

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ & ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
Δ.Π.Μ.Σ. ' ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ '

---

**ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ**  
 **$^{197}\text{Au}(n, 2n)$  ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ STAPRE-F**

---

της  
ΜΑΡΙΑΣ ΔΙΑΚΑΚΗ

*Επιβλέπων:* ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΣ  
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, 2010

# Ευχαριστίες

Η εργασία αυτή ήταν η πρώτη επαφή μου με θεωρητική, ή μάλλον πιο σωστά, φαινομενολογική μελέτη πυρηνικής αντίδρασης. Η διαδικασία αυτή μου φάνηκε ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα γιατί πιστεύω ότι συμπληρώνει κάθε επιτυχημένη πειραματική μελέτη. Δε θα ήταν δυνατή η ολοκλήρωσή της χωρίς την ουσιαστική βοήθεια των ανθρώπων της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. Πρώτα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της εργασίας Κωνσταντίνο Παπαδόπουλο, ο οποίος με τον τρόπο διδασκαλίας του καθώς και την ιδιαίτερη αντίληψη για το αντικείμενο προσέφερε ουσιαστική βοήθεια τόσο στην απλοποίηση εννοιών που αρχικά έμοιαζαν ακατάληπτες, αλλά και στη μεθόδευση της εργασίας. Πολύτιμη όπως πάντα ήταν η συνεργασία με τον Μιχάλη Κόκκορη, ο οποίος με τις ιδέες του και την ικανότητα του να βλέπει γρήγορα τα προβλήματα τόσο σε πειραματικά όσο και σε θεωρητικά θέματα φυσικής βοήθησε σε όλη τη διάρκεια της εργασίας αυτής. Ένα μεγάλο ευχαριστώ για την καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού-Ζάννη η οποία ήταν σε κάθε στάδιο της εργασίας παρούσα για οποιαδήποτε απορία και κάθε πρόβλημα που πιθανόν να αντιμετωπίζαμε, και με τις γνώσεις της προσέφερε καθοριστική βοήθεια για την κατανόηση εννοιών που ξέφευγαν από τα στενά όρια της μεταπτυχιακής εργασίας. Τελευταίο άφησα τον άνθρωπο με τον οποίο συνεργαστήκαμε σε κάθε φάση αυτής της εργασίας, η οποία μάλιστα είναι άρρηκτα συνδεδεμένη με τη δική του μεταπτυχιακή εργασία, τον συνάδελφο Ανδρέα Τσιγγάνη. Τον ευχαριστώ για την άψογη συνεργασία, τις ευχάριστες (και ατέλειωτες) ώρες που περάσαμε αυτά τα δύο χρόνια και του εύχομαι ό,τι καλύτερο στο διδακτορικό και στη ζωή του.

# Περίληψη

Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η θεωρητική μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  που οδηγεί στον σχηματισμό δύο ενεργειακών σταθμών του  $^{196}\text{Au}$  με μεγάλη διαφορά σπιν μεταξύ τους: (1) της μετασταθούς στάθμης με σπιν  $12^-$  και (2) της αντίστοιχης βασικής στάθμης με σπιν  $2^-$ .

Ο θεωρητικός υπολογισμός έγινε για ενέργειες νετρονίων από 8 έως 25 MeV, στα πλαίσια του στατιστικού προτύπου Hauser-Feshbach λαμβάνοντας υπ' όψιν και τον μηχανισμό της άμεσης αντίδρασης και της πρώιμης αποδιέγερσης του πυρήνα με χρήση του προτύπου του Οπτικού Δυναμικού και του προτύπου των Εξιτονίων αντίστοιχα. Για την περιγραφή της πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές των πυρήνων που εμπλέκονται στους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκε το πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού στη φαινομενολογική μορφή του, που λαμβάνει υπ' όψιν τα φαινόμενα σύζευξης των νουκλεονίων, την επίδραση της δομής των πυρηνικών φλοιών και τη συλλογική κίνηση των νουκλεονίων με συνεπή τρόπο. Το πρότυπο αυτό έχει ξαναχρησιμοποιηθεί στο παρελθόν με επιτυχία για τον υπολογισμό αντίστοιχων ενεργών διατομών στο  $^{191}\text{Ir}$ , που βρίσκεται στην ίδια περιοχή πυρήνων με το Au.

