγονός ότι στο χώρο των φάσεων μία κυψελίδα περιέχει δύο νουκλεόνια και καταλαμβάνει όγκο h^3 , οπότε:

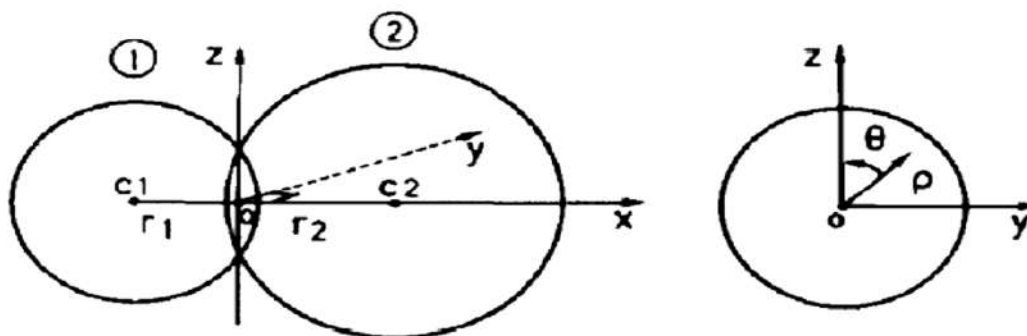
$$\frac{dN}{dV d^3p} = \frac{2}{h^3} \Rightarrow \rho_F = \frac{2}{h^3} d^3p \quad (2.11)$$

με dV τον στοιχειώδη όγκο στον χώρο των θέσεων και d^3p τον στοιχειώδη όγκο στον χώρο των ορμών. Έτσι, από τις εξισώσεις (2.10) και (2.11) η ροή παίρνει τη σχέση η οποία στην συνέχεια οδηγεί στην εύρεση του αριθμού των νουκλεονίων που διέρχονται από μία στοιχειώδη επιφάνεια dS .

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

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

όπου $(\rho d\theta dp)$ είναι η στοιχειώδης επιφάνεια σε πολικές συντεταγμένες όπως φαίνεται στο Σχήμα 9.



Σχήμα 9: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα u_r του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο xy με θετική προβολή στον άξονα y . Τα ρ και θ χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου

Πλέον, η πιθανότητα μεταφοράς ορίζεται ως εξής:

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

στην οποία το T είναι η διαπερατότητα φράγματος, η οποία εξαρτάται από το δυναμικό του σωματιδίου στο παράθυρο. Αυτό, υπολογίζεται από το άθροισμα των δυναμικών Woods-Saxon και Coulomb. Για τον υπολογισμό της χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση παραβολικών φραγμάτων δυναμικού των Hill-Wheeler [18]. 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:

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

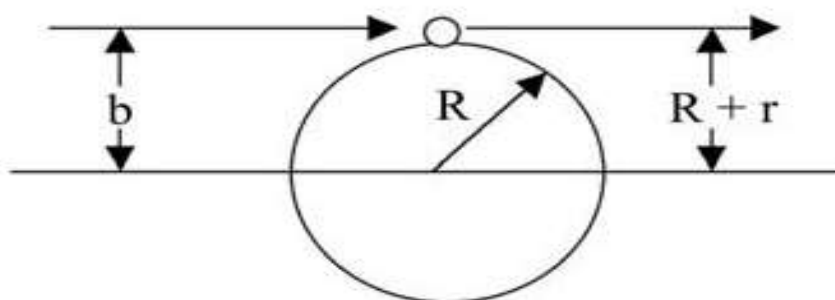
όπου \mathfrak{I} είναι η ροπή αδρανείας. Όπως φαίνεται, οι πιθανότητες κατάληψης εξαρτώνται από το spin του πυρήνα και, συγκεκριμένα, ευνοούνται οι καταστάσεις σωματιδίων οι οποίες έχουν προβολές στροφορμής ευθυγραμμισμένες με το συνολικό spin.

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 $T=1.2 \text{ MeV}$, όπου θεωρείται ότι εξαφανίζονται πλήρως.

Το μέγεθος που έχει το περισσότερο ενδιαφέρον σε μια πυρηνική αντίδραση είναι η ενεργός διατομή, η οποία υπολογίζεται για κάθε τιμή που παίρνει η στροφορμή, όπως περιγράφεται παρακάτω.

Για την αντίδραση ενός βλήματος με ακτίνα r με στόχο με ακτίνα R (Σχήμα 10), η παράμετρος κρούσης b είναι το άθροισμα των δύο ακτινών και, η ενεργός διατομή μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$\sigma \approx \pi b^2 = \pi(R + r)^2 \quad (2.16)$$



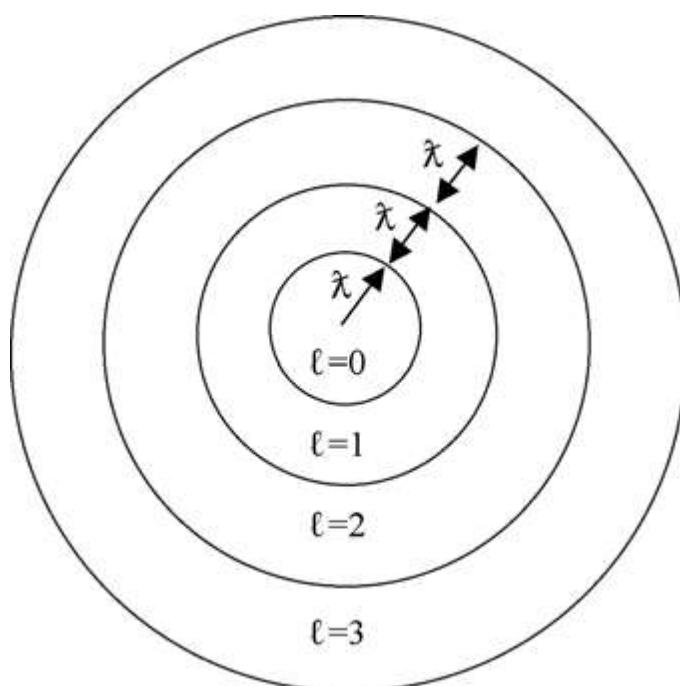
Σχήμα 10: Απεικόνιση βλήματος και στόχου σε εφαιπτομενική κρούση.

Κλασικά η στροφορμή είναι $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = b \cdot p$, όταν $\vec{b} \perp \vec{p}$. Κβαντικά ισχύουν $|\vec{L}| = l\hbar$ και $p = \frac{\hbar}{\lambda}$ όπου l είναι ο κβαντικό αριθμός της στροφορμής και $\lambda = \hbar/p$.

Συνδυάζοντας κλασική και κβαντική προσέγγιση για τις σχέσεις μεταξύ στροφορμής και ορμής προκύπτει μια σχέση μεταξύ της παραμέτρου κρούσης και της στροφορμής.

$$b = l\lambda \quad (2.17)$$

Η σχέση αυτή είναι προσεγγιστική, μιας και η στροφορμή είναι κβαντισμένη αλλά η παράμετρος κρούσης όχι. Σε ημικλασική περιγραφή η παράμετρος κρούσης b συνδέεται με δακτυλίους που αντιστοιχούν σε στις κβαντικές τιμές που λαμβάνει η στροφορμή.(Σχήμα 11).



Σχήμα 11: Σχηματική αναπαράσταση δακτυλίων στροφορμής του πυρήνα στόχου.

Για μετωπικές συγκρούσεις ($l=0$) η παράμετρος κρούσης είναι $0 < b$, για $l=1$ είναι $\lambda < b$, κοκ. Μετά από μετατροπές στις σχέσεις, η ενεργός διατομή μπορεί να γραφεί ως:

$$\sigma_i = \pi \lambda^2 (2l + 1) P \quad (2.18)$$

όπου P είναι η πιθανότητα μεταφοράς. Η συνολική ενεργός διατομή είναι:

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 \sum_{i=0}^{l_{max}} (2l + 1) P \quad (2.19)$$

Θεωρώντας ότι η μεταφορά πραγματοποιείται, δηλαδή $P=1$, και l_{max} τη μέγιστη τιμή στροφορμής για την οποία υπάρχουν γεγονότα, η τελική σχέση για την ενεργό διατομή είναι:

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 l_{max}^2 \quad (2.20)$$

Στο DIT, για κάθε τιμή στροφορμής υπολογίζεται ένας αριθμός γεγονότων (δηλαδή αντιδράσεων). Τα γεγονότα αυτά πρέπει να είναι ισοκατανεμημένα σε όλη την επιφάνεια του στόχου. Αυτή η ισοκατανομή επιτυγχάνεται θεωρώντας τη διατομή του στόχου κυκλική και κάθετη στον άξονα της δέσμης και επιλέγοντας αριθμό γεγονότων ανάλογο της ακτίνας του κύκλου. Σε αυτή την περίπτωση η ακτίνα του κυκλικού στόχου συμπίπτει με τον παράγοντα κρούσης, από τον οποίο εξαρτάται και η στροφορμή. Άρα, πλέον, για να επιτευχθεί η ισοκατανομή τίθεται αριθμός γεγονότων ανάλογος της στροφορμής. Δηλαδή, αν f_n πραγματικός αριθμός, προκύπτει:

$$n(l) = l f_n \quad (2.21)$$

και ο συνολικός αριθμός γεγονότων είναι:

$$N = \sum_{l=0}^{l_{max}} n(l) \Rightarrow N = \frac{l_{max}^2 f_n}{2} \quad (2.22)$$

Η ενεργός διατομή για ένα συγκεκριμένο κανάλι στο οποίο έχουν καταγραφεί n γεγονότα είναι:

$$\sigma = \sigma_{tot} \frac{n}{N} \quad (2.23)$$

Τελικά, εισάγοντας τις σχέσεις (2.19) και (2.21) στην (2.22) προκύπτει η μέση ενεργός διατομή ανά γεγονός (mb/event), η οποία όπως φαίνεται δεν εξαρτάται από την στροφορμή.

$$\frac{\sigma}{n} = \pi \lambda^2 \frac{2}{f_n} \quad (2.24)$$

Από τη σχέση αυτή φαίνεται ότι για να μπορούν να προσομοιωθούν διεργασίες που αντιστοιχούν σε πολύ μικρές ενεργές διατομές ο αριθμός των γεγονότων πρέπει να είναι πού μεγάλος. Αυτό επιτυγχάνεται στο DIT με κατάλληλη ρύθμιση του f_n .

2.3: Μοντέλο CoMD (Constraint Molecular Dynamics Model)

Το Μοντέλο Περιορισμένης Μοριακής Δυναμικής (*Constrained Molecular Dynamics / CoMD*) των Bonasera και Para [19,20] είναι ένα μοντέλο μοριακής δυναμικής για την περιγραφή και μελέτη συγκρούσεων βαρέων ιόντων. Είναι, ακόμη, μια βελτιωμένη έκδοση υπολογισμών μοριακής δυναμικής (QMD – Quantum Molecular Dynamics) [35] και συμπεριλαμβάνει την φερμιονική φύση του συστήματος μέσω της απαγορευτικής αρχής του Pauli καθώς και κατάλληλου περιορισμού στον χώρο των φάσεων. Οι αλληλεπιδράσεις των δύο πυρήνων εισάγονται με φαινομενολογικό τρόπο διατηρώντας τους υπολογισμούς ακόμη και βαρέων συστημάτων σε σχετικά «διαχειρίσιμο» χρόνο. Τα νουκλεόνια θεωρούνται γκαουσιανά κυματοπακέτα με εύρος σ_r .

$$\varphi_i(r) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{\frac{3}{4}}} \exp \left[-\frac{(r - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{4\sigma_r^2} + \frac{i}{\hbar} r \langle \mathbf{p}_i \rangle \right] \quad (2.25)$$

όπου τα $\langle \mathbf{r}_i \rangle$ και $\langle \mathbf{p}_i \rangle$ είναι η μέση τιμή της θέσης και της ορμής (κεντροειδές/centroid) για το εκάστοτε νουκλεόνιο.

Η συνολική κυματοσυνάρτηση που χαρακτηρίζει το σύστημα λαμβάνεται ως το γινόμενο των επιμέρους κυματοσυναρτήσεων κάθε νουκλεονίου.

$$\Psi = \Psi(\mathbf{r}_i, t) = \prod_i \varphi_i(\mathbf{r}) \quad (2.26)$$

Λύνοντας την χρονικώς εξαρτημένη εξίσωση Schrödinger για ένα σύστημα N σωματιδίων με την κυματοσυνάρτηση (2.26) προκύπτουν οι παρακάτω εξισώσεις Hamilton της κλασικής μηχανικής για τα κεντροειδή \mathbf{r}_i και \mathbf{p}_i .

$$\langle \mathbf{r}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{p}_i \rangle}, \quad \langle \mathbf{p}_i \rangle = -\frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{r}_i \rangle} \quad (2.27)$$

Η χαμιλτονιανή που χρησιμοποιείται στο CoMD είναι η εξής:

$$\mathcal{H} = \sum_i \frac{\langle p_i \rangle^2}{2m} + V_{eff} + \frac{3\sigma_p^2}{2m} \quad (2.28)$$

όπου ο τελευταίος όρος προέρχεται από το γκαουσιανό εύρος στο χώρο των ορμών, αλλά παραλείπεται από τους υπολογισμούς επειδή είναι σταθερός. Ο πρώτος όρος, όπως είναι φανερό, είναι η κινητική ενέργεια του συστήματος. Ο δεύτερος όρος προκύπτει από την αλληλεπίδραση τύπου Skyrme των νουκλεονίων και περιλαμβάνει τους παρακάτω όρους [36]:

$$V_{eff} = V_{vol} + V_{(3)} + V_{sym} + V_{surf} + V_{coul} \quad (2.29)$$

Η φυσική σημασία των όρων μπορεί να αναλυθεί αφού πρώτα οριστεί η έννοια της πυκνότητας η οποία δίνεται από την παρακάτω σχέση.

$$\rho_i(\mathbf{r}) = \varphi_i^*(\mathbf{r})\varphi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \langle\mathbf{r}_i\rangle)^2}{2\sigma_r^2}\right] \quad (2.30)$$

Συνεπώς, το ολοκλήρωμα υπέρθεσης (πυκνότητα αλληλεπίδρασης) έχει την μορφή:

$$\begin{aligned} \rho_{ij}(\langle\mathbf{r}_i\rangle, \langle\mathbf{r}_j\rangle) &= \int d^3r_i d^3r_j \rho_i(r_i) \rho_j(r_j) \delta(r_i - r_j) \Rightarrow \\ \rho_{ij}(\langle\mathbf{r}_i\rangle, \langle\mathbf{r}_j\rangle) &= \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\langle r_i \rangle - \langle r_j \rangle)^2}{4\sigma_r^2}\right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

Έτσι, οι όροι του ενεργού δυναμικού (effective potential) V_{eff} μπορούν να γραφούν ως εξής:

$$V_{vol} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij} \quad (2.32)$$

$$V_{(3)} = \frac{t_3}{(\mu + 1)\rho_0^\mu} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij}^\mu \quad (2.33)$$

$$V_{sym} = \frac{a_{sym}}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} (2\delta_{\tau_i, \tau_j} - 1) \rho_{ij} \quad (2.34)$$

$$V_{surf} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \nabla_{\langle\mathbf{r}_i\rangle}^2(\rho_{ij}) \quad (2.35)$$

$$V_{coul} = \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} \frac{e^2}{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|} \operatorname{erf} \left(\frac{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|}{2\sigma_r^2} \right) \quad (2.36)$$

Στις παραπάνω σχέσεις, τα τ_i, τ_j αναπαριστούν τα isospin των νουκλεονίων i και j . Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι εξής: $\sigma_r=1.15$ fm, $t_0=-356$ MeV, $t_3=303$ MeV, $\mu=7/6$, $\alpha_{\text{sym}}=32$ MeV, $C_s=-0.33$ MeV fm², $\rho_0=0.165$ fm⁻¹.

Χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Winger στην κυματοσυνάρτηση (2.25) προκύπτει η πυκνότητα πιθανότητας στο χώρο των φάσεων.

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \int d^3s \varphi_i^* \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{s}}{2} \right) \varphi_i \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{s}}{2} \right) \exp[i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}] \quad (2.37)$$

Έπειτα, αντικαθιστώντας τη σχέση για την φ_i η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{\pi^3 \hbar^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{4\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{\hbar^2} \right] \quad (2.38)$$

Εν συνεχεία, όπως απαιτείται και στο QMD, το σ_r (εύρος της γκαουσιανής) πρέπει να πληροί την αρχή της αβεβαιότητας $\sigma_r \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$ στον χώρο των φάσεων ενός σωματιδίου και αντικαθιστώντας στην (2.38) συνεπάγεται ότι:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (2.39)$$

η οποία είναι η συνάρτηση κατανομής ενός νουκλεονίου και φαίνεται να έχει γκαουσιανή μορφή τόσο στον χώρο των θέσεων, όσο και στον χώρο των ορμών. Στο σημείο αυτό, αξίζει να σημειωθεί ότι η παραπάνω συνάρτηση κατανομής μπορεί να ερμηνευτεί ως μια γενίκευση της κλασικής συνάρτησης κατανομής.

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle) \delta(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle) \quad (2.40)$$

Η συνολική συνάρτηση κατανομής του συστήματος υπολογίζεται ως το άθροισμα των επιμέρους κατανομών.

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.41)$$

Η συνολική συνάρτηση κατανομής (f) καθώς και οι επιμέρους (f_i) είναι οι φυσικές ποσότητες από τις οποίες πηγάζουν όλα τα σχετικά παρατηρήσιμα μεγέθη.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, στο μοντέλο CoMD συμπεριλαμβάνεται ένας περιορισμός για τη θέση που καταλαμβάνει ένα νουκλεόνιο στον χώρο των φάσεων. Μέσω αυτού, αποκαθίσταται η απαγορευτική αρχή του Pauli, και ως αποτέλεσμα, επαναφέρεται με στοχαστικό τρόπο η φερμιονική φύση των νουκλεονίων στο σύστημα. Ο περιορισμός αυτός, λοιπόν, απαιτεί η πιθανότητα κατάληψης \bar{f}_i , η οποία δίνεται μέσω της παρακάτω σχέσης, να είναι μικρότερη της μονάδας για κάθε νουκλεόνιο i .

$$\bar{f}_i \leq 1, \quad \forall i \quad (2.42)$$

$$\text{όπου,} \quad \bar{f}_i = \sum_j \delta_{\tau_j, \tau_i} \delta_{s_j, s_i} \int_{h^3} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p \quad (2.43)$$

Με το s_i να είναι η συνιστώσα του spin ενός νουκλεονίου στον άξονα z . Το ολοκλήρωμα αυτό υπολογίζεται σε έναν υπερκύβο όγκου h^3 στον χώρο των φάσεων και 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 $\sqrt{2\pi\hbar\sigma_p/\sigma_r}$ στον χώρο των θέσεων και των ορμών αντίστοιχα.