Οι υπολογισμοί που παρουσιάζονται στη συγκεκριμένη εργασία έγιναν με χρήση του προγράμματος STAPRE-F, ενώ παράλληλα με αυτή, στα πλαίσια της εργασίας [1], έγιναν οι αντίστοιχοι θεωρητικοί υπολογισμοί με τα προγράμματα EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2, ώστε να γίνει και κάποια σύγκριση των τριών κωδίκων ως προς την ποιότητα των αποτελεσμάτων. Επίσης, από τη σύγκριση των θεωρητικών τιμών με τις υπάρχουσες πειραματικές θα εξαχθούν συμπεράσματα για τη δομή και τις ιδιότητες των πυρήνων που εμπλέκονται στους υπολογισμούς, αλλά και για την ποιότητα των προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν για την περιγραφή των μηχανισμών αντίδρασης και της περιγραφής της πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές.

# Abstract

The purpose of this study was the theoretical calculation of the cross section of the reaction  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  that leads to the formation of two levels of  $^{196}\text{Au}$  that present large spin difference: (1) the isomeric state with spin  $12^-$  and (2) the corresponding ground state with spin  $2^-$ .

The theoretical cross section calculations were performed in the energy range between 8 and 25 MeV in the framework of the Hauser-Feshbach theory taking into account the direct reaction mechanism and the pre-compound nuclear processes, within the framework of the optical model and the exciton model respectively. The level densities of the nuclei involved in the calculations were treated within the Generalized Superfluid Model (GSM) in its phenomenological version which takes into account superconductive pairing correlations, shell effects and collective enhancement of the level density of the nucleus in a consistent way. It has already been successfully used in the past for relevant theoretical cross section calculations in  $^{191}\text{Ir}$ , which also lies in the same region of nuclei as  $^{197}\text{Au}$ .

The calculations were performed using the STAPRE-F code, while simultaneously, the same calculations were performed using the codes EMPIRE 2.19 and TALYS 1.2 (see [1]) in order to compare how the three codes implement the models used. Furthermore, from the comparison of the theoretical cross section values with the corresponding experimental data, interesting information can be derived on the structure and properties of the nuclei involved in the calculations and on the quality of the models used.

# ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η θεωρητική μελέτη της ενεργού διατομής αντιδράσεων που οδηγούν σε στάθμες του ίδιου πυρήνα με μεγάλη διαφορά τιμών σπιν είναι ένα πολύ καλό εργαλείο για τη μελέτη της πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές του πυρήνα αυτού, καθώς και των ιδιοτήτων συλλογικών αλλά και μονοσωματιδιακών καταστάσεων που εμφανίζει σε διεγερμένη κατάσταση κλπ. [2]. Επιπροσθέτως είναι μία πολύ καλή μέθοδος ελέγχου των στατιστικών προτύπων που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή των πυρήνων. Αυτό συμβαίνει γιατί η εποίκηση μίας στάθμης εξαρτάται από μεγάλο αριθμό σταθμών που βρίσκονται σε μεγαλύτερες ενέργειες από αυτή και έτσι η μελέτη της ενεργού διατομής εποίκησης της μέσω μίας αντίδρασης δίνει πληροφορίες για τις στάθμες που την τροφοδοτούν (εάν η ενέργεια διέγερσης είναι σχετικά μεγάλη τότε η τροφοδοσία γίνεται από το συνεχές του πυρήνα, στο οποίο οι στάθμες περιγράφονται με στατιστικά πρότυπα).

Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η θεωρητική μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  που οδηγεί στον σχηματισμό δύο σταθμών του  $^{196}\text{Au}$  με μεγάλη διαφορά σπιν μεταξύ τους: (1) της μετασταθούς στάθμης με σπιν  $12^-$  που βρίσκεται σε ενέργεια διέγερσης  $\sim 0.5\text{MeV}$  και (2) της αντίστοιχης βασικής στάθμης με σπιν  $2^-$ . Από τη σύγκριση των θεωρητικών τιμών με τις υπάρχουσες πειραματικές θα εξαχθούν συμπεράσματα για τη δομή και τις ιδιότητες του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$ , αλλά και για την ποιότητα των στατιστικών προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν για την περιγραφή του πυρήνα στο συνεχές τους και κωδίκων που τα υλοποιούν. Επιλέχθηκε το συγκεκριμένο στοιχείο γιατί ανήκει στη λεγόμενη ' μεταβατική περιοχή ' πυρήνων  $_{76}\text{Os}-_{82}\text{Pb}$  με  $A \sim 190$ , η οποία παρουσιάζει μεγάλο πειραματικό και θεωρητικό ενδιαφέρον λόγω της έντονης μεταβολής των ιδιοτήτων των χαμηλοενεργειακών σταθμών των πυρήνων που ανήκουν σε αυτή (μεταβολή πυρηνικού σχήματος και δομής ακόμη και σε ισότοπα του ίδιου είδους). Έχει προηγηθεί πειραματικός προσδιορισμός της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  προς τον σχηματισμό των δύο αυτών σταθμών για τέσσερις ενέργειες νετρονίων από 9 έως  $10.5\text{MeV}$ , δηλαδή κοντά στο κατώφλι της αντίδρασης, με τη μέθοδο της ενεργοποίησης ([3], [4],[5]).

Για τους θεωρητικούς υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν τρεις ευρέως χρησιμοποιούμενοι κώδικες, STAPRE-F [6, 7], EMPIRE 2.19 [8] και TALYS 1.2 [9] ώστε να γίνει και κάποια σύγκριση μεταξύ τους ως προς την ποιότητα των αποτελεσμάτων. Ο πρώτος δίνει τη δυνατότητα μίας τοπικής προσέγγισης των θεωρητικών υπολογισμών με εισαγωγή από τον χρήστη τοπικών παραμέτρων για τα διάφορα πρότυπα που χρησιμοποιούνται. Οι άλλοι δύο επιτρέπουν μία πιο γενική προσέγγιση των θεωρητικών υπολογισμών με χρήση παραμέτρων που έχουν ισχύ για ευρεία περιοχή πυρήνων ή/και ενεργειών τις οποίες διαβάζουν αυτόματα από βιβλιοθήκες δεδομένων, παρέχοντας μεγαλύτερη ταχύτητα στην εξαγωγή αποτελεσμάτων, μικρότερη όμως

ευελιξία στην αλλαγή των παραμέτρων αυτών. Στην παρούσα εργασία περιέχονται λεπτομέρειες για τους θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν με το STAPRE-F , ενώ λεπτομέρειες για τους υπολογισμούς με τους άλλους δύο κώδικες μπορούν να βρεθούν στην [1].

Στα επόμενα κεφάλαια περιέχεται σύντομη παρουσίαση των προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν, περιγραφή του κώδικα STAPRE-F και του αρχείου εισόδου του καθώς και τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  ως προς τον σχηματισμό των δύο αυτών σταθμών. Τέλος περιγράφονται οι διάφορες προσπάθειες που έγιναν για τη βελτίωση των θεωρητικών αποτελεσμάτων σε σχέση με τα πειραματικά. Το πρόβλημα είναι πολυπαραμετρικό και χρειάστηκε ιδιαίτερη προσοχή στο να γίνονται αλλαγές στις παραμέτρους των προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν με λογικό τρόπο ώστε να μη χαθεί η πραγματική γνώση που μπορεί να προσφέρει η φαινομενολογία προς χάριν της στείρας αναπαραγωγής πειραματικών δεδομένων από τις θεωρητικές καμπύλες.

# Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	i
Περίληψη	ii
Abstract	iii
<b>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b>	<b>iv</b>
<b>1 Η ΙΣΟΜΕΡΗΣ <math>12^-</math> ΤΟΥ <math>^{196}\text{Au}</math></b>	<b>1</b>
1.1 Χαρακτηριστικά της μεταβατικής περιοχής πυρήνων Os-Pb . . . . .	1
1.2 Χαρακτηριστικά της ισομερούς $12^-$ του $^{196}\text{Au}$ . . . . .	5
1.3 Η αντίδραση $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ . . . . .	5
<b>2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ</b>	<b>9</b>
2.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ . . . . .	9
2.1.1 Μηχανισμός Άμεσης Αντίδρασης - Οπτικό Πρότυπο Πυρηνικού Δυναμικού . . . . .	10
2.1.2 Μηχανισμός Πρώιμης Αποδιέγερσης του Σύνθετου Πυρήνα - Το πρότυπο των εξιτονίων του Griffin . . . . .	13
2.1.3 Μηχανισμός Σύνθετου Πυρήνα - Το στατιστικό πρότυπο Hauser-Feshbach	14
2.2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΣΤΟ ΣΥΝΕΧΕΣ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΩΝ . . . . .	17
2.2.1 Το Πρότυπο του Αερίου των Φερμιονίων - FGM . . . . .	18

2.2.2	Το Πρότυπο Σταθερής Θερμοκρασίας - CTM . . . . .	19
2.2.3	Το Πρότυπο Gilbert-Cameron . . . . .	19
2.2.4	Το Πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού - GSM . . . . .	20
<b>3</b>	<b>ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ <math>^{197}\text{Au}(n, 2n)</math> ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ STAPRE-F</b>	<b>25</b>
3.1	Χαρακτηριστικά του κώδικα STAPRE-F . . . . .	25
3.2	Περιγραφή αρχείων εισόδου του κώδικα STAPRE-F . . . . .	30
3.3	Αποτελέσματα θεωρητικών υπολογισμών . . . . .	34
<b>4</b>	<b>ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΕΣ ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΗΣ ΘΕΩΡΗΤΙΚΗΣ ΚΑΜΠΥΛΗΣ ΤΗΣ <math>^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}</math> ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ STAPRE-F</b>	<b>39</b>
4.1	Αλλαγές στην παράμετρο πυκνότητας καταστάσεων $\alpha$ . . . . .	40
4.2	Αλλαγές στην παράμετρο αποκοπής των στροφορμών . . . . .	43
4.3	Άλλες δοκιμές βελτίωσης των θεωρητικών αποτελεσμάτων . . . . .	47
4.4	Δοκιμές με άλλα πρότυπα πυκνότητας καταστάσεων . . . . .	50
4.5	Δοκιμές αλλαγής των ενεργειακών διαγραμμάτων των πυρήνων που συμμετέχουν στους θεωρητικούς υπολογισμούς . . . . .	51
<b>5</b>	<b>ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΤΟ ΜΕΛΛΟΝ</b>	<b>56</b>
	<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ</b>	<b>58</b>



# Κεφάλαιο 1

## Η ΙΣΟΜΕΡΗΣ $12^-$ ΤΟΥ $^{196}\text{Au}$

### 1.1 Χαρακτηριστικά της μεταβατικής περιοχής πυρήνων Os-Pb

Η περιοχή πυρήνων από τα ισότοπα του  $^{76}\text{Os}$  μέχρι τον  $^{208}\text{Pb}$ , όπου εμφανίζεται διπλό κλείσιμο φλοιών, παρουσιάζει ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά και έχει αποτελέσει αντικείμενο πειραματικής και θεωρητικής μελέτης πολλών χρόνων λόγω της μεταβολής της πυρηνικής δομής από ωσειδές σχήμα (prolate shape) μέχρι το σφαιρικό σχήμα που έχει ο  $^{208}\text{Pb}$  [10, 11, 12]. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μεταβολή σχήματος (' shape transition ') που εμφανίζουν ισότοπα ιδίου είδους, από ωσειδή για τα ελαφρύτερα ισότοπα σε ελλειψοειδή εκ περιστροφής γύρω από τον μικρό άξονα (oblate shapes) για τα βαρύτερα, ενώ έχει προταθεί τριαξονικό σχήμα (' triaxial shape ') για την ενιαία περιγραφή τους. Αυτές οι άλλοτε απότομες (πχ. στο  $^{76}\text{Os}$ ) και άλλοτε σταδιακές (πχ. στην  $^{79}\text{Pt}$ ) μεταβολές σχήματος οφείλονται σε κατανομές νουκλεονίων που περιέχουν τις ' στάθμες - εισβολείς ' (' intruder states ') οι οποίες αναλόγως με τον μαζικό αριθμό  $A$  αποκτούν χαμηλότερη ενέργεια και καθορίζουν το σχήμα και τις ιδιότητες του πυρήνα σε χαμηλές ενέργειες διέγερσης.

Για τα περισσότερα ισότοπα αυτής της περιοχής έχει βρεθεί χαρακτηριστική μετασταθής στάθμη με μεγάλη τιμή του σπιν σε σχέση με την αντίστοιχη βασική στάθμη, που παρουσιάζει συστηματική συμπεριφορά για το ίδιο είδος ισωτόπων: **όσο αυξάνεται ο μαζικός αριθμός  $A$  του ισωτόπου αυξάνεται η ενέργεια της μετασταθούς**. Στις εικόνες 1.1, 1.2, 1.3 έχουν συγκεντρωθεί οι πληροφορίες που ήταν διαθέσιμες στο [13] σε συνδυασμό με τη βιβλιοθήκη δεδομένων του Brookhaven [24] για την περιοχή πυρήνων με  $Z=75$  (Re) έως  $Z=82$  (Pb) για μαζικούς αριθμούς από  $A=184$  έως  $A=200$ . Στους πίνακες αυτούς συνοψίζονται τα σπιν, οι χρόνοι ημιζωής και οι ενέργειες (σε MeV) όσων μετασταθών έχουν βρεθεί πειραματικά καθώς και τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά για την βασική στάθμη κάθε ισωτόπου. Αυτές οι υψηλού σπιν μετασταθείς προέρχονται από κατανομές νουκλεονίων που σχηματίζονται από συνδυασμό σταθμών - ' εισβολέων ' με υψηλό σπιν, που, λόγω της παραμόρφωσης (πρότυπο Nilsson) καμπυλώνουν και για κάποιες τιμές παραμόρφωσης χαμηλώνουν αρκετά την ενέργειά τους με αποτέλεσμα να καταλαμβάνονται από νουκλεόνια σε σχετικά χαμηλές ενέργειες διέγερσης των πυρήνων.

Z/A	184	185	186	187	188	189
75	8+, 169d, 0.188MeV g: 3-, 38d		8+, 2*10 <sup>5</sup> y, 0.1490 MeV g: 1-, 90.6h		(6)-, 18.6m, 0.17207 MeV g: 1-, 16.9h	
76						9/2-, 5.81h, 0.0308MeV g: 3/2-
77			2-, 1.9h 5+, 16h αγνώστων ενεργειών			
78		1/2-, 33m 0.1034 MeV g: 9/2+, 70.9m				
79	2+, 47.6s, 0.0685 MeV g: 5+, 20.6s	??, 6.8m 5/2-, 4.25m αγνώστων ενεργειών		9/2-, 2.3s, 0.1205 MeV		11/2-, 4.6m, 0.2472 MeV
80		13/2+, 21.6s, 0.0993MeV g: 1/2-, 49.1s		g: 1/2+, 8.4m 13/2+, 2.4m 3/2-, 1.9m αγνώστων ενεργειών		g: 1/2+, 28.7m 13/2+, 8.6m 3/2-, 7.6m αγνώστων ενεργειών
81		9/2-, 1.93s, 0.4548 MeV g: 1/2+, 19.5s	10-, 2.9s, 0.3738 MeV	9/2-, 16s, 0.335 MeV	7+, ??, ?? 2-, ??, ??	9/2-, 1.4m, 0.2576 MeV g: 1/2+, 1.4m
82		13/2+, 4.3s 3/2-, 6.3s αγνώστων ενεργειών	g: 7+, 27.5s	g: 1/2+, -51s 13/2+, 18.3s, 0.081 MeV 3/2-, 15.2s αγνώστων ενεργειών		