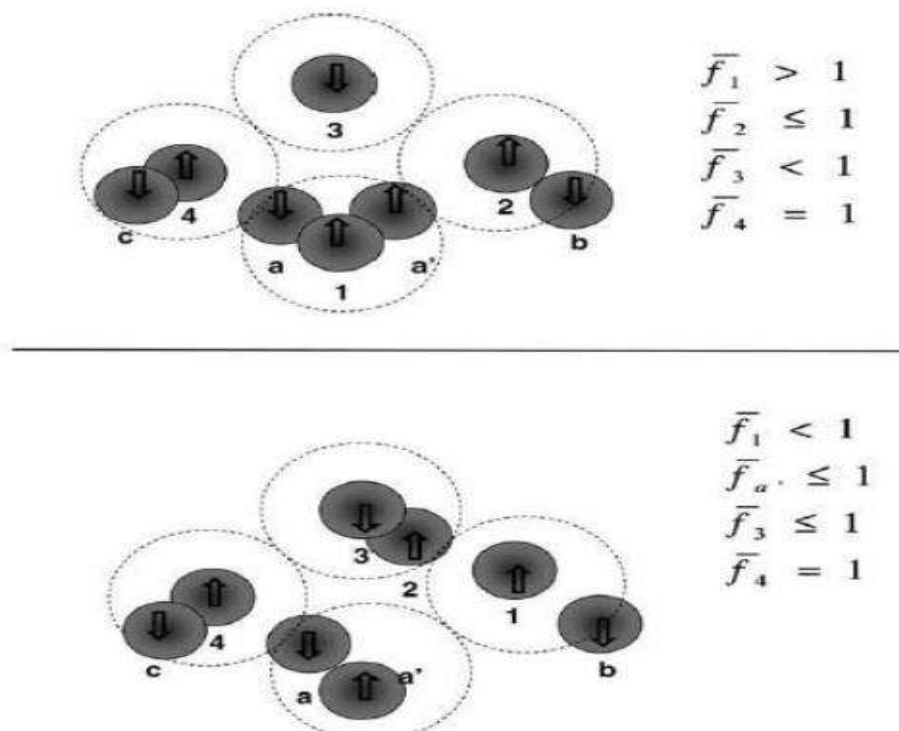
Σε κάθε χρονικό βήμα, η πιθανότητα κατάληψης \bar{f}_i ελέγχεται για κάθε ένα νουκλεόνιο. Αν η τιμή της υπερβαίνει τη μονάδα, τότε καθορίζεται ένα σύνολο K_i ανάμεσα στα πλησιέστερα νουκλεόνια σε αποστάσεις ίσες με $3\sigma_r$ $3\sigma_p$. Σε εκείνο το σημείο, οι ορμές των σωματιδίων που ανήκουν σε αυτό το σύνολο μεταβάλλονται. Σημειώνεται, ότι η μεταβολή των ορμών γίνεται με τυχαίο τρόπο και σχετίζεται με την κατεύθυνση των επιμέρους διανυσμάτων και όχι με το μέτρο τους. Επομένως, επιτυγχάνεται η διατήρηση της συνολικής ορμής αλλά και της συνολικής κινητικής ενέργειας. Η καινούργια διαμόρφωση θα γίνει αποδεκτή μόνο αν μειωθεί η \bar{f}_i κάτω από τη μονάδα, αλλιώς επαναλαμβάνεται η διαδικασία, μέχρις ότου να επιτευχθεί ο περιορισμός.

Για την πιο εύληπτη κατανόηση της παραπάνω διεργασίας παρατίθεται μια στοιχειώδης απεικόνισή της στο *Σχήμα 12*.

Οι διακεκομμένοι κύκλοι αντιπροσωπεύουν τη στοιχειώδη κυψελίδα στον χώρο των φάσεων. Ο όγκος της κάθε κυψελίδας μπορεί να υπολογιστεί εύκολα μέσω των παρακάτω σχέσεων, μιας και θεωρείται υπέρθεση των κυψελίδων του χώρου των ορμών και του χώρου των θέσεων.

$$V_{\varphi} = 8L^3 \left(\frac{\hbar\pi}{L} \right)^3 = h^3 \quad (2.44)$$

Τα βέλη δείχνουν την κατεύθυνση της προβολής του spin στον άξονα z. Στο πλάι φαίνονται οι αριθμοί κατάληψης για την εκάστοτε κυψελίδα. Στο επάνω μέρος του σχήματος η κυψελίδα (1) έχει $\bar{f}_1 > 1$, οπότε χρειάζεται εφαρμογή του περιορισμού. Ύστερα από την απαραίτητη σκέδαση νουκλεονίων προκύπτει η διαμόρφωση που απεικονίζεται στο κάτω μέρος, όπου για κάθε κυψελίδα h^3 ισχύει ο περιορισμός. Είναι σαφές ότι η δεύτερη διαμόρφωση, η οποία θεωρείται αποδεκτή, είναι ισοδύναμη με την πρώτη αφού δεν υπήρξε μεταβολή στην συνολική ορμή και κινητική ενέργεια.



Σχήμα 12: Τυπική αναπαράσταση 8 νουκλεονίων στον χώρο των ορμών πριν (πάνω μέρος) και μετά (κάτω μέρος) την εφαρμογή του περιορισμού. Οι διακεκομμένοι κύκλοι αναπαριστούν την προβολή ενός σφαιρικού όγκου h^3 στον χώρο των ορμών. Στα δεξιά των αναπαραστάσεων είναι οι αριθμοί κατάληψης για τα νουκλεόνια 1-4.

Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκαν διάφορες παράμετροι για τον καθορισμό της συμπεστότητας της πυρηνικής ύλης καθώς και της ενέργειας συμμετρίας.

Όσον αφορά στο δυναμικό συμμετρίας, το οποίο μεταβάλλεται συναρτήσει της πυκνότητας, παρουσιάζονται υπολογισμοί που εκτελέστηκαν με δύο διαφορετικές εκδοχές.

- Το κανονικό (standard) δυναμικό, το οποίο εξαρτάται από την πυκνότητα στην πρώτη δύναμη, ρ .
- Το μαλακό (soft) δυναμικό, το οποίο εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της πυκνότητας, $\sqrt{\rho}$.

Το CoMD ως μικροσκοπικός κώδικας που βασίζεται στην αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου λαμβάνει υπ' όψιν του τη συμπεστότητα της πυρηνικής ύλης. Όσο μεγαλύτερη τιμή έχει η παράμετρος συμπεστότητας της πυρηνικής ύλης K_0 , τόσο πιο ασυμπίεστη γίνεται η ύλη. Δηλαδή, χρειάζεται μεγαλύτερο ποσό ενέργειας για την συμπίεση της πυρηνικής ύλης. Στο παρόν πόνημα, έγιναν υπολογισμοί με τρεις διαφορετικές τιμές για την παράμετρο συμπεστότητας της πυρηνικής ύλης K_0 , οι οποίες αντιστοιχούν στις παρακάτω τιμές των παραμέτρων t_0 , t_3 , μ της ενεργού αλληλεπίδρασης:

- $K_0=200$ MeV, όταν $t_0=-356$ MeV, $t_3=303$ MeV, $\mu=7/6$
- $K_0=272$ MeV, όταν $t_0=-171$ MeV, $t_3=175.5$ MeV, $\mu=3/2$
- $K_0=380$ MeV, όταν $t_0=-124$ MeV, $t_3=70.5$ MeV, $\mu=2$

2.4: Μοντέλο SMM (Statistical Multifragmentation Model)

Μετά το πέρας του δυναμικού σταδίου της αντίδρασης (δηλαδή της μεταφοράς νουκλεονίων) δημιουργούνται δύο πυρήνες σε διεγερμένη κατάσταση. Ο πυρήνας που προέρχεται από τον στόχο ονομάζεται ψευδό-στόχος (quasi-target) και ο πυρήνας που προέρχεται από το βλήμα ψευδό-βλήμα (quasi-projectile). Έπειτα, οι δύο πυρήνες αυτοί θα αποδιεγερθούν καταλήγοντας στα τελικά «κρύα» θραύσματα. Η περιγραφή της αποδιέγερσης αυτής έγινε με την χρήση του στατιστικού μοντέλου πολυθρυμματισμού SMM (Statistical Multifragmentation Model).[21,22]

Το μοντέλο αυτό λαμβάνει υπ' όψιν τους νόμους διατήρησης ενέργειας, φορτίου, ορμής στροφορμής και μάζας κατά την στατιστική ισορροπία μεταξύ των θραυσμάτων. Επιπλέον, σε αυτό συμπεριλαμβάνονται όλα τα πιθανά κανάλια διάσπασης του σύνθετου αρχικού πυρήνα όπως και η «εξάτμιση» (evaporation), δηλαδή κανάλια με ελαφρά σωματίδια $A < 4$, δίνοντας έτσι μια ολοκληρωμένη περιγραφή της αποδιέγερσης του πυρήνα για μεγάλο εύρος ενεργειών διέγερσης.

Το μοντέλο SMM βασίζεται στην στατιστική μηχανική. Υπενθυμίζεται ότι το στατιστικό βάρος, δηλαδή ο αριθμός των μικροκαταστάσεων σε κάθε στατιστικό σύνολο, δίνεται ως εξής:

α) Στο μικροκανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται από την σχέση:

$$W_{micro} \propto \frac{e^{S_i}}{\sum_i e^{S_i}} \quad (2.45)$$

όπου $S_i = k \ln W_i$ είναι η εντροπία του συστήματος.

β) Στο κανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται από τη σχέση:

$$W_{can} \propto \frac{e^{-F_i/T}}{\sum_i e^{-F_i/T}} \quad (2.46)$$

όπου $F_i = E_i - TS_i$ είναι η ελεύθερη ενέργεια Helmholtz.

γ) Στο μακροκανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται ως:

$$W_{macro} \propto \frac{\exp \left[-\frac{1}{T} (F_i - \mu_{A,i} A - \mu_{Z,i} Z) \right]}{\sum_i \exp \left[-\frac{1}{T} (F_i - \mu_{A,i} A - \mu_{Z,i} Z) \right]} \quad (2.47)$$

όπου $\mu_{A,i} = \left(\frac{\partial F_i}{\partial A}\right)_{T,V,Z}$ και $\mu_{Z,i} = \left(\frac{\partial F_i}{\partial Z}\right)_{T,V,A}$ είναι το χημικό δυναμικό των συνολικών σωματιδίων (A) και των πρωτονίων (Z) αντίστοιχα.

Τα κανάλια διάσπασης δημιουργούνται με τη μέθοδο Monte Carlo σύμφωνα με τα στατιστικά βάρη τους. Τα ελαφριά θραύσματα με $A < 4$ που θεωρούνται σταθερά σωματίδια και έχουν μόνο μεταφορικούς βαθμούς ελευθερίας και τα θραύσματα με $A > 4$ τα οποία θεωρούνται θερμές υγρές σταγόνες και η ελεύθερη ενέργειά τους καθορίζεται από το άθροισμα των όρων όγκου, επιφανείας, συμμετρίας και Coulomb της εξίσωσης Bethe-Weizsäcker.

$$F_{A,Z} = F_{A,Z^{vol}} + F_{A,Z^{surf}} + F_{A,Z^{sym}} + F_{A,Z^{coul}} \quad (2.47)$$

Ο όρος όγκου δίνεται από τη σχέση:

$$F_{A,Z^{vol}} = \left(-W_0 - \frac{T^2}{\varepsilon_0}\right) \quad (2.48)$$

όπου T είναι η θερμοκρασία, η παράμετρος ε_0 σχετίζεται με την πυκνότητα ενεργειακών επιπέδων και $W_0 = 16\text{MeV}$ είναι η ενέργεια σύνδεσης της πυρηνικής ύλης απείρων διαστάσεων (infinite nuclear matter).

Ο όρος επιφανείας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{A,Z^{surf}} = \beta_0 - \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2}\right)^{5/4} A^{1/3} \quad (2.49)$$

όπου $\beta_0 = 18\text{ MeV}$ είναι ο συντελεστής επιφανείας και $T_c = 18\text{ MeV}$ είναι η κρίσιμη θερμοκρασία της συμμετρικής πυρηνικής ύλης.

Ο όρος συμμετρίας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{A,Z^{sym}} = c_{sym} \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (2.50)$$

όπου $c_{sym} = 25\text{ MeV}$, είναι ο όρος της ενέργειας συμμετρίας.

Τέλος, ο όρος Coulomb δίνεται από τη σχέση:

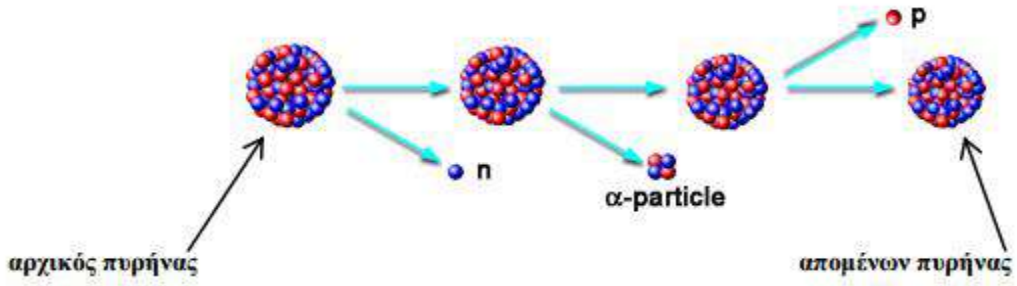
$$F_{A,Z^{coul}} = c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.51)$$

όπου $c = \left(\frac{3}{5}\right) \left(\frac{e^2}{r_0}\right) \left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3}\right)$ είναι η παράμετρος που ελήφθη από την προσέγγιση Wigner-Seitz στην οποία e είναι το μοναδιαίο φορτίο, $r_0 = 1.17$ fm και $\rho_0 = 0.165$ fm⁻³ (η κανονική πυκνότητα πυρηνικής ύλης).

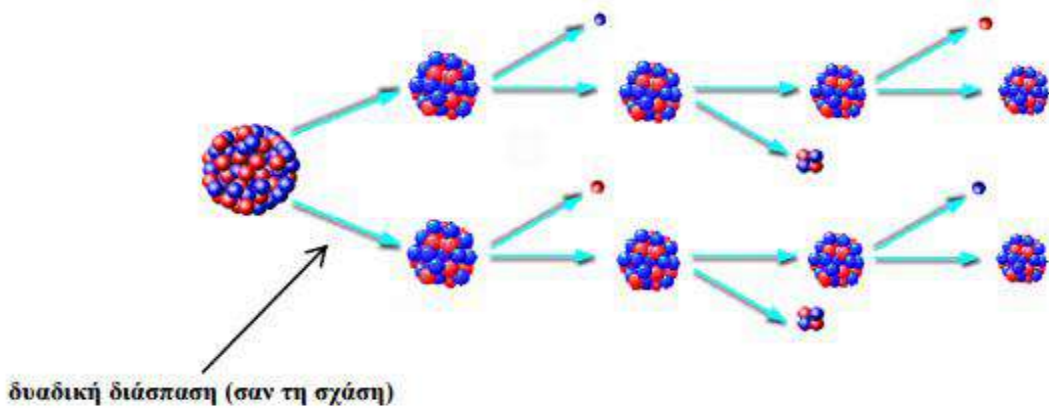
Με το μοντέλο SMM μπορούν να περιγραφούν παρακάτω τρεις διεργασίες αποδιέγερσης με ενοποιημένο τρόπο.

Όταν η ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο έχει μικρή τιμή ($E^*/A < 2$ MeV), λαμβάνει χώρα κυρίως στατιστική διαδοχική «εξάτμιση», δηλαδή ο διεγερμένος πυρήνας εκπέμπει διαδοχικά νετρόνια, πρωτονίων και φορτισμένων σωματιδίων με $A < 4$. Όταν η ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο έχει ενδιάμεσες τιμές ($E^*/A \sim 2-3$ MeV), παρατηρείται το κανάλι της διαδοχικής δυαδικής διάσπασης, η οποία είναι διαδικασία παρόμοια της σχάσης κατά την οποία ο σύνθετος πυρήνας διαχωρίζεται σε δύο πυρήνες (συνήθως ασύμμετρα) και στη συνέχεια τα δύο θραύσματα αυτά αποδιηγείρονται κυρίως μέσω διαδοχικής εξάτμισης. Τελικά, όταν η ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο έχει υψηλές τιμές ($E^*/A > 4$ MeV), τότε συμβαίνει πολλαπλή θραύση (multifragmentation), δηλαδή ο σύνθετος πυρήνας εκπέμπει θραύσματα ταυτόχρονα σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, τα οποία επίσης αποδιηγείρονται περαιτέρω, κυρίως μέσω διαδοχικής διάσπασης. Οι διεργασίες αυτές απεικονίζονται παρακάτω στο *Σχήμα 13*.

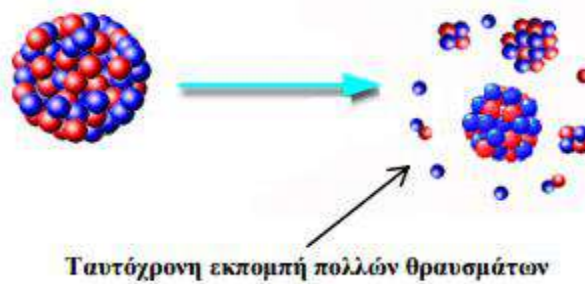
Διαδοχική «Εξάτμιση»: $E^*/A < 2 \text{ MeV}$



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



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



Σχήμα 13: Απεικόνιση διεργασιών αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα

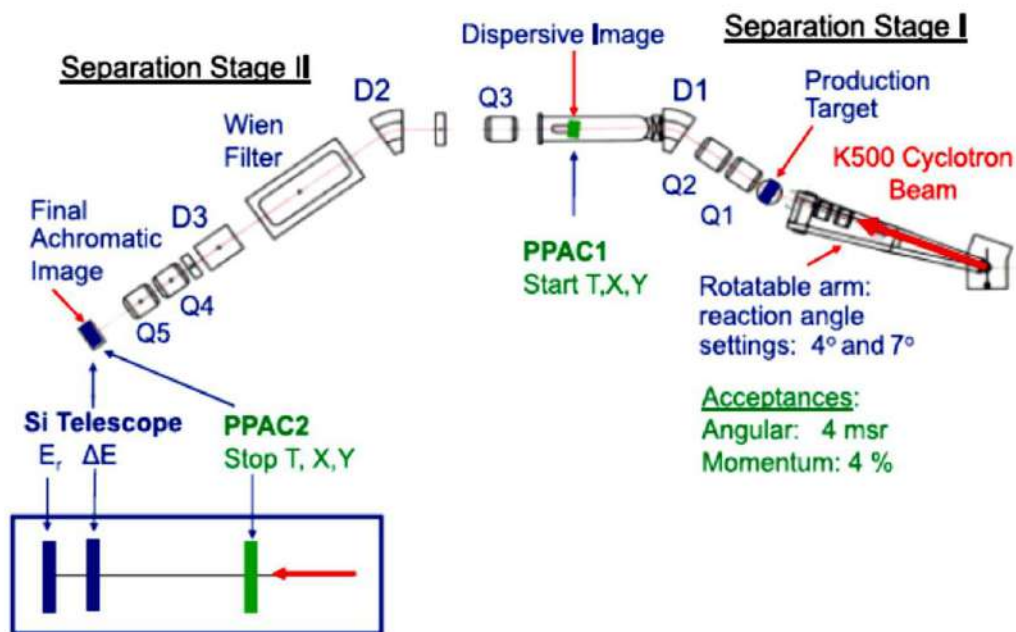
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Περιγραφή Πειραματικών Διατάξεων

3.1: Εισαγωγή

Μετά από την ανάλυση των θεωρητικών μοντέλων, θα παρουσιαστούν σύντομα δύο πειραματικές διατάξεις, ο φασματογράφος μάζας MARS [37] ο οποίος βρίσκεται στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M μέσω του οποίου συλλέχθηκαν και ταυτοποιήθηκαν τα προϊόντα των αντιδράσεων 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ από παλαιότερη εργασία της ομάδας [23], και ο φασματογράφος μάζας MAGNEX [38] ο οποίος βρίσκεται στο εργαστήριο INFN-LNS στην Κατάνια και στον οποίο πραγματοποιήθηκε πρόσφατα πείραμα με τις αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{70}\text{Zn}+^{64}\text{Ni}$ και $^{70}\text{Zn}+^{208}\text{Pb}$.

3.2: Περιγραφή του φασματογράφου MARS [37]

Η διάταξη του φασματογράφου μάζας MARS του Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M (momentum achromat recoil separator) απεικονίζεται στο *Σχήμα 14*. Η δέσμη προέρχεται από το υπεραγωγίμο κύκλοτρο K500 και αποτελείται από επιταχυνόμενα φορτισμένα σωματίδια ή βαρέα ιόντα. Αφού αλληλεπιδράσει με τον στόχο, τα θραύσματα που παράγονται περνάνε από δύο μαγνητικά τετράπολα ώστε να εστιαστούν (*Σχήμα 15*) και από ένα μαγνητικό δίπολο από το οποίο αποκτάται μία πρώτη εικόνα της διασποράς τους.



Σχήμα 14: Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MARS. Τα σύμβολα Q_i αναφέρονται σε μαγνητικά τετράπολα και τα D_i σε μαγνητικά δίπολα [23].

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:

$$F = qvB \quad (3.1)$$

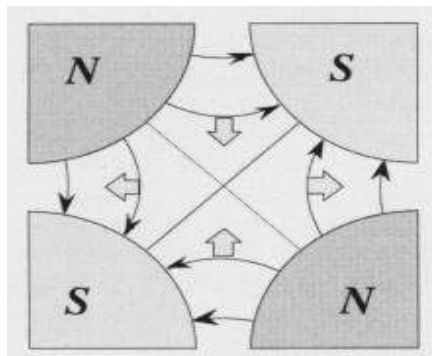
με q το φορτίο, v την ταχύτητα του εκάστοτε θραύσματος και B την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Επειδή η κίνηση που κάνουν τα θραύσματα μάζας m είναι κυκλική με ακτίνα ρ , υπάρχει και κεντρομόλος δύναμη F_c ίση με:

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

Εφόσον η δύναμη του μαγνητικού πεδίου θα είναι και κεντρομόλος, εξισώνοντας τις σχέσεις (3.1) και (3.2) προκύπτει η θεμελιώδης σχέση της μαγνητικής φασματομετρίας στην οποία ο όρος $B\rho$ ονομάζεται μαγνητική σκληρότητα με μονάδα το 1 Tesla·m.

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

Σύμφωνα με αυτή τη σχέση, η ακτίνα καμπυλότητας της τροχιάς που θα διαγράψει κάθε θραύσμα είναι ανάλογη του λόγου A/q , άρα, αν η ταχύτητα του θραύσματος και η ακτίνα της τροχιάς είναι γνωστές, τότε για δεδομένη ένταση του μαγνητικού πεδίου, μπορεί να επιτευχθεί διαχωρισμός των θραυσμάτων.



Σχήμα 15: Το μαγνητικό τετράπολο αποτελείται από δύο αντικριστούς βόρειους και δύο αντικριστούς νότιους μαγνητικούς πόλους. Το σχηματιζόμενο μαγνητικό πεδίο εστιάζει τη δέσμη στο κέντρο του.

Έπειτα, στην εικόνα διασποράς (dispersive image) βρίσκεται ο πρώτος εκ των δύο ανιχνευτών θέσης και χρόνου PPAC (parallel plate avalanche counters). Τέτοιου τύπου ανιχνευτές δίνουν πληροφορίες για τη θέση των θραυσμάτων στους άξονες x , y (ο z είναι ο άξονας της δέσμης), την ακτίνα της τροχιάς τους δηλαδή, και μέσω αυτής την μαγνητική σκληρότητα. Ακόμη, μπορεί να μετρηθεί και η ταχύτητα των θραυσμάτων μέσω της μέτρησης του «χρόνου πτήσης» (time of flight, TOF) μεταξύ δύο τέτοιων ανιχνευτών, όπου ο πρώτος PPAC δίνει το σήμα εκκίνησης (start) και ο δεύτερος, που βρίσκεται στην τελική αχρωματική εικόνα, δίνει το σήμα άφιξης (stop). Έτσι, γνωρίζοντας τον χρόνο (συνήθως μερικά εκατοντάδες ns) και την απόσταση μεταξύ τους (13 μέτρα) υπολογίζεται η ταχύτητα του εκάστοτε θραύσματος.

Αφού λοιπόν διέλθουν τα θραύσματα από τον δεύτερο ανιχνευτή PPAC, περνάνε από ένα ακόμη μαγνητικό δίπολο, το οποίο έχει αντίθετο ρόλο από το προηγούμενο, με άλλα λόγια συγκεντρώνει τα θραύσματα σε ένα σημείο και τα κατευθύνει στο τελικό σύστημα ανίχνευσης (Focal Plane Detector, FDP) με διαστάσεις 5x5 cm. Το σύστημα αυτό συνίσταται από δύο ανιχνευτές πυριτίου διαφορετικών παχών. Έναν λεπτό (συμβολικά ΔE) πάχους $\sim 50\mu\text{m}$ και έναν παχύ (συμβολικά E) με πάχος 1mm. Ο ανιχνευτής ΔE μειώνει την ενέργεια των θραυσμάτων επιβραδύνοντάς τα. Σύμφωνα με την εξίσωση Bethe-Bloch αυτή η μείωση είναι ανάλογη του ατομικού αριθμού και της ταχύτητας του θραύσματος.

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

Ο ανιχνευτής E , λόγω του μεγάλου πάχους του, σταματά τα σωματίδια τα οποία εναποθέτουν σε αυτόν την υπολειπόμενη κινητική ενέργειά τους, E_r . Έτσι, η συνολική ενέργεια του εκάστοτε θραύσματος και ο μαζικός αριθμός του είναι:

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

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

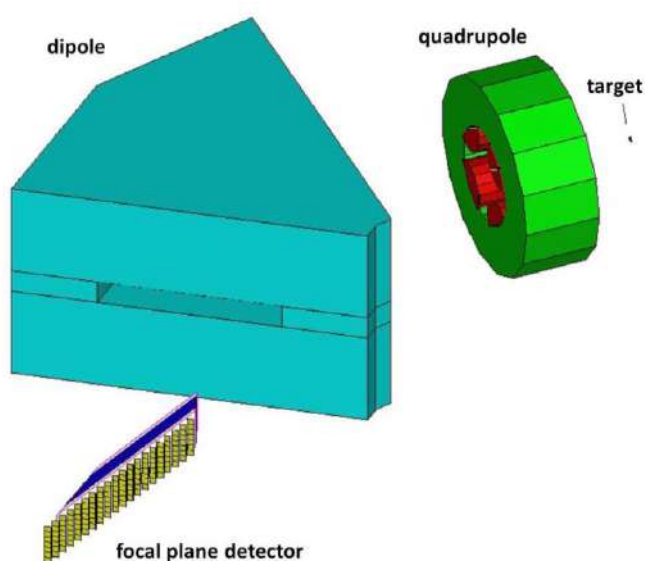
όπου m_n είναι η μέση μάζα του νουκλεονίου μέσα στον πυρήνα ($931.5 \text{ MeV}/c^2$). Το ιοντικό φορτίο, τέλος, υπολογίζεται με τη βοήθεια της σχέσης (3.3) ως:

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

Επιπρόσθετα, βρίσκεται ένας ανιχνευτής ηλεκτρονίων η/και ακτινοβολίας γ πίσω από τον ανιχνευτή πυριτίου για τη μελέτη ιδιοτήτων των παραγόμενων πυρήνων (χρόνος ημιζωής, ραδιενεργές διασπάσεις, κ.λπ.).

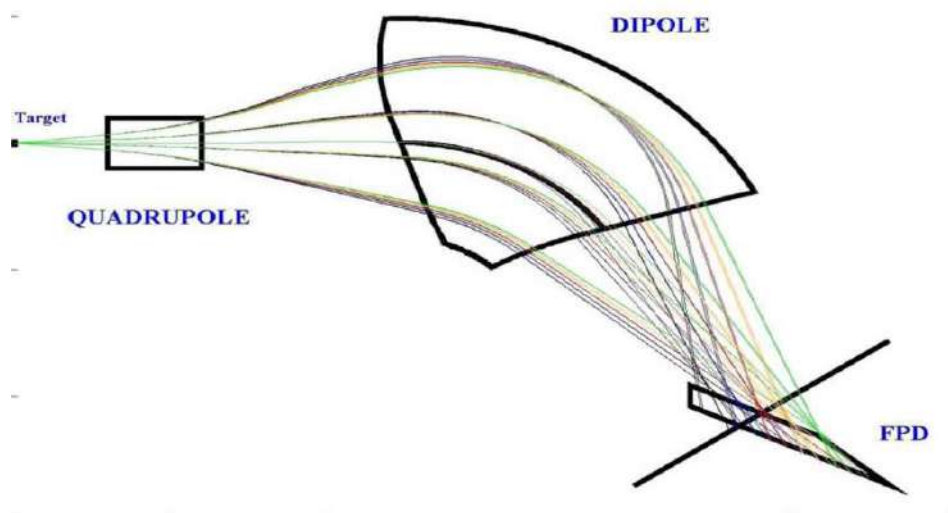
3.3: Περιγραφή του φασματογράφου MAGNEX [38]

Η διάταξη του φασματογράφου υψηλής απόδοσης MAGNEX, ο οποίος βρίσκεται στο εργαστήριο INFN-LNS στην Κατάνια, παρουσιάζεται στο *Σχήμα 16* και είναι πιο απλή από του MARS. Αποτελείται από ένα μαγνητικό τετράπολο, ένα μαγνητικό δίπολο και το ανιχνευτικό σύστημα.



Σχήμα 16: Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου MAGNEX. Δεξιά προς αριστερά: Στόχος, τετράπολο, δίπολο και ανιχνευτικό σύστημα [38].

Η πορεία της δέσμης απεικονίζεται στο *Σχήμα 17*. Μετά την αλληλεπίδρασή της με τον στόχο, τα θραύσματα εισέρχονται στο τετράπολο. Στη συνέχεια, περνάνε στο δίπολο, και βάσει της σχέσης (3.3) διαχωρίζονται και καταλήγουν στο σύστημα ανίχνευσης (FDP). Σε αυτόν τον φασματογράφο το σύστημα ανίχνευσης αποτελείται από τέσσερις ανιχνευτές θέσης σε ένα θάλαμο και εξήντα ανιχνευτές πυριτίου σε έναν τοίχο στο πίσω μέρος του θαλάμου. Αυτή ακριβώς η διάταξη παρέχει πολύ μεγαλύτερη απόδοση (~50msr) από τον MARS (~9msr, 4msr στα πειράματά μας), καθιστώντας τον φασματογράφο αυτό ικανό για συλλογή θραυσμάτων με εκτεταμένη γωνιακή κατανομή.



Σχήμα 17: Προσομοίωση της πορείας της δέσμης μέσα στο MAGNEX. Η κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό σωματίδιο [38].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Παρουσίαση και Επεξήγηση Υπολογισμών

4.1: Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα υπολογισμών περιφερειακών αντιδράσεων. Οι αντιδράσεις της σταθερής δέσμης ^{86}Kr ενέργειας 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχους ^{64}Ni και ^{124}Sn συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα των αντίστοιχων αντιδράσεων που συλλέχθηκαν όπως αναφέρεται στην εργασία [23]. Για τις αντιδράσεις της σταθερής δέσμης ^{86}Kr ενέργειας 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχο ^{238}U καθώς και τις αντιδράσεις της ραδιενεργής δέσμης ^{92}Kr ενέργειας 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχους ^{124}Sn και ^{238}U δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα, οπότε παρουσιάζονται μόνο υπολογισμοί. Οι υπολογισμοί του σταδίου της μεταφοράς νουκλεονίων έγιναν με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT [18] και το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD [19,20], ενώ για την αποδιέγερση των παραγόμενων θραυσμάτων χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο πολλαπλής θραύσης SMM [21,22]. Όλα αυτά τα μοντέλα έχουν αναλυθεί λεπτομερώς στο κεφάλαιο 2.

Για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ παρουσιάζονται υπολογισμοί ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών, ενώ για τις αντιδράσεις $^{92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ και $^{86,92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ παρουσιάζονται μόνο υπολογισμοί ενεργών διατομών.

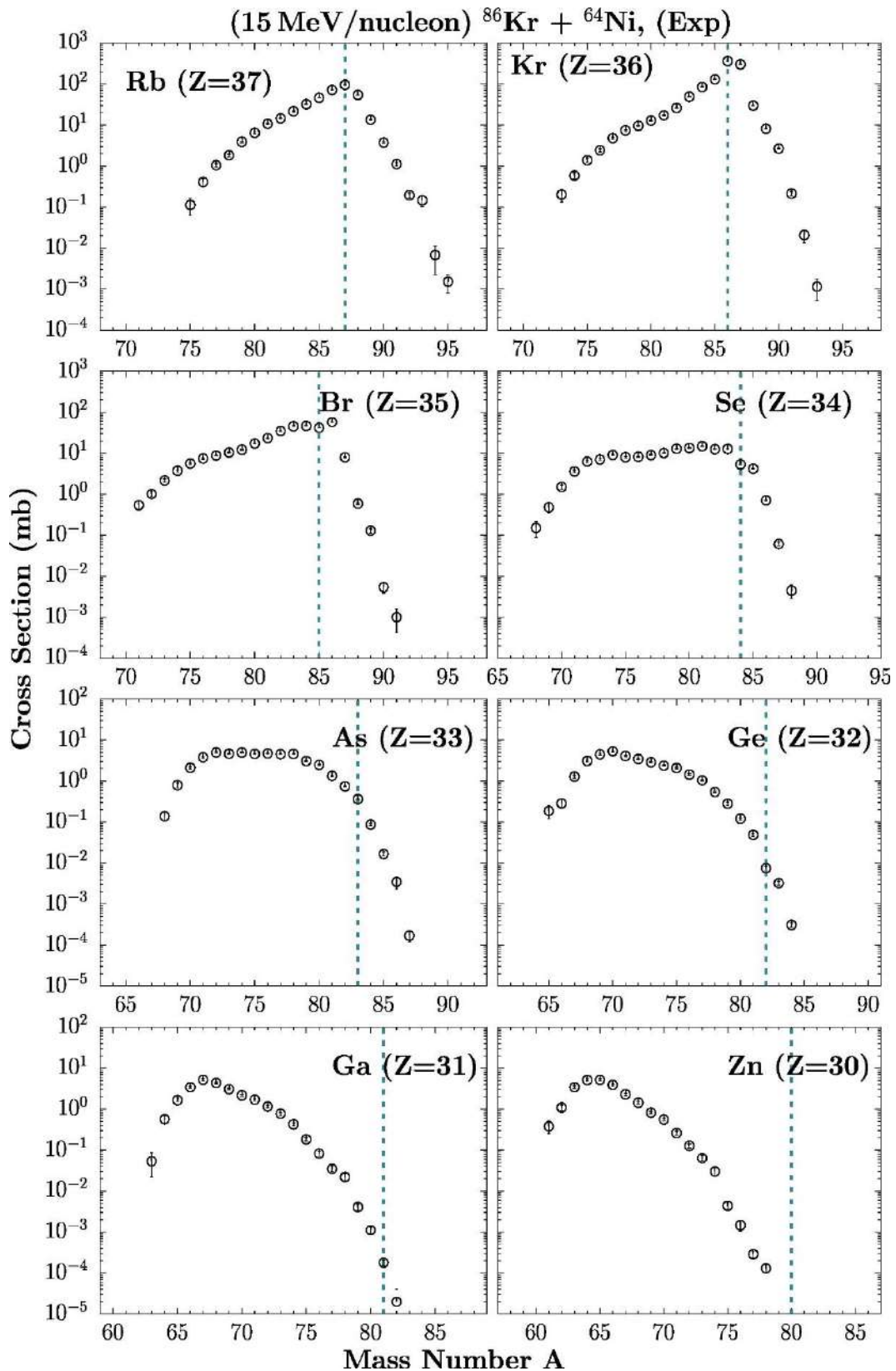
Οι υπολογισμοί με το μοντέλο CoMD σταματούν στα 500 fm/c ($\sim 10^{-21}$ s), χρόνο αρκετό για να έχει ολοκληρωθεί το δυναμικό στάδιο μεταφοράς νουκλεονίων αλλά όχι τόσο μεγάλο ώστε να έχει ξεκινήσει η αποδιέγερση των θερμών θραυσμάτων (hot fragments) που παράγονται.

Το μοντέλο CoMD χρησιμοποιήθηκε με πέντε διαφορετικές επιλογές παραμέτρων για τους υπολογισμούς των γωνιακών κατανομών.

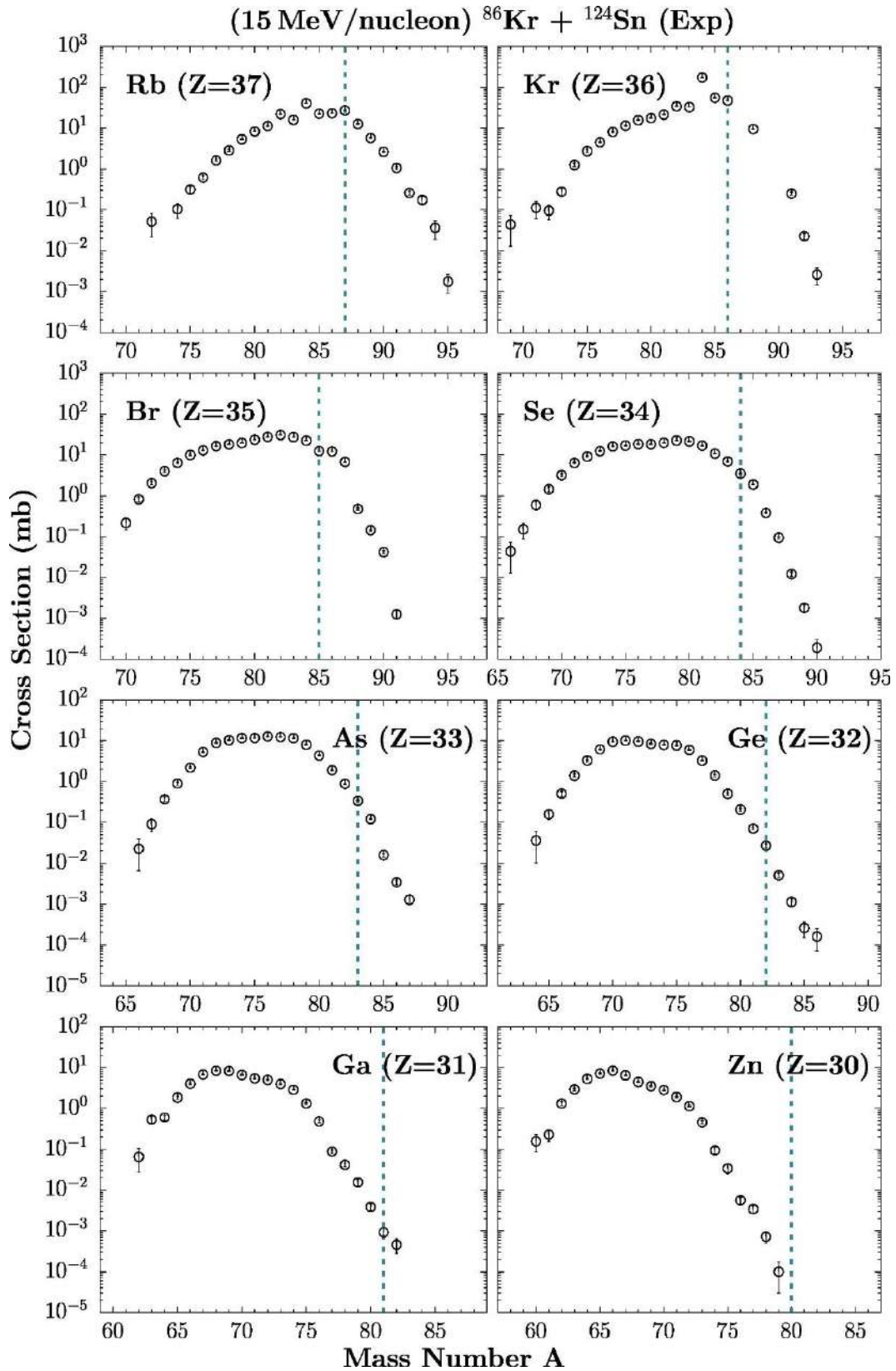
- Την «κανονική» (standard), η οποία έχει τις προβλεπόμενες παραμέτρους και έχει χρησιμοποιηθεί και σε προηγούμενες μελέτες της ομάδας [25-27].
- Τη μορφή στην οποία χρησιμοποιείται το μαλακό δυναμικό για την ενέργεια συμμετρίας.
- Τη μορφή με διαφορετική συμπίεστικότητα της πυρηνικής ύλης. Στην «κανονική» μορφή η παράμετρος συμπίεστικότητας της πυρηνικής ύλης είναι $K_0=200$ MeV. Επιπρόσθετα, έγιναν υπολογισμοί για $K_0=272$ MeV και $K_0=380$ MeV.