Σχήμα 1.1: Οι μετασταθείς στάθμες υψηλού σπιν που βρέθηκαν στα [24] και [13] για τη μεταβατική περιοχή των πυρήνων με Z=75-82, μαζί με τις αντίστοιχες βασικές στάθμες. Εδώ παρουσιάζονται τα ισότοπα με A=184-189. Τα κελιά με σκίαση αντιστοιχούν σε ισότοπα για τα οποία δε βρέθηκαν τέτοιες μετασταθείς στάθμες.

Z/A	190	191	192	193	194	195
75	(6-), 3.2h, 0.21 MeV g: (2-), 3.1m			XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX
76	10-, 9.9m, 1.7054 MeV g: 0+, stable	3/2-, 13.1h, 0.0744 MeV g: 9/2-, 15.4d	(10-), 5.9s, 2.0154MeV g: 0+			
77	11-, 3.09h, 0.37640 MeV (1-), 1.12h, 0.0261 MeV g: 4-, 11.8d	11/2-, 4.9s, 0.1713 MeV g: 3/2+	11-, 241y, 0.1681MeV 1(-), 1.45m, 0.0567MeV g: 4(+), 73.827d	11/2-, 10.53d, 0.0802 MeV g: 3/2+	(10,11), 171d, <0.45MeV g: 1-, 19.28h	(11/2-), 3.8h, 0.1MeV g: (3/2+), 2.5h
78				(13/2)+, 4.3d, 0.1488 MeV g: (1/2)-, 50y	12+, 6.4ns, 2.451 MeV 7-, 3.45ns, 1.485 g: 0+	13/2+, 4.01d, 0.2593 MeV g: 1/2-
79	(11-), 125ms 1-, 42.8m αγνώστων ενεργειών	(11/2-), 0.92s, 0.2662MeV g: 3/2+, 3.18h 13/2+, 51m, ~0.14MeV g: 3/2-, 49m ενέργειες: Lederer	11-, 160ms, 0.4316 MeV g: 1-, 4.94h	11/2-, 3.9s, 0.2902 MeV g: 3/2+, 17.65h 13/2+, 11.8h, 0.1408MeV g: 3/2-, 3.8h	(11-), 420ms, 0.4758MeV 5+, 600ms, 0.1074 MeV g: 1-, 38.02h	11/2-, 30.5s, 0.3186MeV g: 3/2+, 186d 13/2+, 41.6h, 0.1761 MeV g: 1/2-, 10.53h
80	7+, 3.7m 2-, 2.6m 8-, 0.75ms, 0.1619MeV	9/2(-), 5.22m 1/2+	7+, 10.8m, 0.1560 MeV 2-, 9.6m αγνώστων ενεργειών	9/2-, 2.1m, 0.3652 MeV g: 1/2+, 22m 13/2+, 5.8m 3/2- αγνώστων ενεργειών	(7+), 32.8m, 0.30 MeV g: 2-, 33m	9/2-, 3.6s, 0.4826 MeV g: 1/2+, 1.16h 13/2+, 15m, 0.2029 MeV g: 3/2-, 15m
82		13/2+, 2.18m 3/2-, 1.33m αγνώστων ενεργειών				

Σχήμα 1.2: (Συνέχεια). Εδώ παρουσιάζονται τα ισότοπα με A=190-195. Τα κελιά με X αντιστοιχούν σε ισότοπα που δεν υπάρχουν στον πίνακα των νουκλιδίων.