- Τη μορφή η οποία έχει διπλάσια ενεργό διατομή ελαστικών σκεδάσεων μεταξύ νουκλεονίων.
- Τη μορφή στην οποία εισήχθη μια φαινομενολογική περιγραφή της σύζευξης μεταξύ όμοιων νουκλεονίων βάσει την πρόσφατης εργασίας [39]. Για δύο νετρόνια (ή πρωτόνια) με αντιπαράλληλα spin και ενέργειες κοντά στην ενέργεια Fermi προστίθεται ένας ακόμη ελκτικός όρος $E_{pair} = \frac{12 \text{ MeV}}{A^{1/2}}$, ο οποίος αναπαράγει τον εμπειρικό όρο σύζευξης της Bethe-Weiszäcker,.

Πριν την αναλυτική παρουσίαση των αποτελεσμάτων, παρατίθενται διαγράμματα (Σχήματα 18, 19) των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν πειραματικά [23] (στην περιοχή $Z=30-37$) συναρτήσει του μαζικού αριθμού. Παρατηρείται ότι, και με τους δυο στόχους προκύπτουν ισότοπα πολύ πλούσια σε νετρόνια. Για την παρούσα εργασία, δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στον στόχο ^{124}Sn που είναι ο βαρύτερος εκ των δύο. Σημειώνεται πως, όπως προηγουμένως, σε όλα τα σχήματα η κατακόρυφη πράσινη διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά το σημείο από το οποίο και μετά (προς τα δεξιά) συμβαίνει πρόσληψη νετρονίων από το βλήμα.



Σχήμα 18: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=30-37$ για την αντίδραση με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι).



Σχήμα 19: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=30-37$ για την αντίδραση με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι).

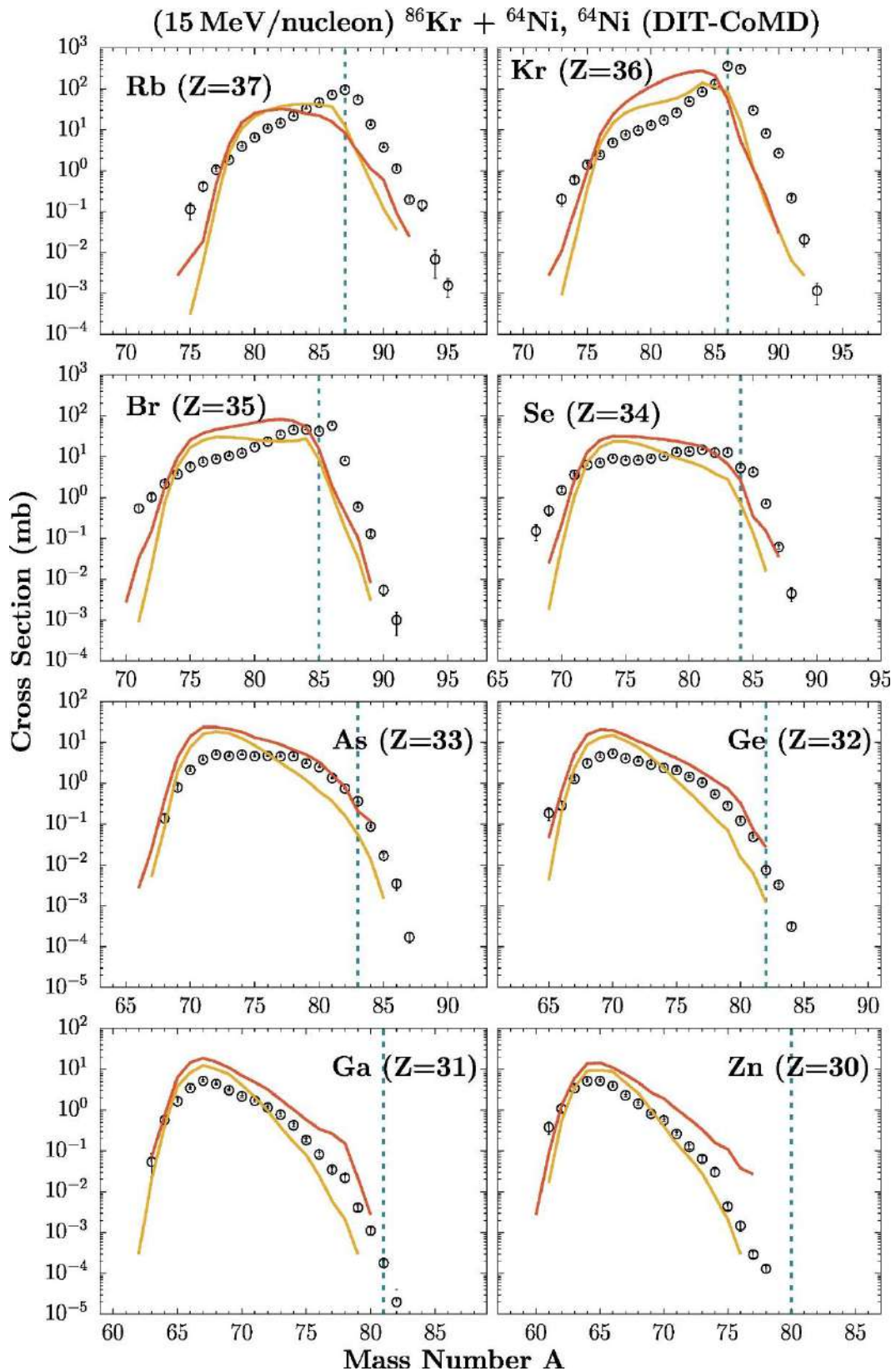
4.2: Αποτελέσματα ενεργών διατομών συναρτήσεως του μαζικού αριθμού

Παρακάτω, αναλύονται υπολογισμοί των ενεργών διατομών συναρτήσεως του μαζικού αριθμού διαφόρων αντιδράσεων στην περιοχή ατομικού αριθμού $Z=30-37$ με τα μοντέλα DIT και CoMD και αποδιέγερση μέσω SMM. Σημειώνεται πως, όπως προηγουμένως, σε όλα τα σχήματα η κατακόρυφη πράσινη διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά το σημείο από το οποίο και μετά (προς τα δεξιά) συμβαίνει πρόσληψη νετρονίων από το βλήμα.

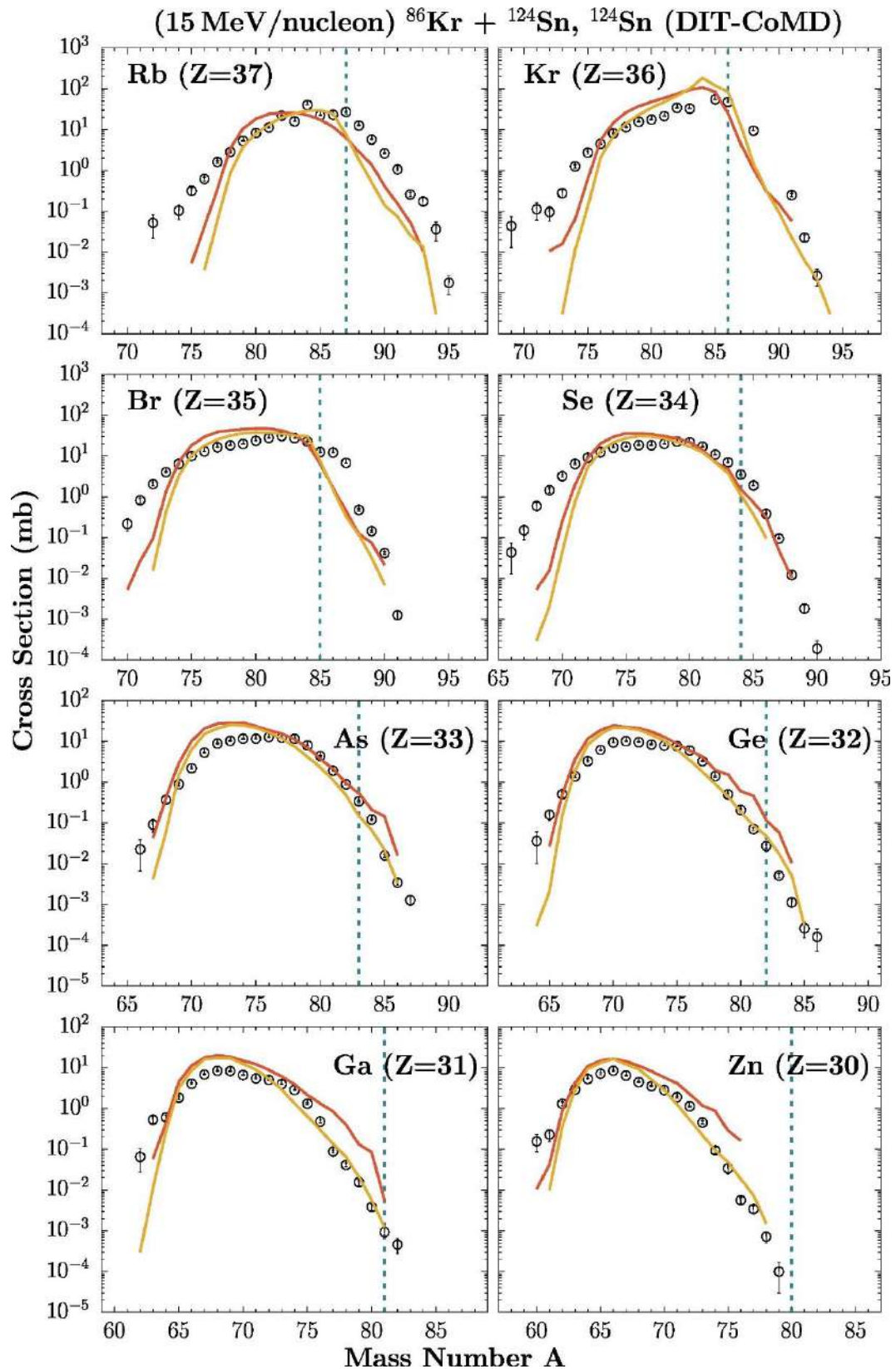
4.2.α) Αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$

Στο *Σχήμα 20* απεικονίζονται τα παραπάνω δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι), μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή) για την περιοχή $Z=30-37$. Γενικά, παρατηρείται καλή συμφωνία και των δυο υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα, ειδικά στο δεξί μέρος των κατανομών (ειδικότερα στην περιοχή $Z=30-33$), γεγονός πολύ ενδιαφέρον καθώς σε αυτήν την περιοχή βρίσκονται τα ισότοπα τα οποία έχουν προκύψει από πρόσληψη νετρονίων. Στο αριστερό μέρος, φαίνεται να υπάρχει μια ασυμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα, κάτι το οποίο πιθανόν να οφείλεται σε λεπτομέρειες της αποδιέγερσης πολύ διεγερμένων πρωτογενών θραυσμάτων (quasi-projectile). Ακόμη, οι υπολογισμοί με DIT/SMM βρίσκονται λίγο χαμηλότερα από αυτούς με CoMD /SMM γεγονός που πιθανώς οφείλεται σε χαμηλότερες ενέργειες διέγερσης στο μοντέλο CoMD, κάτι το οποίο παρατηρείται και στους υπόλοιπους υπολογισμούς ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών.

Στο *Σχήμα 21* απεικονίζονται δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή) για την περιοχή $Z=30-37$. Παρατηρείται ότι ειδικά σε μάζες κοντά στην μάζα του βλήματος λαμβάνει χώρα πρόσληψη μέχρι και ως 7 νετρονίων. Είναι ενδιαφέρον ότι και με ένα πιο βαρύ στόχο τα δεδομένα περιγράφονται σε πολύ ικανοποιητικό βαθμό και από τους δύο υπολογισμούς. Και σε αυτούς τους υπολογισμούς, υπάρχει καλύτερη συμφωνία με τα δεδομένα στο δεξί μέρος σε σχέση με το αριστερό, γεγονός που, όπως προαναφέρθηκε, οφείλεται σε όχι τόσο καλή περιγραφή των δεδομένων από αυτούς.



Σχήμα 20: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$.



Σχήμα 21: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/SMM (κίτρινη γραμμή) και CoMD/SMM (κόκκινη γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$.

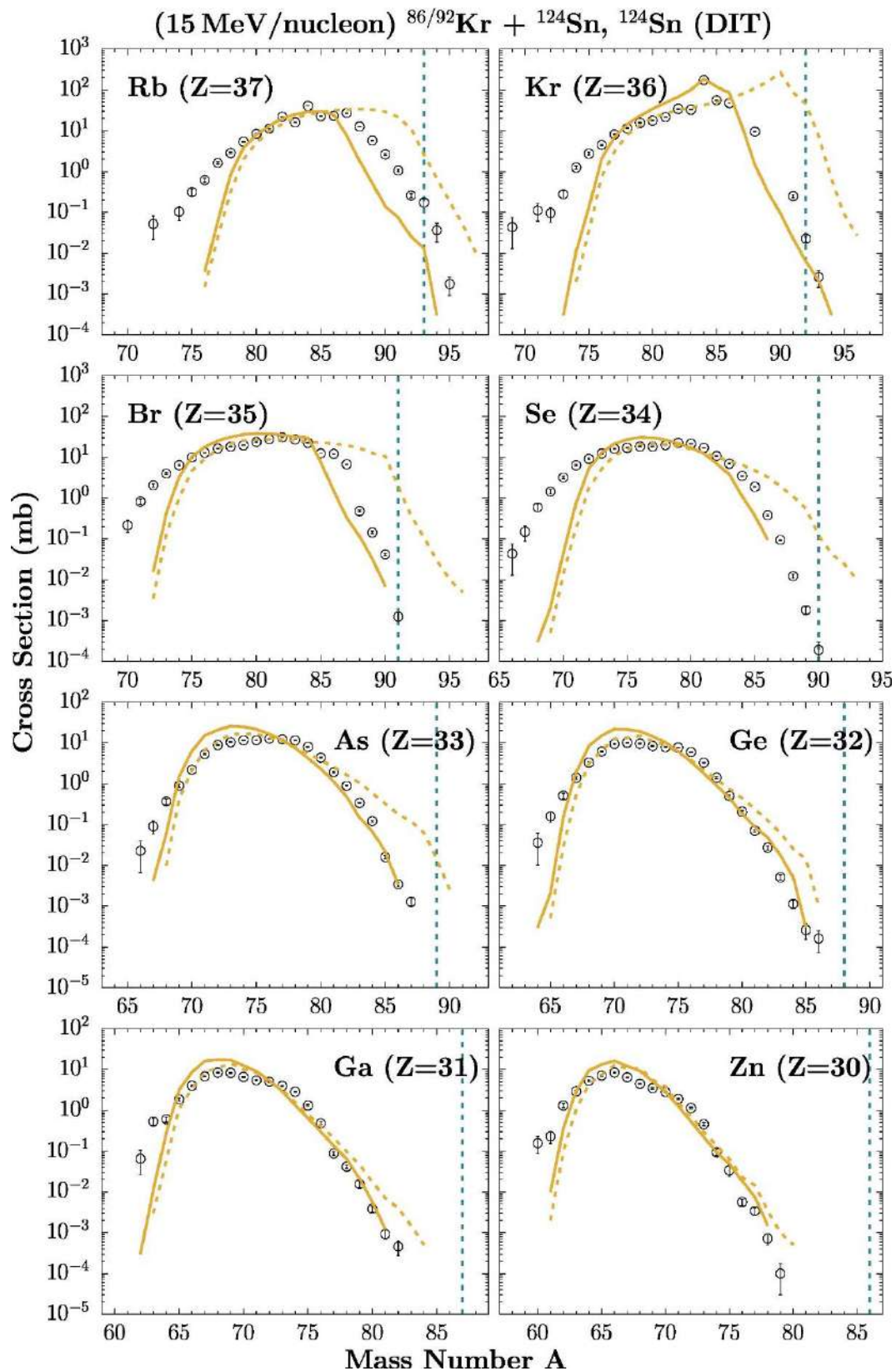
4.2.β) Αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86/92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ και $^{86/92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$

Στις παραπάνω αντιδράσεις οι υπολογισμοί DIT/SMM έδωσαν πολύ καλά αποτελέσματα στην περιγραφή των πειραματικών δεδομένων. Ακόμη, οι υπολογισμοί αυτοί είναι λιγότερο χρονοβόροι από τους υπολογισμούς CoMD/SMM. Εξαιτίας αυτών των δύο γεγονότων, οι παρακάτω αντιδράσεις που αφορούν και σε ραδιενεργό δέσμη μελετώνται μόνο με υπολογισμούς DIT/SMM.

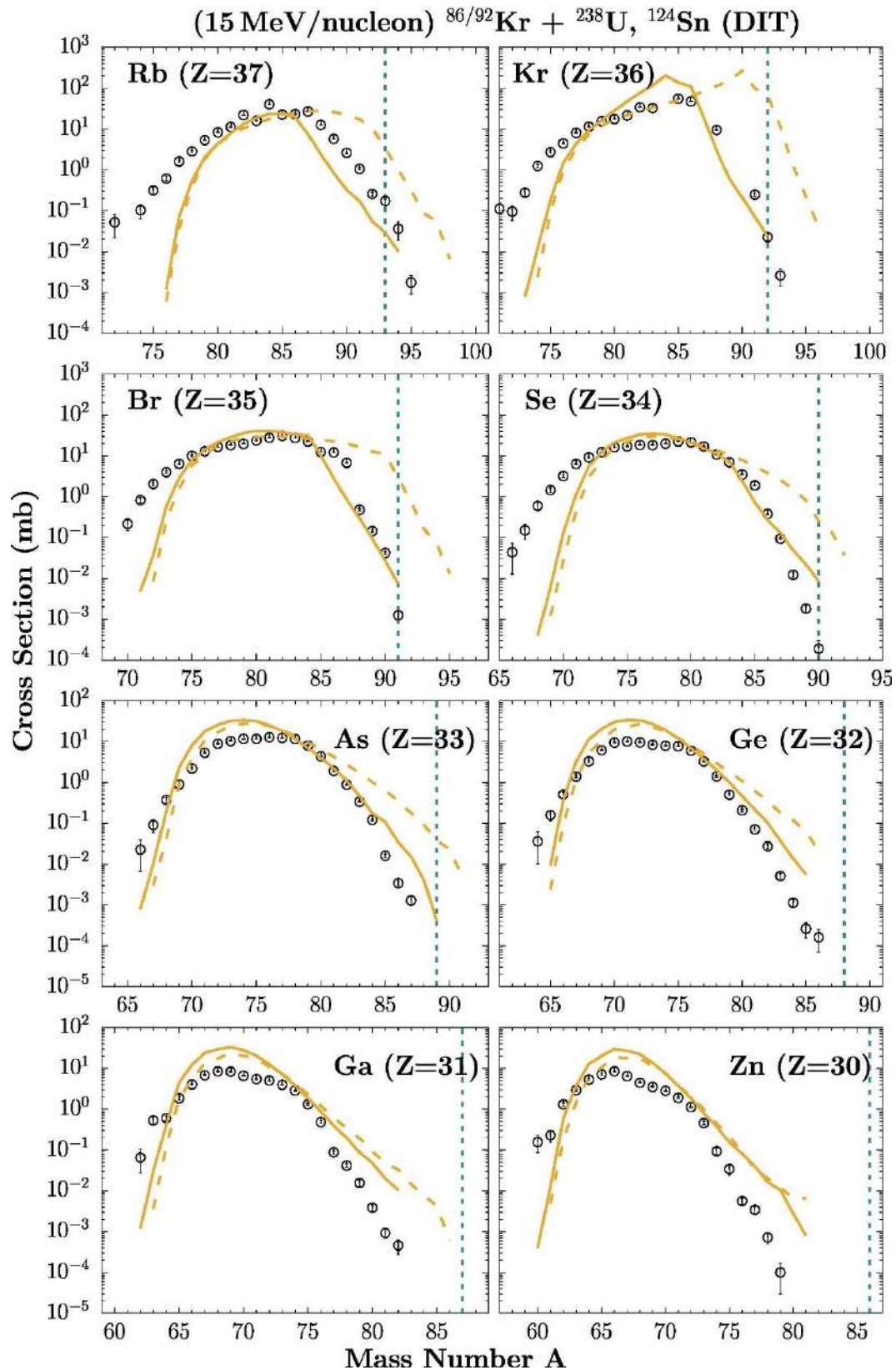
Αρχικά, μελετήθηκε η αντίδραση $^{92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο στην οποία χρησιμοποιείται αντί για την σταθερή δέσμη ^{86}Kr η ραδιενεργή δέσμη ^{92}Kr με το σκεπτικό ότι ένα πλουσιότερο σε νετρόνια βλήμα θα οδηγήσει σε παραγωγή πυρήνων με ακόμη περισσότερα νετρόνια. Στο *Σχήμα 22* απεικονίζεται η σύγκριση των πειραματικών δεδομένων της αντίδρασης $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) με τους υπολογισμούς DIT/SMM της αντίδρασης ^{124}Sn με την σταθερή δέσμη ^{86}Kr (συνεχής κίτρινη γραμμή) και την ραδιενεργή δέσμη ^{92}Kr (διακεκομμένη κίτρινη γραμμή).

Βάσει των προηγούμενων ευρημάτων στις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ και $^{92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο, δόθηκε η ώθηση προς την μελέτη αντιδράσεων με τον βαρύτερο και πιο πλούσιο σε νετρόνια στόχο, που είναι δυνητικά διαθέσιμος, το ^{238}U . Έγιναν υπολογισμοί και με την σταθερή δέσμη ^{86}Kr αλλά και με την ραδιενεργή δέσμη ^{92}Kr . Επειδή δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα με στόχο ^{238}U , στο *Σχήμα 23* αναπαρίστανται τα πειραματικά δεδομένα από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) και υπολογισμοί DIT/SMM της αντίδρασης ^{238}U με τη σταθερή δέσμη ^{86}Kr (συνεχής κίτρινη γραμμή) και τη ραδιενεργή δέσμη ^{92}Kr (διακεκομμένη κίτρινη γραμμή).

Είναι φανερό πως με την χρήση της ραδιενεργής δέσμης υπάρχει παραγωγή ισοτόπων πολύ πλούσιων σε νετρόνια, τάση η οποία διατηρείται ιδιαίτερος σε μάζες κοντά στη μάζα της δέσμης.



Σχήμα 22: Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (κίτρινη συνεχής γραμμή) και $^{92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$.

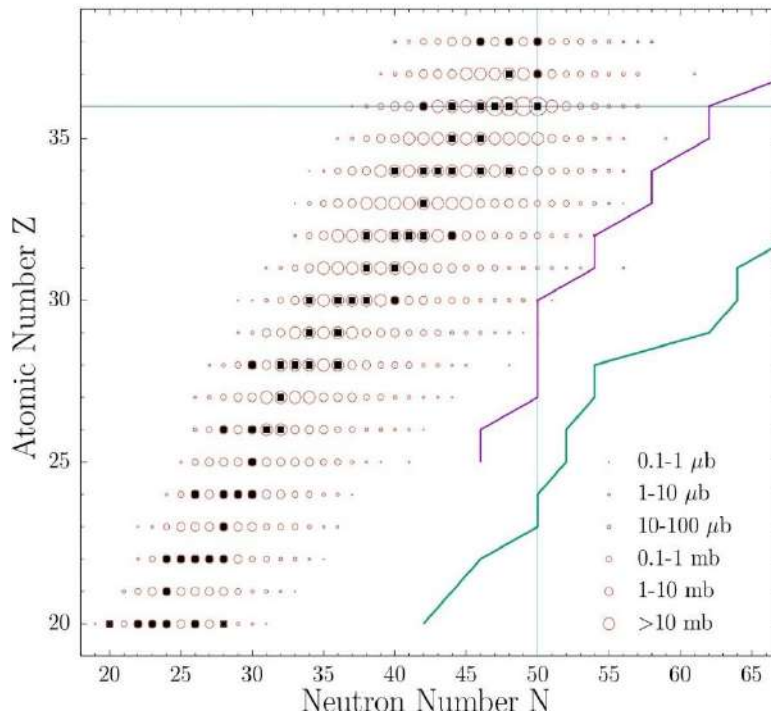
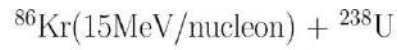


Σχήμα 23: Υπολογισμοί DIT/SMM για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ (κίτρινη συνεχής γραμμή) και $^{92}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ (κίτρινη διακεκομμένη γραμμή) συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=30-37$.

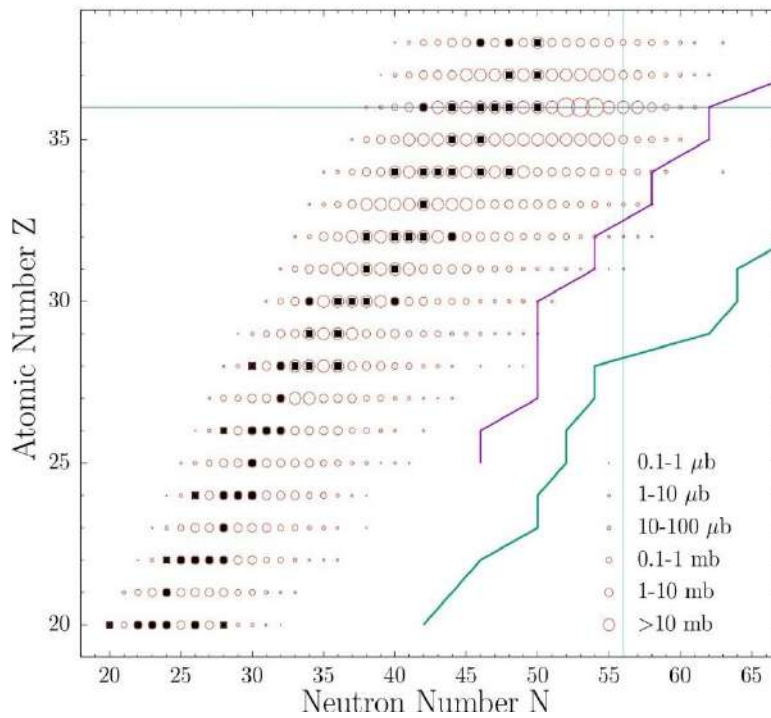
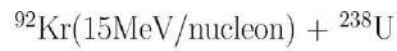
Στα Σχήματα 24, 25 παρουσιάζονται οι υπολογισμοί και τα δεδομένα του Σχήματος 23 (αντιδράσεις 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86/92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$) πάνω στον πίνακα των νουκλιδίων. Τα μαύρα σημεία είναι τα σταθερά ισότοπα βάσει των πινάκων των νουκλιδίων [40]. Η μωβ και η πράσινη τεθλασμένη γραμμή είναι το μονοπάτι της r-process και η γραμμή κόρου νετρονίων αντίστοιχα [32]. Οι ανοιχτοί κόκκινοι κύκλοι διαφορετικών μεγεθών αντιπροσωπεύουν πυρήνες και τις ενεργούς διατομές τους. Τέλος, οι μπλε γραμμές διασταυρώνονται στον πυρήνα της δέσμης. Αυτή η μορφή αναπαράστασης είναι πολύ χρήσιμη στην κατανόηση της προσέγγισης των ορίων που φτάνουν και ξεπερνούν οι αντιδράσεις που μελετώνται, ειδικά στην περίπτωση των ραδιενεργών δεσμών.

Συγκεκριμένα, για την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ παρατηρείται παραγωγή ισοτόπων με μεγάλες ενεργές διατομές κοντά στη δέσμη, και γενικά κοντά στην σταθερότητα, και παραγωγή ισοτόπων με μικρές σχετικά ενεργές διατομές που φτάνουν, σε σημεία, στη γραμμή για την r-process.

Προχωρώντας στην αντίδραση με τη ραδιενεργή δέσμη, η εικόνα αλλάζει ριζικά καθώς παράγονται ισότοπα με σχετικά μεγάλες ενεργές διατομές μακρύτερα από την σταθερότητα και ισότοπα με σχετικά καλές τιμές ενεργών διατομών φτάνουν και ξεπερνούν τη γραμμή της r-process. Αυτά τα αποτελέσματα είναι πολύ θετικά καθώς καταδεικνύουν τις καινούργιες δυνατότητες που θα είναι διαθέσιμες με την χρήση των ραδιενεργών δεσμών.



Σχήμα 24: Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{238}\text{U}$. Οι διαφορετικοί κύκλοι αναπαριστούν τις διάφορες τιμές των ενεργών διατομών των σωματιδίων που παράγονται.



Σχήμα 25: Υπολογισμοί DIT/SMM για την αντίδραση $^{92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$. Οι διαφορετικοί κύκλοι αναπαριστούν τις διάφορες τιμές των ενεργών διατομών των σωματιδίων που παράγονται.

4.3: Αποτελέσματα γωνιακών κατανομών (διαφορική ενεργός διατομή συναρτήσει της γωνίας (θ) της αντίδρασης)

4.3.α) Γενικά για τους υπολογισμούς γωνιακών κατανομών

Έπειτα από τους υπολογισμούς των ενεργών διατομών, παρουσιάζονται οι υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο.

Τα πειραματικά δεδομένα ελήφθησαν σε δυο περιοχές γωνιών ρυθμίζοντας τη γωνία με την οποία προσέγγιζε η δέσμη ^{86}Kr τον εκάστοτε στόχο[23].

- $\Delta\theta = 2.2^\circ\text{-}5.8^\circ$, [δεδομένα στις 4°]
- $\Delta\theta = 5.6^\circ\text{-}9.2^\circ$, [δεδομένα στις 7.5°]

Για την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ η γωνία εφαπτομενικής σκέδασης (grazing angle) είναι $\theta_{\text{gr}}\approx 6.0^\circ$ ενώ για την αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ είναι $\theta_{\text{gr}}\approx 9.0^\circ$. Ως αποτέλεσμα, αναμένεται ότι οι περιοχές των 4° και 7° αντίστοιχα θα είναι οι κατάλληλες για τη μελέτη των προϊόντων περιφερειακών αντιδράσεων. Οι συμβολισμοί και οι υπολογισμοί για όλα τα παρακάτω σχήματα έχουν ως εξής:

- Οι πειραματικές γωνιακές κατανομές, απαρτίζονται από δύο μαύρα σημεία σε γωνίες $\theta=4^\circ$ και $\theta=7.5^\circ$ (εν συντομία $\theta=7^\circ$), με οριζόντιες γραμμές σφαλμάτων (error bars) γωνιακού πλάτους $\Delta\theta=3.6^\circ$.
- Κίτρινα σύμβολα: Υπολογισμοί DIT.
- Κόκκινα σύμβολα: Υπολογισμοί «κανονικού» CoMD
- Μπλε σύμβολα: Υπολογισμοί CoMD με όρο σύζευξης (pairing).
- Μωβ σύμβολα: Υπολογισμοί CoMD με παράμετρο συμπίεστικότητας πυρηνικής ύλης $K_0=272$ MeV.

Η αποδιέγερση των παραγόμενων θερμών θραυσμάτων υπολογίστηκε σε όλες τις περιπτώσεις με το μοντέλο SMM.

Ακόμη, όπως προαναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2, έγιναν υπολογισμοί με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας μεταξύ νουκλεονίων και τη διπλάσια ενεργό διατομή στην ελαστική σκέδαση αλλά, καθώς δεν εμφάνισαν διαφορές με το «κανονικό» CoMD, δεν παρουσιάζονται στην παρούσα εργασία. Οι υπολογισμοί με παράμετρο συμπίεστικότητας πυρηνικής ύλης $K_0=380$ MeV επίσης δεν παρουσιάζονται καθώς, για την ώρα, δεν έχουν δώσει επαρκή αποτελέσματα.

4.3.β) Αντίδραση 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$

Στα παρακάτω σχήματα, παρουσιάζονται οι γωνιακές κατανομές της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$. Η κατακόρυφη διακεκομμένη πράσινη γραμμή είναι τοποθετημένη στην grazing angle για αυτή την αντίδραση, η οποία είναι $\theta_{\text{gr}} \approx 9.0^\circ$.

Στο Σχήμα 26 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του $_{36}\text{Kr}$.

Στο πλαίσιο (c) $\{A=86, (0p)\}$, φαίνεται, όπως ήταν αναμενόμενο, ότι το σημείο στις 7° είναι υψηλότερα από αυτό στις 4° . Αυτό μοιάζει να περιγράφεται και από τα δύο μοντέλα με ικανοποιητικό τρόπο.

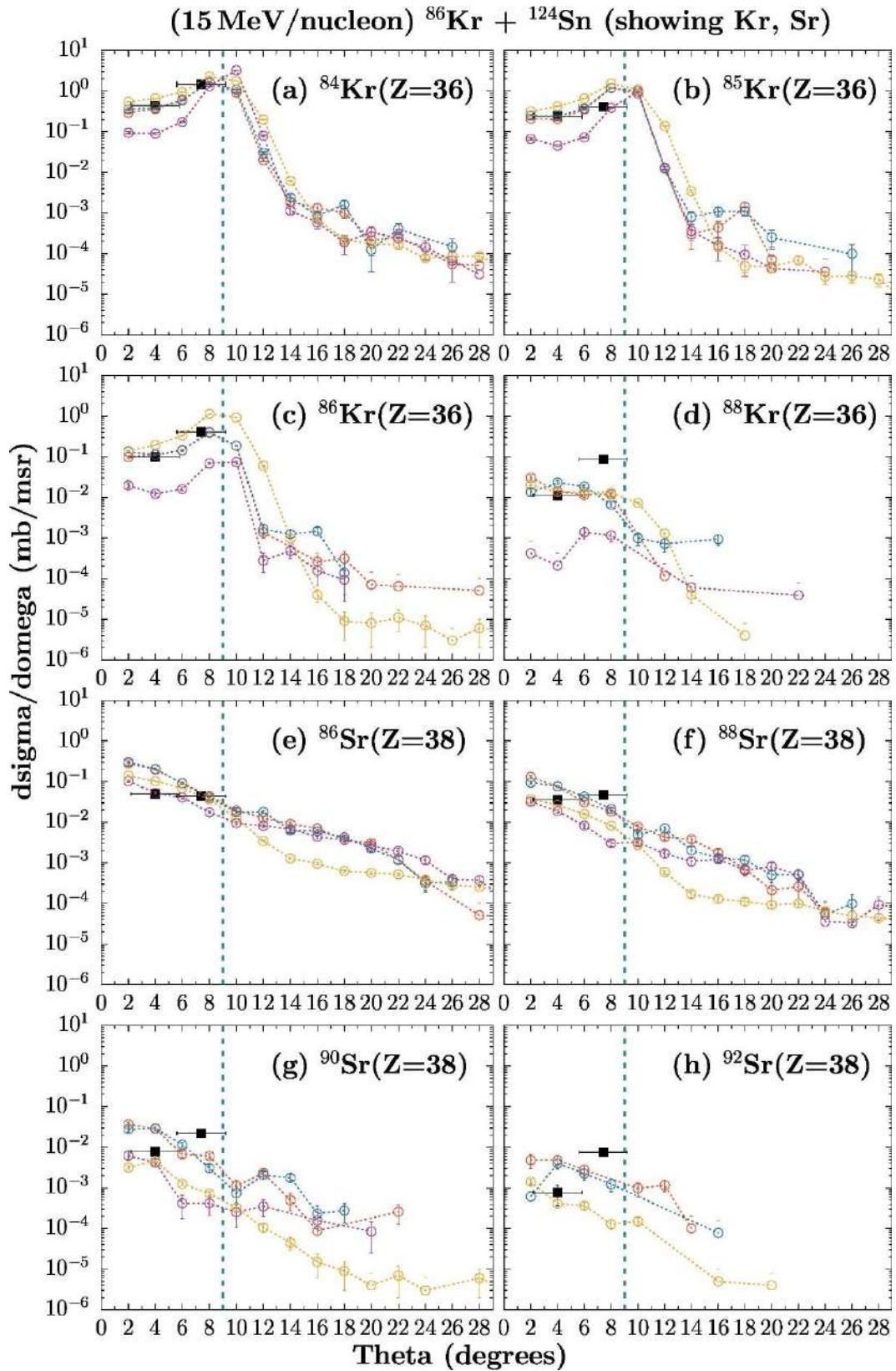
Στα πλαίσια (a) $\{A=84, (0p-2n)\}$ και (b) $\{A=85, (0p-1n)\}$, επίσης υπάρχει καλή συμφωνία υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα.

Όταν όμως προστεθούν νετρόνια, στο πλαίσιο (d) $\{A=88, (0p+2n)\}$, οι υπολογισμοί δεν περιγράφουν τον «βηματισμό» των πειραματικών δεδομένων, γεγονός που μπορεί να οφείλεται σε ενισχυμένη μεταφορά ζεύγους νετρονίων.

Στο κάτω μέρος (e-h) του Σχήματος 26, παρουσιάζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του $_{38}\text{Sr}$ (κανάλια +2p).

Στο πλαίσιο (f) $\{A=88, (+2p)\}$, είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι τα δεδομένα παρουσιάζουν μία σχετικά ευθεία κατανομή η οποία εμφανίζεται και στο πλαίσιο (e) $\{A=86, (+2p-2n)\}$.

Όταν προστεθούν νετρόνια όπως φαίνεται στα πλαίσια (g) $\{A=90, (+2p+2n)\}$ και (h) $\{A=92, (+2p+4n)\}$, προκύπτει μέγιστο προς την θ_{gr} , τάση η οποία δεν περιγράφεται καλά από τους υπολογισμούς.



Σχήμα 26: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{36}\text{Kr}$ (a-d) και $_{38}\text{Sr}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$.

Στο Σχήμα 27 στο πάνω μέρος (a-d), παρουσιάζονται υπολογισμοί για διαφορά: ισότοπα του ^{35}Br (κανάλια -1p).

Στο πλαίσιο (b) $\{A=85, (-1p)\}$, οι υπολογισμοί περιγράφουν τα δεδομένα στις 7° αποτελεσματικά, αλλά όλοι εκτός αυτών με διαφορετική συμπίεστικότητα βρίσκονται ελαφρώς υψηλότερα για τις 4° .

Όπως και προηγουμένως, με την αφαίρεση νετρονίων στο πλαίσιο (a) $\{A=83, (-1p-2n)\}$, τα δεδομένα τείνουν σε ευθεία κατανομή.

Αντιθέτως, με την προσθήκη νετρονίων, στα πλαίσια (c) $\{A=86, (-1p+1n)\}$ και (d) $\{A=87, (-1p+2n)\}$ παρατηρείται ξανά μέγιστο προς την θ_{gr} .