Z/A	196	197	198	199	200
75	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX
76			XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX
77	(10,11-) 1.4h, 0.43 MeV g: (0-), 52s	11/2-, 8.9m, 0.1150MeV g: 3/2+, 5.8m			XXXXXX
78		13/2+, 95.41m, ~0.4MeV g: 1/2-, 19.89h		(13/2+), 13.6s, 0.424MeV g: (5/2-), 30.8m	
79	12-, 9.6h, 0.5957MeV 5+, 8.1s, 0.08467MeV g: 2-, 6.18d	11/2-, 7.73s, 0.4092 MeV g: 3/2+	12-, 2.27d, 0.812 MeV g: 2-, 2.695d	(11/2-), 0.44ms, 0.549MeV g: 3/2+, 3.139d	12-, 18.7h, 0.962MeV g: 1(-), 48.4m
80		13/2+, 23.8h, 0.2989 MeV g: 1/2-, 64.1h		13/2+, 42.67m, 0.5325MeV g: 1/2-	
81	(7+), 1.41h, 0.3942MeV g: 2(-), 1.84h	9/2-, 0.54s, 0.6082 MeV g: 1/2+, 2.84h	7+, 1.87h, 0.5435 MeV g: 2-, 5.3h	9/2-, 28.4ms, 0.7489 MeV g: 1/2+, 7.42h	7+, 34ms, 0.7536 MeV g: 2-, 26.1h
82	11-, 72ns, g: 0+	(13/2+), 42.9m, 0.319MeV g: 3/2-, 8.1m		13/2+, 12.2m, 0.4248 MeV g: 3/2-, 1.5h	

Σχήμα 1.3: (Συνέχεια). Εδώ παρουσιάζονται τα ισότοπα με A=196-200.

## 1.2 Χαρακτηριστικά της ισομερούς $12^-$ του $^{196}\text{Au}$

Όπως φαίνεται και στους πίνακες 1.1, 1.2 και 1.3 όσον αφορά στα περιττά-περιττά ισότοπα του Au έχει βρεθεί μετασταθής στάθμη με  $11^-$  για τα ελαφριά ισότοπα ( $A=190, 192, 194$ ) και με  $12^-$  για τα βαρύτερα ισότοπα ( $A=196, 198, 200$ ) [12]. Επίσης, στα περιττά ισότοπα του Au έχει βρεθεί μετασταθής στάθμη με σπιν  $11/2^-$  για μία ευρεία περιοχή μαζών ( $A=189-199$ ).