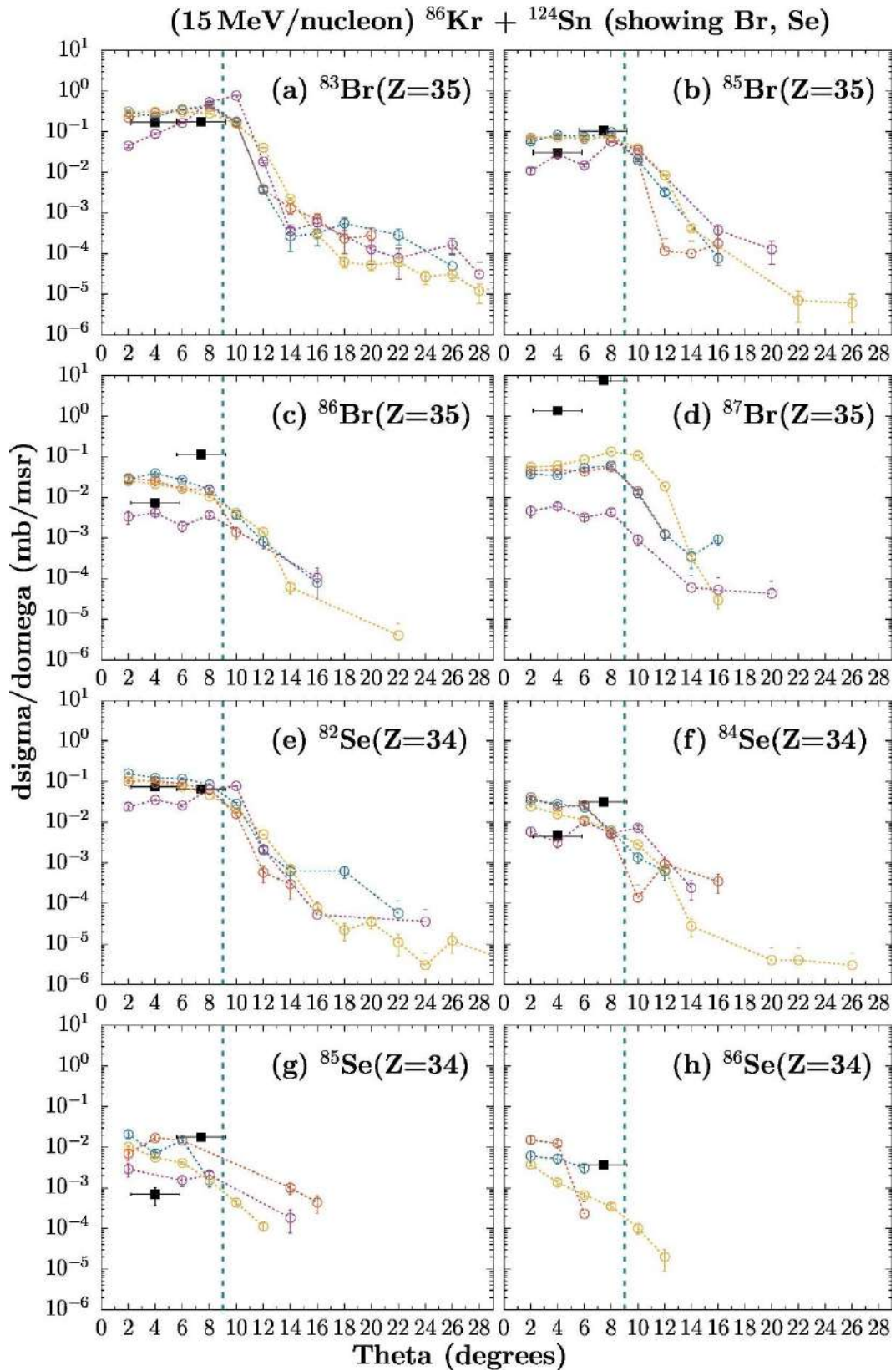
Εικάζεται πως μέρος αυτής της ασυμφωνίας υπολογισμών και δεδομένων οφείλεται σε συνεισφορά διεργασιών απλής και διπλής αλλαγής φορτίων (single charge exchange, SCE – double charge exchange, DCE) οι οποίες δεν λαμβάνονται υπ' όψιν ούτε στο DIT ούτε στο CoMD. Τέλος, σημειώνεται πως για $A=87$ η τόσο υψηλή τιμή των δεδομένων ίσως οφείλεται σε υπόβαθρο από την ελαστικά σκεδασμένη δέσμη.

Στο κάτω μέρος (e-h) του Σχήματος 27, παρουσιάζονται υπολογισμοί για διαφορά ισότοπα του ^{34}Se (κανάλια -2p) για τα οποία γενικά παρατηρείται παρόμοια εικόνα με αυτά του ^{35}Br .

Συγκεκριμένα, στο πλαίσιο (e) $\{A=82, (-2p-2n)\}$, οι υπολογισμοί συμπίπτουν σχεδόν απόλυτα με τα πειραματικά δεδομένα περιγράφοντας την ευθεία κατανομή τους.

Παρ' όλα αυτά, για τα υπόλοιπα πλαίσια (f) $\{A=84, (-2p)\}$, (g) $\{A=85, (-2p+1n)\}$ και (h) $\{A=86, (-2p+2n)\}$ οι κατανομές οδηγούν ξανά σε μέγιστο προς την θ_{gr} , γεγονός που θα μπορούσε να οφείλεται σε αντιδράσεις SCE και DCE.

Η συνεισφορά των αντιδράσεων SCE και DCE βρίσκεται υπό μελέτη αυτή την περίοδο μέσω αναλύσεων των κατανομών ορμής των αντίστοιχων νουκλιδίων.



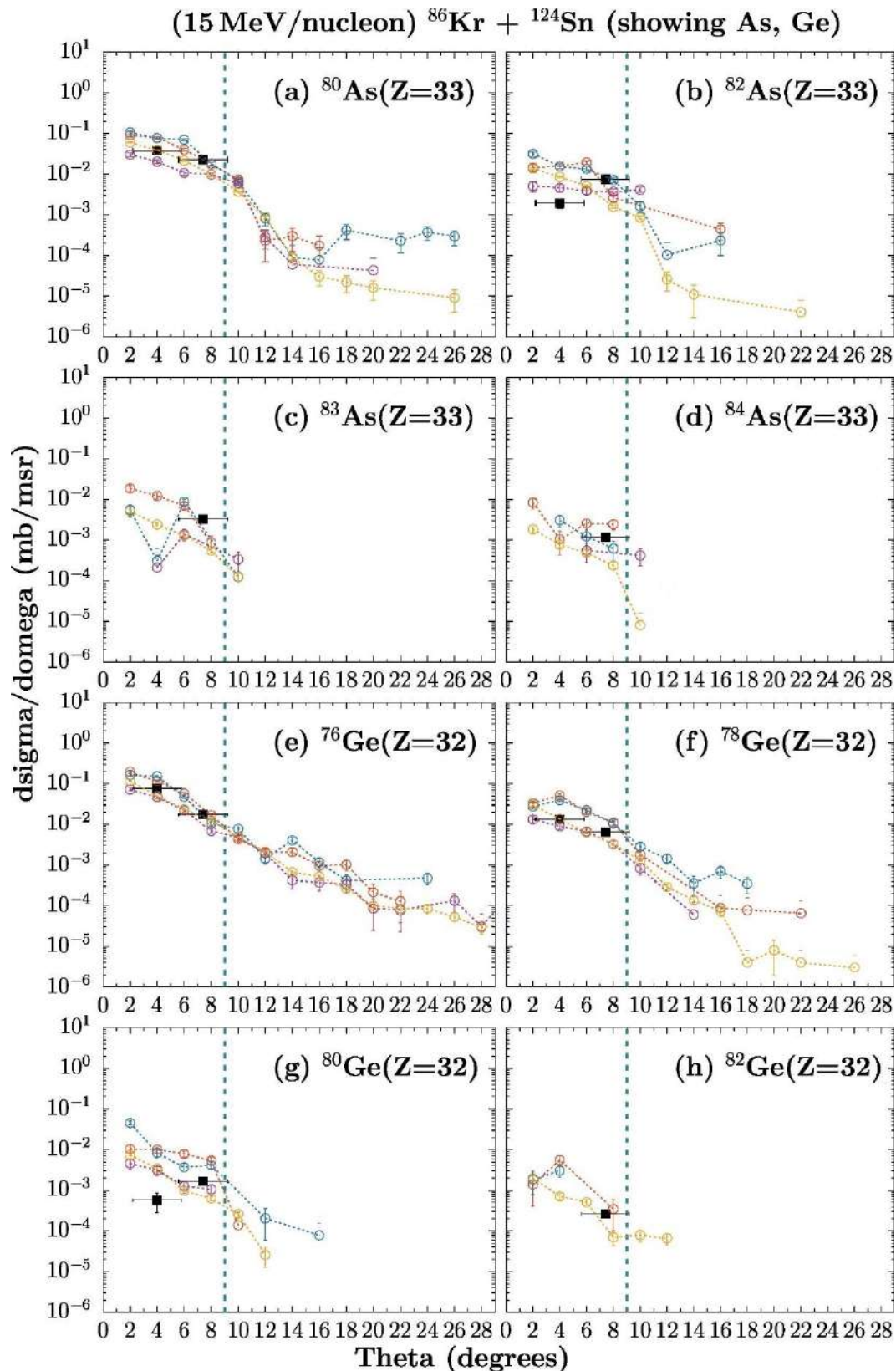
Σχήμα 27: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισωτόπων των $_{35}\text{Br}$ (a-d) και $_{34}\text{Se}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$.

Στο Σχήμα 28 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ${}_{33}\text{As}$ (κανάλια -3p) και στο κάτω μέρος (e-h), του ${}_{32}\text{Ge}$ (κανάλια -4p).

Οι γωνιακές κατανομές τους εμφανίζουν παρόμοιες τάσεις με τα προηγούμενα ισότοπα που έχουν αναλυθεί.

Συγκεκριμένα, για το ${}_{33}\text{As}$ στο πλαίσιο (c) $\{A=83, (-3p)\}$ και για το ${}_{32}\text{Ge}$ στο πλαίσιο (h) $\{A=82, (-3p)\}$, στα οποία υπάρχει πειραματικό σημείο μόνο στις 7° , παρατηρείται μέγιστο στην θ_{gr} ενώ οι υπολογισμοί ακολουθούν μονότονη μείωση όσο η γωνία αυξάνεται.

Επίσης, μπορεί να παρατηρηθεί μια αλλαγή από το μέγιστο προς την θ_{gr} σε ευθύτερες κατανομές (ακόμη και αν τα δεδομένα στις 4° είναι υψηλότερα από αυτά των 7°) για το ${}_{33}\text{As}$ πηγαίνοντας από το πλαίσιο (b) $\{A=82, (-3p-1n)\}$ προς το (a) $\{A=80, (-3p-3n)\}$, και για το ${}_{32}\text{Ge}$ πηγαίνοντας από το πλαίσιο (g) $\{A=80, (-4p-2n)\}$ προς το (f) $\{A=78, (-4p-4n)\}$.



Σχήμα 28: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των ^{33}As (a-d) και ^{32}Ge (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$.

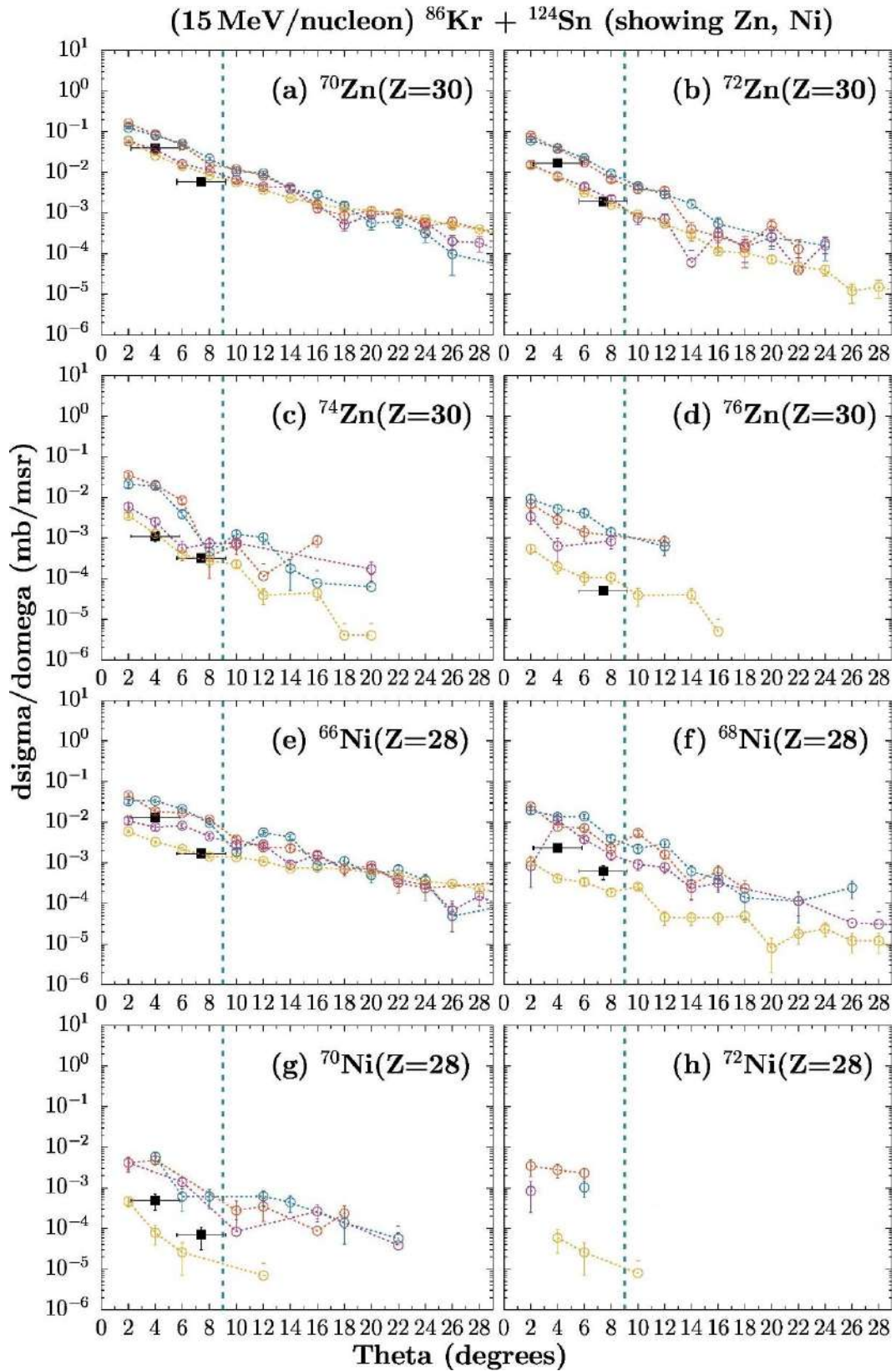
Στο Σχήμα 29 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ${}_{30}\text{Zn}$ (κανάλια -6p) και στο κάτω μέρος (e-h), του ${}_{28}\text{Ni}$ (κανάλια -8p).

Η μεταβολή από κατανομές με μέγιστο προς την θ_{gr} σε ευθύτερες κατανομές παρατηρείται και εδώ.

Όσον αφορά στον ${}_{30}\text{Zn}$ η μεταβολή αυτή συμβαίνει προχωρώντας από το πλαίσιο (d) $\{A=76, (-6p-4n)\}$ προς το (c) $\{A=74, (-6p-6n)\}$.

Βάσει των προηγούμενων παρατηρήσεων, για το ${}_{28}\text{Ni}$ η μεταβολή αυτή δυνητικά συμβαίνει στην πορεία από το πλαίσιο (h) $\{A=72, (-8p-6n)\}$ προς το (g) $\{A=70, (-8p-8n)\}$.

Τέλος, είναι άξιο αναφοράς ότι οι καμπύλες των υπολογισμών ακολουθούν την καμπύλη των πειραματικών δεδομένων σε σχετικά ικανοποιητικό βαθμό.



Σχήμα 29: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{30}\text{Zn}$ (a-d) και $_{28}\text{Ni}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$.

4.3.γ) Αντίδραση 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$

Εκτός από τη μελέτη των γωνιακών κατανομών στην αντίδραση $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο, έγινε μελέτη αντίδρασης της ίδιας δέσμης ^{86}Kr με τον ελαφρύτερο στόχο του ^{64}Ni . Στα παρακάτω σχήματα, παρουσιάζονται οι γωνιακές κατανομές της αντίδρασης αυτής. Η κατακόρυφη διακεκομμένη πράσινη γραμμή είναι τοποθετημένη στην grazing angle για αυτή την αντίδραση, οποία είναι $\theta_{\text{gr}} \approx 6.0^\circ$.

Στο Σχήμα 30 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ^{36}Kr .

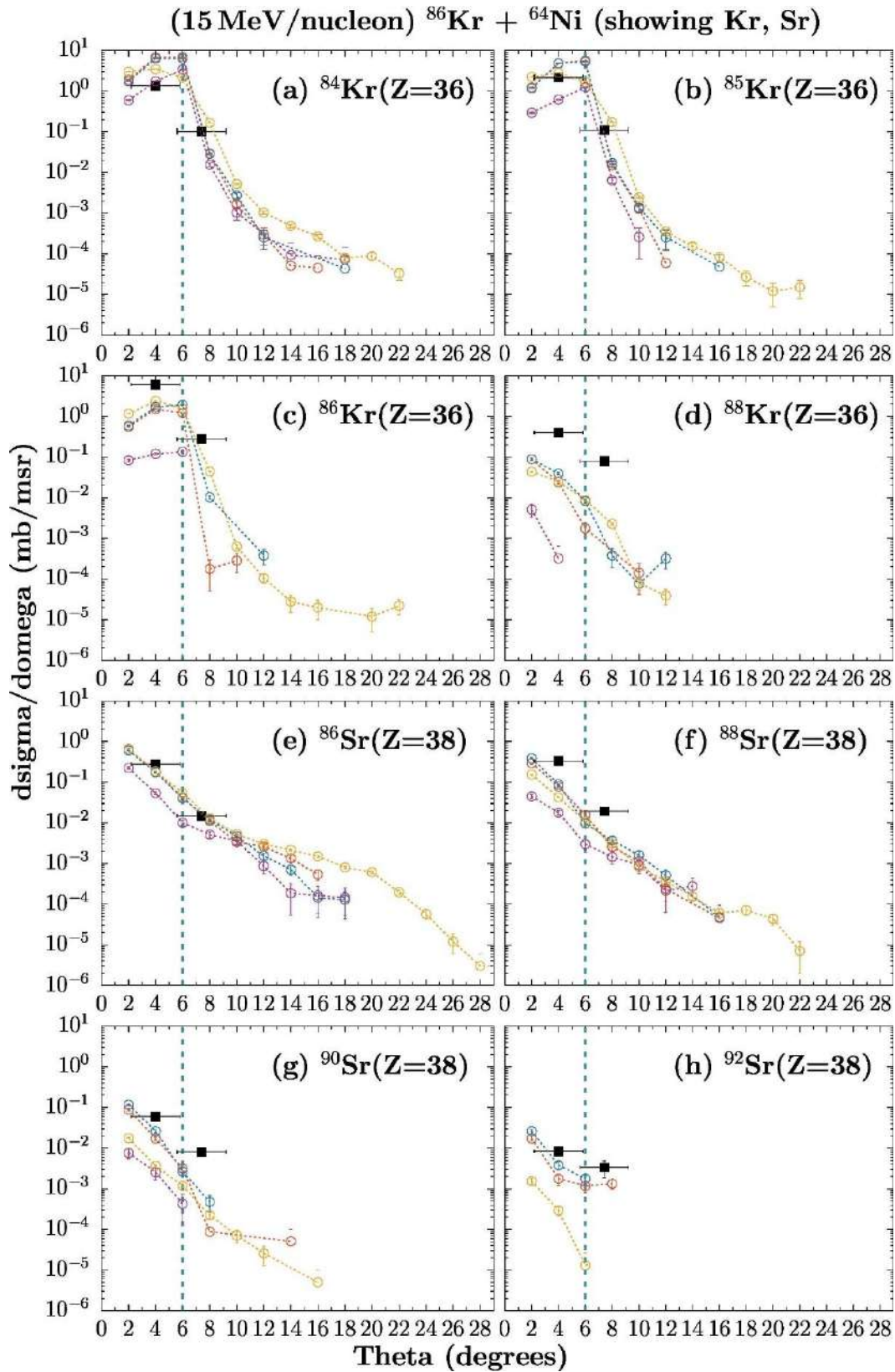
Στο πλαίσιο (c) $\{A=86, (-2p)\}$, όπως και πριν ήταν αναμενόμενο, ότι το σημείο στις 4° είναι υψηλότερα από αυτό στις 7° . Αυτό μοιάζει να περιγράφεται και από τα δύο μοντέλα με ικανοποιητικό τρόπο.

Στα πλαίσια όπου υφίσταται αφαίρεση νετρονίων, (a) $\{A=84, (0p-2n)\}$ και (b) $\{A=85, (0p-1n)\}$, φαίνεται να υπάρχει καλύτερη συμφωνία υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα, ειδικά όσον αφορά στο DIT.

Και σε αυτή την περίπτωση, όμως, όταν προστεθούν νετρόνια στο πλαίσιο (d) $\{A=88, (0p+2n)\}$, οι υπολογισμοί δεν περιγράφουν τον «βηματισμό» των πειραματικών δεδομένων.

Στο κάτω μέρος (e-h) του Σχήματος 30, παρουσιάζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ^{38}Sr (κανάλια $+2p$).

Για όλα τα εικονιζόμενα ισότοπα οι υπολογισμοί έχουν μονότονη μείωση με την αύξηση της γωνίας περιγράφοντας επαρκώς την τάση που ακολουθούν και τα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 30: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{36}\text{Kr}$ (a-d) και $_{38}\text{Sr}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$.

Στο Σχήμα 31 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ${}_{35}\text{Br}$ (κανάλια -1p).

Στα πλαίσια (b) $\{A=85, (-1p)\}$ οι υπολογισμοί περιγράφουν αρκετά καλά τα δεδομένα κάτι το οποίο συνεχίζει να ισχύει και όταν έχουμε αφαίρεση 2 νετρονίων στο πλαίσιο (a) $\{A=83, (-1p-2n)\}$.

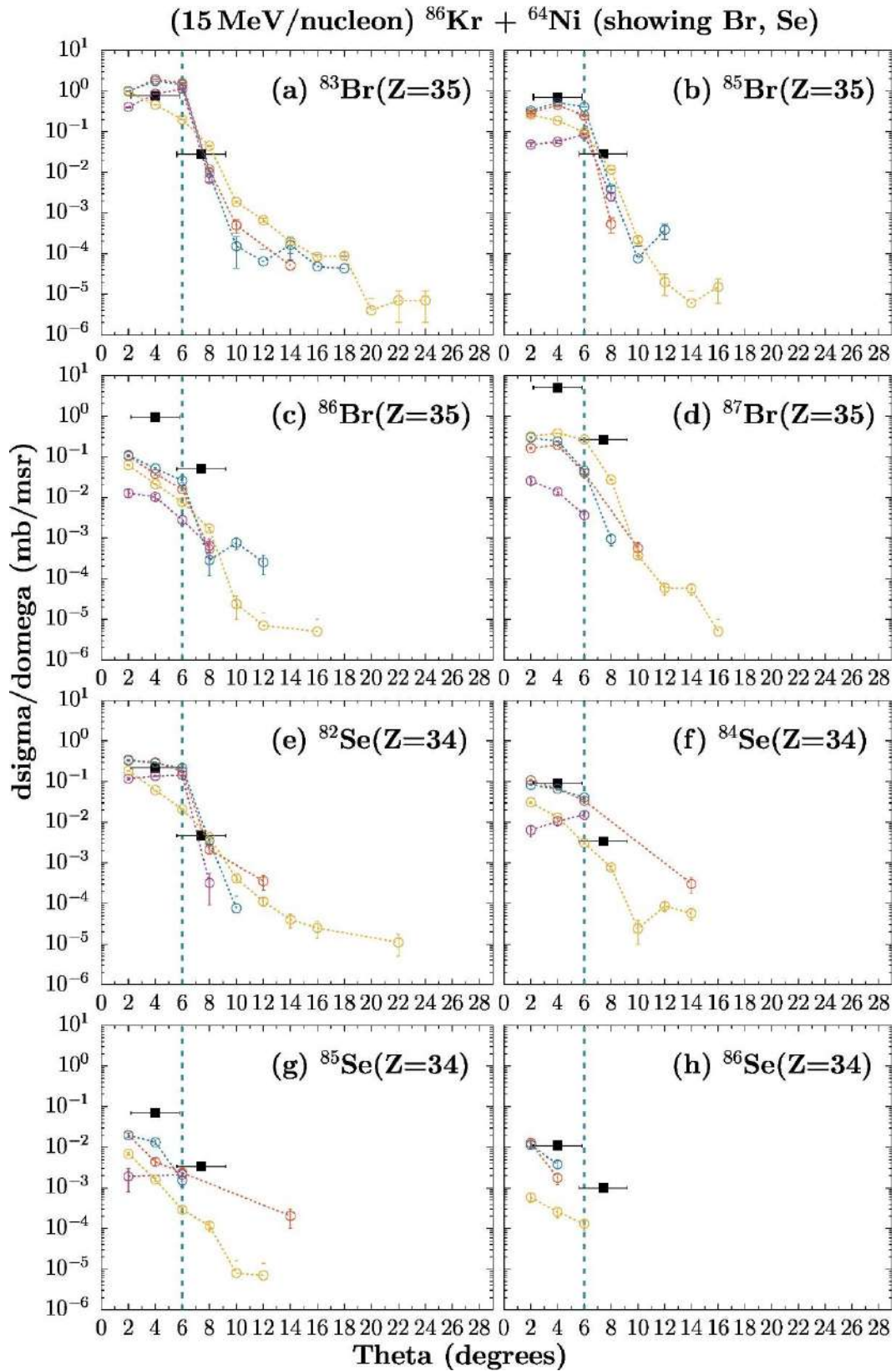
Αντιθέτως, όταν υφίσταται προσθήκη νετρονίων στα πλαίσια (c) $\{A=86, (-1p+1n)\}$ και (d) $\{A=87, (-1p+2n)\}$ οι υπολογισμοί μοιάζουν να μην ακολουθούν τα δεδομένα πλήρως.

Στο κάτω μέρος (e-h) του Σχήματος 31, απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ${}_{34}\text{Se}$ (κανάλια -2p).

Στο πλαίσιο (f) $\{A=84, (-2p)\}$, οι υπολογισμοί ακολουθούν την τάση των δεδομένων.

Αφαιρώντας νετρόνια στο πλαίσιο (e) $\{A=82, (-2p-2n)\}$ οι υπολογισμοί ακολουθούν σχεδόν ακριβώς τον «βηματισμό» των δεδομένων.

Κατά την προσθήκη νετρονίων στα πλαίσια (g) $\{A=85, (-2p+1n)\}$ και (h) $\{A=86, (-2p+2n)\}$, οι υπολογισμοί περιγράφουν τη φθίνουσα τάση των δεδομένων.



Σχήμα 31: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισωτόπων των $_{35}\text{Br}$ (a-d) και $_{34}\text{Se}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$.

Στο Σχήμα 32 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ^{33}As (κανάλια -3p) και στο κάτω μέρος (e-h), του ^{32}Ge (κανάλια -4p).

Η τάση των υπολογισμών να περιγράφουν τα δεδομένα στα κανάλια αφαίρεσης νετρονίων καλά συνεχίζεται και εδώ.

Στα κανάλια αφαίρεσης νετρονίων, για το ^{33}As στα πλαίσια (a) $\{A=80, (-3p-3n)\}$ και (b) $\{A=82, (-3p-1n)\}$ και για το ^{32}Ge στα πλαίσια (e) $\{A=76, (-3p-6n)\}$ και (f) $\{A=78, (-3p-4n)\}$, οι υπολογισμοί συμβαδίζουν σε σχετικά ικανοποιητικό βαθμό τα πειραματικά δεδομένα.

Προχωρώντας, όμως, στα πλαίσια (c) $\{A=83, (-3p)\}$ και (d) $\{A=84, (-3p+1n)\}$ του ^{33}As , με άλλα λόγια σε κανάλια που είτε αφορούν μόνο αφαίρεση πρωτονίων είτε και προσθήκη νετρονίων, οι υπολογισμοί δεν είναι επαρκείς για την ώρα.

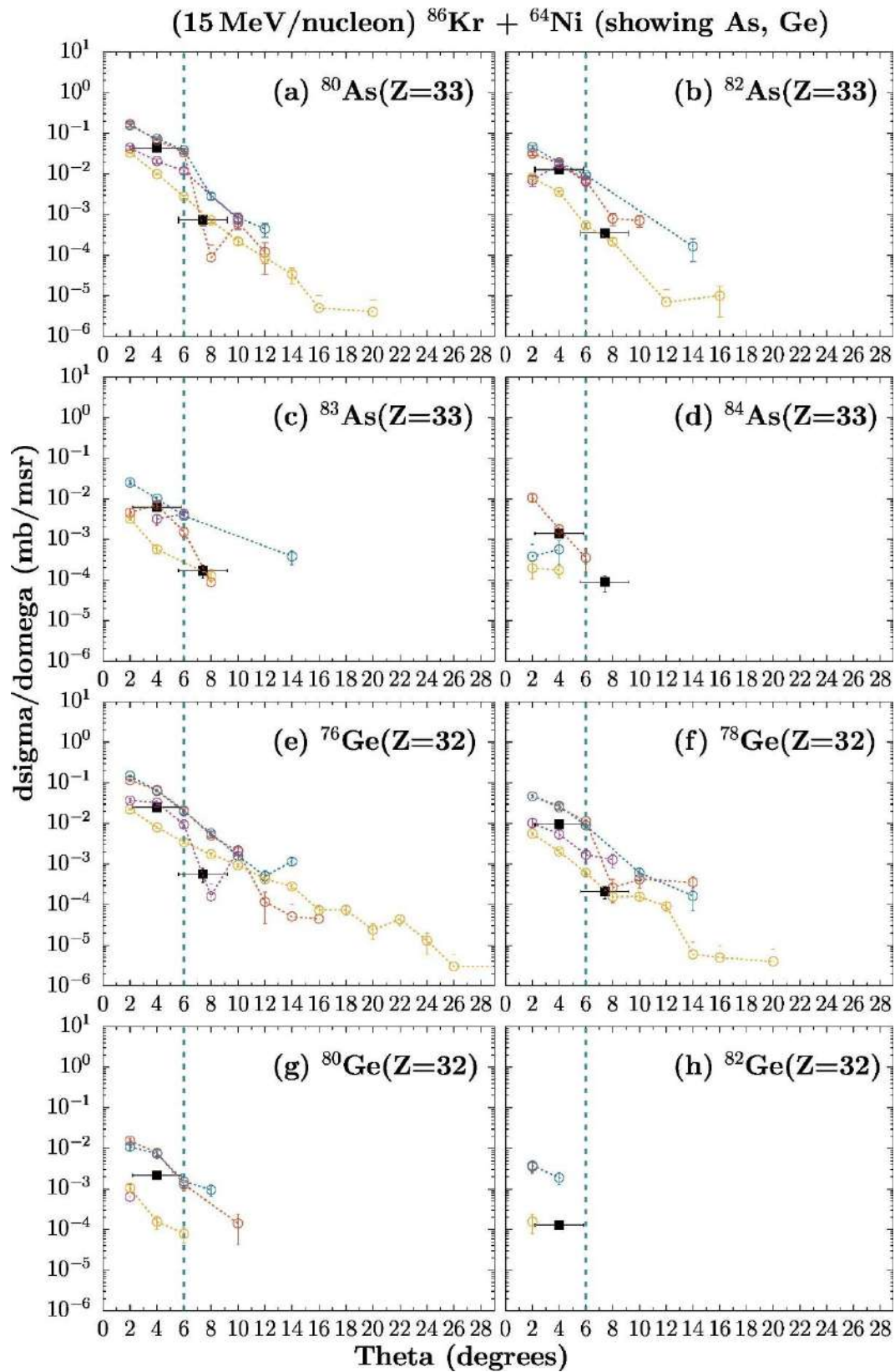
Η ίδια εικόνα εμφανίζεται και για το ^{32}Ge στα πλαίσια (g) $\{A=80, (-4p-2n)\}$ και (h) $\{A=82, (-4p)\}$.

Στο Σχήμα 33 στο πάνω μέρος (a-d), απεικονίζονται υπολογισμοί για διάφορα ισότοπα του ^{30}Zn (κανάλια -6p) και στο κάτω μέρος (e-h), του ^{28}Ni (κανάλια -8p).

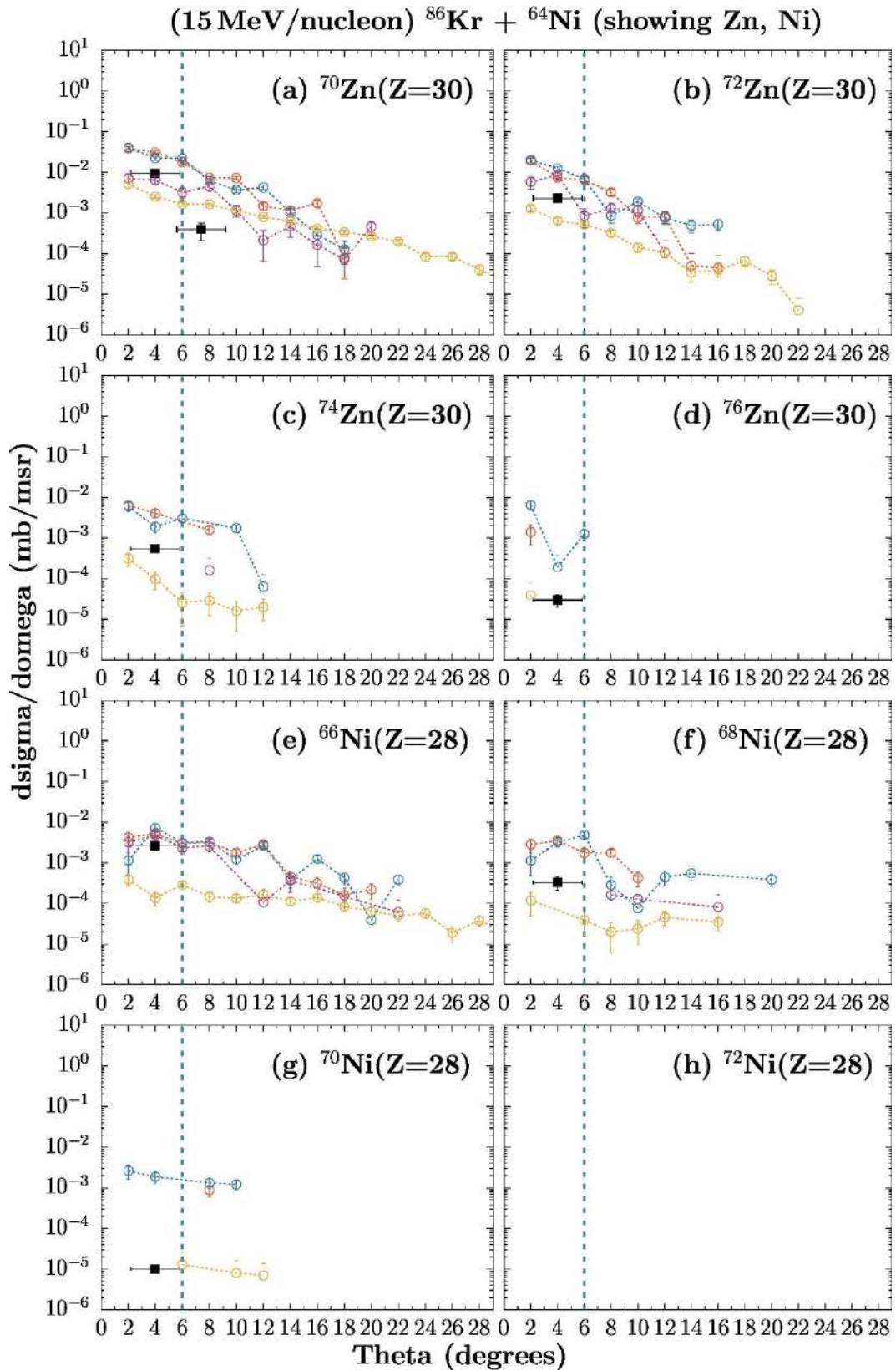
Οι παρατηρήσεις είναι αντίστοιχες με του προηγούμενου σχήματος.

Όσον αφορά στα πλαίσια (a) $\{A=70, (-6p-10n)\}$ και (b) $\{A=72, (-6p-8n)\}$ του ^{30}Zn και στα πλαίσια (e) $\{A=66, (-8p-12n)\}$ και (f) $\{A=68, (-8p-10n)\}$ του ^{28}Ni οι υπολογισμοί φαίνεται να ακολουθούν τα δεδομένα.

Από την άλλη πλευρά, στα πλαίσια (c) $\{A=74, (-6p-6n)\}$ και (d) $\{A=76, (-6p-4n)\}$ του ^{30}Zn και στα πλαίσια (g) $\{A=70, (-8p-8n)\}$ και (h) $\{A=72, (-8p-6n)\}$ του ^{28}Ni οι υπολογισμοί παρουσιάζουν απόκλιση από τα δεδομένα επί του παρόντος.



Σχήμα 32: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των ^{33}As (a-d) και ^{32}Ge (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$.



Σχήμα 33: Γωνιακές κατανομές διαφόρων ισοτόπων των $_{30}\text{Zn}$ (a-d) και $_{28}\text{Ni}$ (e-h) συναρτήσει της γωνίας της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$.

4.3.δ) Συμπεράσματα για τους υπολογισμούς γωνιακών κατανομών

Γενικά, οι υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών περιγράφουν επαρκώς τα δεδομένα. Παρ'όλα αυτά, οι υπολογισμοί με το DIT είναι λίγο χαμηλότεροι από αυτούς του CoMD, γεγονός που παρατηρήθηκε και στους υπολογισμούς των ενεργών διατομών στο προηγούμενο υποκεφάλαιο. Αυτή η τάση είναι πιθανό να οφείλεται στο γεγονός ότι στο CoMD οι ενέργειες διέγερσης είναι χαμηλότερες από αυτές στο DIT, κάτι το οποίο είναι υπό εξέταση. (βλ. Παράρτημα Ι)

Όσον αφορά στους διάφορους υπολογισμούς στο CoMD, φαίνεται πως όλοι δίνουν παρόμοια αποτελέσματα σε ισότοπα που βρίσκονται κοντά στο ισότοπο της δέσμης (που έχουν δηλαδή παρόμοιο λόγο N/Z). Προχωρώντας, όμως, σε βαρύτερους πυρήνες οι υπολογισμοί διαφοροποιούνται. Οι υπολογισμοί οι οποίοι λαμβάνουν υπ' όψιν τον όρο σύζευξης δίνουν λίγο υψηλότερες τιμές προς τις μεγαλύτερες γωνίες. Οι υπολογισμοί με συντελεστή συμπίεστικότητας $K_0=272$ MeV (λιγότερο συμπίεστή πυρηνική ύλη δηλαδή) τείνουν να δίνουν κατανομές χαμηλότερα από τις πειραματικές τιμές και μέγιστα κοντά στην θ_{gr} . Αυτή η διαφορά θα μπορούσε να είναι το κλειδί στην εξιχνίαση της διαφορετικής συμπεριφοράς των πειραματικών δεδομένων και των υπολογισμών όσον αφορά στις γωνιακές κατανομές, κάτι το οποίο είναι υπό διερεύνηση.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Ανακεφαλαίωση και Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή πραγματοποιήθηκε σειρά υπολογισμών ενεργών διατομών καθώς και γωνιακών κατανομών πυρήνων θραυσμάτων βλήματος που προέρχονται από ημιπεριφερειακές κι περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων σε ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο. Χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα DIT [18], CoMD [19,20] και SMM [21,22]. Συγκεκριμένα, παρουσιάστηκαν οι παρακάτω υπολογισμοί:

I. Υπολογισμοί ενεργών διατομών

- α. $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ (DIT/SMM και «κανονικό» CoMD/SMM)
- β. $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (DIT/SMM και «κανονικό» CoMD/SMM)
- γ. $^{86}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ (DIT/SMM και «κανονικό» CoMD/SMM)
- δ. $^{86/92}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (DIT/SMM)
- ε. $^{86/92}\text{Kr}+^{238}\text{U}$ (DIT/SMM)

II. Υπολογισμοί γωνιακών κατανομών

- α. $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ (DIT/SMM και διάφοροι CoMD/SMM)
- β. $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ (DIT/SMM και διάφοροι CoMD/SMM)

Όσον αφορά στους υπολογισμούς των ενεργών διατομών, και τα δύο μοντέλα (DIT, CoMD) συμφωνούν αρκετά και μεταξύ τους αλλά σημαντικότερα, και με τα πειραματικά δεδομένα. Συγκεκριμένα, και στις δύο αντιδράσεις με την σταθερή δέσμη ^{86}Kr στα 15 MeV/νουκλεόνιο, όπου παρατηρήθηκε παραγωγή ισοτόπων με πλεόνασμα νετρονίων, οι υπολογισμοί συμπίπτουν αρκετά με τα δεδομένα δίνοντας έτσι την ώθηση για περαιτέρω βελτίωση και χρήση τους. Ακόμη, η καλή συμφωνία αυτή ώθησε στην μελέτη αντιδράσεων με την ραδιενεργό δέσμη ^{92}Kr στα 15 MeV/νουκλεόνιο. Τα αποτελέσματα με την ραδιενεργό δέσμη φαίνονται να είναι πολλά υποσχόμενα, καθώς παρατηρείται παραγωγή πυρήνων πολύ πλούσιων σε νετρόνια οι οποίοι προσεγγίζουν και ξεπερνούν ακόμη τα όρια της r-process. Αυτό είναι πολύ αξιόλογο μιας και η μελέτη τέτοιων πυρήνων είναι ένας πολύ μεγάλος και σημαντικό κλάδος ενασχόλησης της πυρηνικής επιστημονικής κοινότητας και φυσικά επειδή τονίζει την σημασία των νέων εγκαταστάσεων που θα μπορούν να χρησιμοποιούν ραδιενεργές δέσμες όπως οι εγκαταστάσεις στις αναφορές [15-17].

Η μελέτη των γωνιακών κατανομών των θραυσμάτων των παραπάνω αντιδράσεων και η μετέπειτα σύγκρισή τους με υπολογισμούς γίνεται πρώτη φορά στα πλαίσια της συνολικής ερευνητικής ενασχόλησης της ομάδας μας στις περιφερειακές αντιδράσεις κοντά στην ενέργεια Fermi [23-27]. Κατά τη σύγκριση των υπολογισμών με τα δεδομένα παρατηρήθηκε καλή περιγραφή τους και από το μοντέλο DIT/SMM και από τις διάφορες εκδοχές του μοντέλου CoMD/SMM. Ειδικότερα, οι διαφορετικές παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στο μοντέλο CoMD/SMM επηρεάζουν την εικόνα με διαφορετικό τρόπο. Αρχικά, οι υπολογισμοί με το «μαλακό» δυναμικό συμμετρίας καθώς και αυτοί με την διπλάσια ενεργό διατομή σκέδασης ελαστικών συγκρούσεων νουκλεονίου-νουκλεονίου δίνουν παρόμοια αποτελέσματα με το «κανονικό» CoMD/SMM. Ακόμη, παρατηρείται ότι οι υπολογισμοί με την εισαγωγή αλληλεπίδρασης σύζευξης (pairing) [39] δίνει υψηλότερες τιμές και οι υπολογισμοί με μικρότερη συμπίεστικότητα της πυρηνικής ύλης δίνουν γενικότερα χαμηλότερες τιμές και τείνουν προς μέγιστα κοντά στην grazing angle θ_{gr} . Αυτές οι παρατηρήσεις οδηγούν σε νέους συλλογισμούς για την μελέτη της αλληλεπίδρασης μεταξύ των πυρήνων αλλά και των παραγόμενων νουκλιδίων με πλεόνασμα νετρονίων καθώς και στην κατανόηση της καταστατικής εξίσωσης της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης η οποία είναι μείζονος σημασίας στην εξήγηση φαινομένων όπως οι υπερκαινοφανείς αστέρες (supernovae) [7] και οι αστέρες νετρονίων (neutron stars) [12,13]. Δημιουργείται, επίσης, η δυνατότητα μελέτης αυτών των σπάνιων νουκλιδίων προς την ανεξερεύνητη ακόμη περιοχή της γραμμής κόρου νετρονίων. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι μέσω των αποτελεσμάτων των αντιδράσεων βαρέων ιόντων από τα εργαστήρια επιταχυντών είναι δυνατή η μελέτη φαινομένων αστροφυσικής κλίμακας, κάτι που παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον στον τομέα της πυρηνικής φυσικής και της πυρηνικής αστροφυσικής.

Με τα αποτελέσματα που ελήφθησαν από το παρόν πόνημα ανοίγουν νέοι δρόμοι προς την προσέγγιση όσων αναφέρθηκαν παραπάνω. Μελλοντικά, σκοπός μας είναι η διεξαγωγή και άλλων υπολογισμών με τα προαναφερθέντα μοντέλα, ειδικά για την διαλεύκανση της επίδρασης των διαφόρων παραμέτρων της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου στη συμφωνία υπολογισμών και πειράματος.

ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ – ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ

DIT	Deep Inelastic Transfer
CoMD	Constrained Molecular Dynamics
QMD	Quantum Molecular Dynamics
SMM	Statistical Multifragmentation Model
PPAC	Parallel Plate Avalanche Counters
ToF	Time of Flight
FDP	Focal Plane Detector
SCE	Single Charge Exchange
DCE	Double Charge Exchange

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: Ενέργειες Διέγερσης ανά νουκλεόνιο

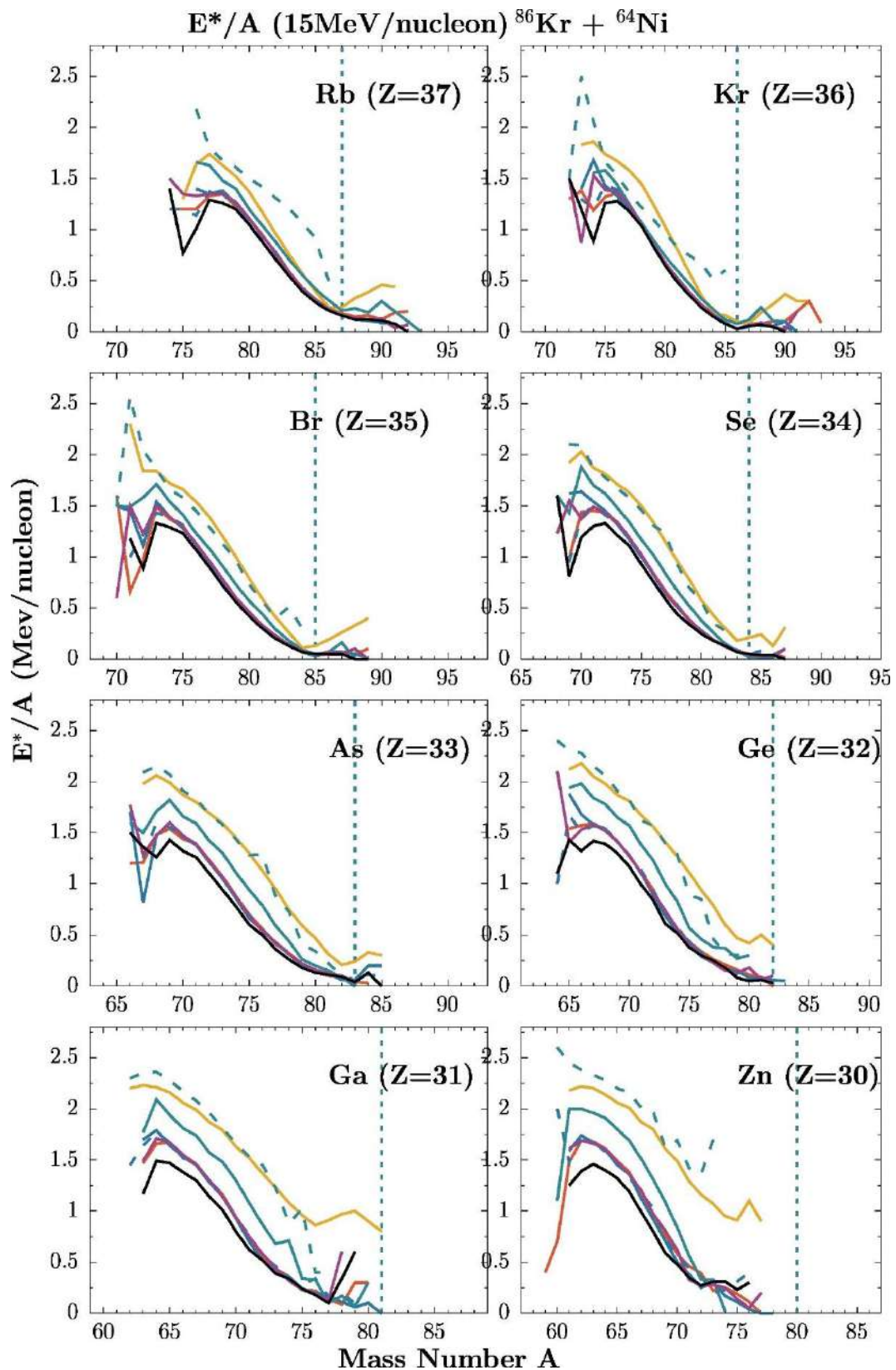
Στο Παράρτημα Ι παρουσιάζονται οι ενέργειες διέγερσης ανά νουκλεόνιο (excitation energy per nucleon) των πρωτογενών θραυσμάτων αντιδράσεων $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (Σχήμα 34) και $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ ^{64}Ni στα 15 MeV/νουκλεόνιο (Σχήμα 35) που οδηγούνται σε αποδιέγερση καταλήγοντας στο νουκλίδιο που παρουσιάζεται σε κάθε πλαίσιο.

Οι συμβολισμοί και οι υπολογισμοί είναι οι εξής:

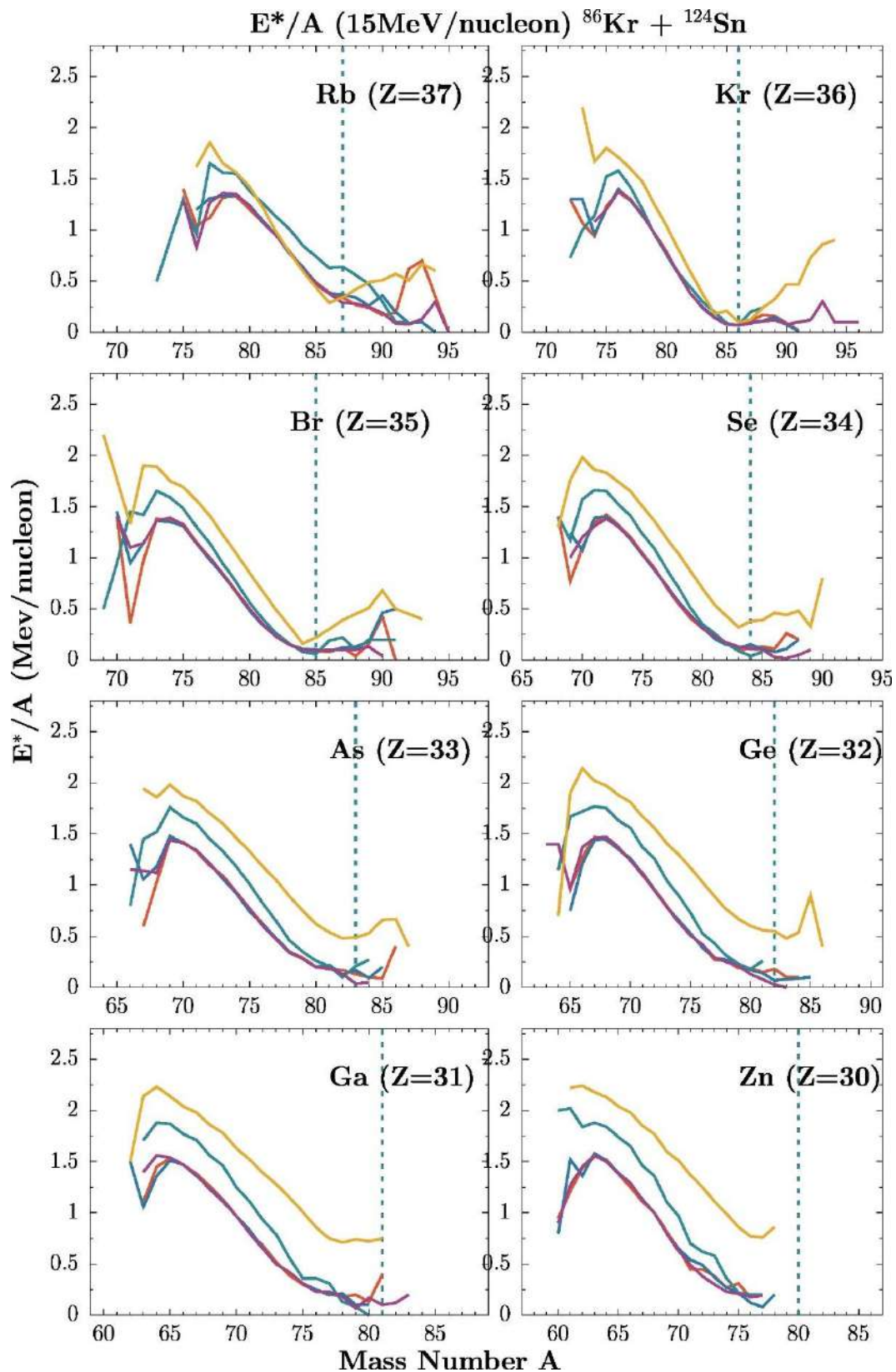
- Κίτρινη συνεχής γραμμή: DIT
- Κόκκινη συνεχής γραμμή: «Κανονικό» CoMD
- Μαύρη συνεχής γραμμή: CoMD με μαλακό δυναμικό συμμετρίας
- Μπλε συνεχής γραμμή: «Pairing» CoMD
- Μπλε διακεκομμένη γραμμή: Διπλάσιο «pairing» CoMD
- Μωβ συνεχής γραμμή: CoMD με διπλάσια ενεργός διατομή ελαστικής σκέδασης
- Πράσινη συνεχής γραμμή: CoMD με παράμετρο συμπίεστότητας $K_0= 272\text{MeV}$
- Πράσινη διακεκομμένη γραμμή: CoMD με παράμετρο συμπίεστότητας $K_0= 380\text{MeV}$

Η αποδιέγερση των παραγόμενων θερμών θραυσμάτων υπολογίστηκε σε όλες τις περιπτώσεις με το μοντέλο SMM.

Αρχικά, επιβεβαιώνεται το γεγονός ότι οι ενέργειες διέγερσης στο μοντέλο CoMD χαμηλότερες αυτών του μοντέλου DIT. Οι υπολογισμοί με την σύζευξη (pairing) δεν έχουν διαφορές με το «κανονικό» CoMD. Έπειτα, οι υπολογισμοί με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας εμφανίζουν χαμηλότερες τιμές από τους υπόλοιπους υπολογισμούς ειδικά σε μικρότερους μαζικούς αριθμούς. Τέλος, παρατηρείται ότι οι υπολογισμοί με αυξημένη συμπίεστότητα πυρηνικής ύλης δίνουν αυξημένες τιμές σε σχέση με τους υπόλοιπους υπολογισμούς. Ειδικά για $K_0=380\text{ MeV}$ οι τιμές είναι εξαιρετικά υψηλές, κάτι που καταδεικνύει ότι αυτή η συμπίεστότητα δεν είναι ιδανική για την περιγραφή των πυρήνων.



Σχήμα 34: Ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{64}\text{Ni}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=30-37$.



Σχήμα 35: Ενέργεια διέγερσης ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr}+^{124}\text{Sn}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=30-37$.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [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] D. Kasen, B. Metzger, *et al.*, Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational wave event, *Nature*, **551**, 80-84 (2018)
- [8] A. R. Raduta and F. Gulmineli, Statistical description of complex nuclear phases in supernovae and proton-neutron stars, *Phys. Rev. C* **82**, 065801 (2010).
- [9] P. Danielewicz, R. Lacey and W.G. Lynch, Determination of the equation of state of dense matter, *Science* **298**, 1592 (2002).
- [10] 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).
- [11] 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).
- [12] V. Baran *et al.*, Reaction Dynamics with exotic nuclei, *Phys. Rep.* **410**, 335 (2010).
- [13] 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).
- [14] 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-IIwan 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] K. Tshoo *et al.*, Design status of KOBRA for rare isotope production and direct measurements of radiative capture cross sections, *Nucl. Instr. Methods B*, **376** 188–193 (2016).
- [18] 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).
- [19] M. Papa *et al.*, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, *Phys. Rev. C* **64**, 024612 (2001).
- [20] 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).
- [21] J. P Bondorf *et al.*, Statistical multifragmentation of nuclei, *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995).
- [22] 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).
- [23] 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).
- [24] 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).
- [25] P.N. Fountas, G.A Souliotis, M. Veselsky and A. Bonasera, Systematic study of neutron-rich rare isotope production in peripheral heavy-ion collisions below Fermi energy, *Phys. Rev. C* **90**, 064613 (2014).
- [26] 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).
- [27] A. Papageorgiou, G. A. Souliotis *et al.*, Neutron-rich rare isotope production with stable and radioactive beams in the mass range $A \sim 40-60$ at beam energy around 15MeV/nucleon, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **45**, 095105 (2018).
- [28] 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).
- [29] 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).
- [30] L. Corradi, G. Pollarolo and S. Szilner, Multinucleon transfer processes in heavy ion reactions, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 113101 (2009).

- [31] Walter Loveland, David J. Morrissey, Glenn T. Seaborg, Modern Nuclear Chemistry.
- [32] P. Moller, J.R. Nix *et al.*, Nuclear properties for astrophysical applications, Atomic Data Nucl. Data Tables **66**, 131-345 (1997).
- [33] V.E. Viola, Nuclear reactions, Nuclear Chemistry-Vol 1, Ch. 3, 137-189 (2003).
- [34] F. Fucito, A proposal for Monte Carlo simulations of fermionic systems, Nucl. Phys. B **130**, Issue 3 269-377 (1981).
- [35] J. Aichelin, “Quantum” molecular dynamics- A dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions, Phys.Rep.202, 233 (1991).
- [36] M. Papa, Many-body in semiclassical molecular dynamics and Skyrme interaction, Phys. Rev.C**87**,014001 (2013).
- [37] R.E. Tribble, R.H. Burch and C.A. Gagliardi, MARS: A momentum achromat recoil spectrometer, Nucl. Instr. Methods A **285**, 441 (1989).
- [38] F. Cappuzzello, C. Agodi, D. Carbone and M. Cavallaro, The MAGNEX spectrometer: Results and perspectives, Eur. Phys. J. A **52**, 167 (2016).
- [39] C. Agodi, G. Giuliani, F. Cappuzzello *et al.*, Analysis of pairing correlations in neutron transfer reactions and comparison to the constrained molecular dynamics model, PhysRevC.**97**.034616 (2018)
- [40] P. Moller, J.R. Nix *et al.*, Nuclear ground state masses and deformations, Atomic Data Nucl. Data Tables **59**, 185-381 (1995).
- [41] K. Tshoo, Y.K. Kwon *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **317**, 242 (2013).
- [42] Scientific opportunities with Rare-isotope Facility in the United States (National Academies Press, Washington, DC, 2007)
- [43] D.F Geesaman, 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).
- [44] FRIB main page [www.frib.msu.edu].
- [45] GANIL main page [www.ganil-spiral2.eu].
- [46] GSI main page [www.gsi.de]
- [47] RIBF main page [www.nishina.riken.jp/RIBF]
- [48] ATLAS main page [www.phy.anl.gov/atlas]
- [49] EURISOL main page [www.eurisol.org]