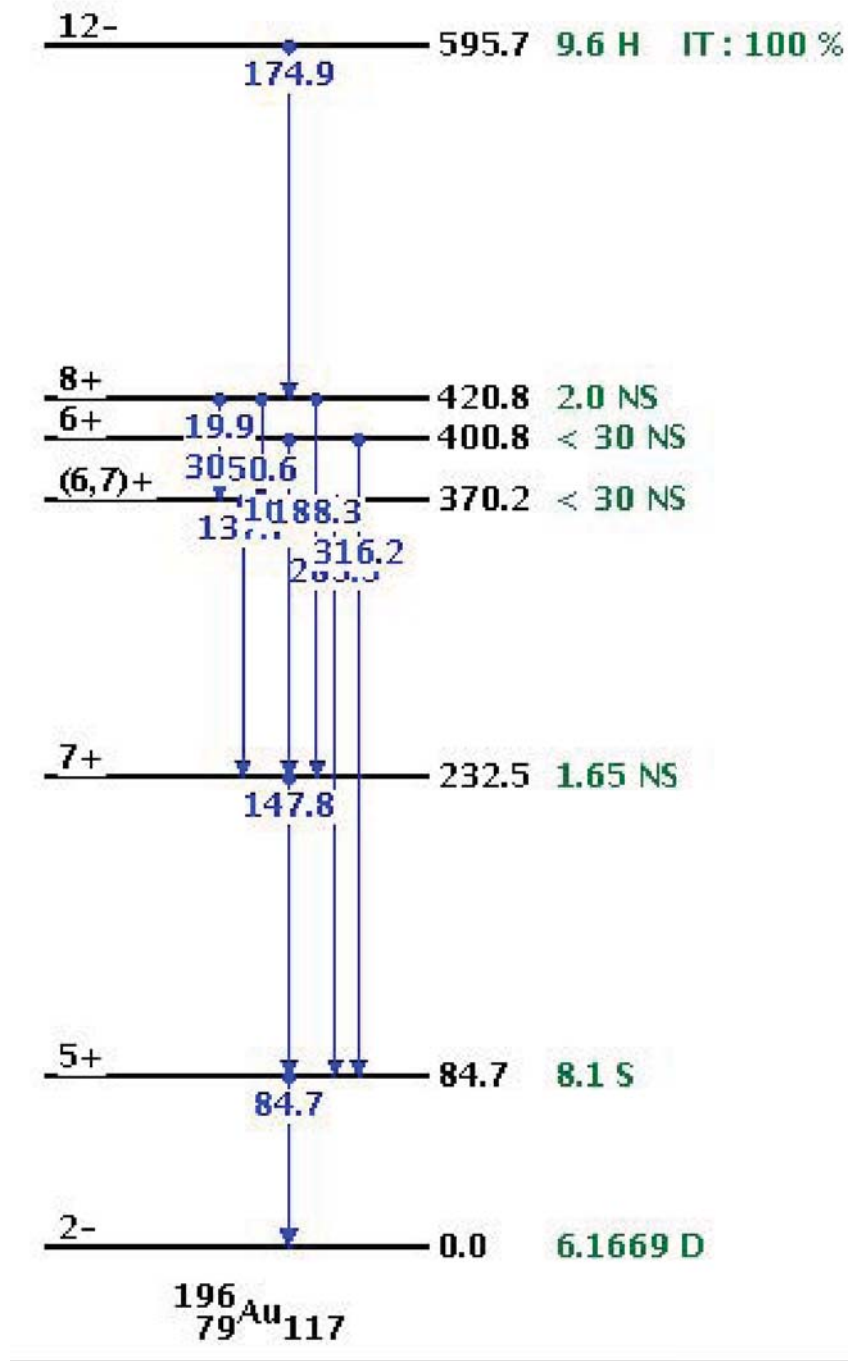
Για το ισότοπο  $^{196}\text{Au}$  συγκεκριμένα η στάθμη αυτή βρίσκεται σε ενέργεια διέγερσης  $0.597\text{MeV}$ , και έχει χρόνο ημιζωής  $9.6\text{ h}$ . Η αντίστοιχη βασική στάθμη του έχει πολύ μικρότερη τιμή του σπιν,  $2^-$ . Η μετασταθής αποδιεγείρεται προς την επόμενη στάθμη με σχετικά υψηλό σπιν,  $8^+$ , με εκπομπή ακτινοβολίας  $\gamma$  πολυπολικότητας M4. Υπάρχει και μία χαμηλότερης ενέργειας μετασταθής με σπιν  $5^+$ , στα  $0.0847\text{MeV}$  με χρόνο ημιζωής  $8.1\text{s}$ . Για αυτό και στο εξής η μετασταθής  $5^+$  θα αναφέρεται ως m1 και η μετασταθής  $12^-$  ως m2. Λόγω του μικρού χρόνου ημιζωής της m1 δεν καθίσταται εύκολος ο πειραματικός διαχωρισμός της από τη βασική στάθμη, για αυτό στη βιβλιογραφία τα περισσότερα πειραματικά δεδομένα της ενεργού διατομής παραγωγής της βασικής στάθμης εμπεριέχουν και την ενεργό διατομή παραγωγής αυτής της μετασταθούς. Αυτό λήφθηκε υπ' όψιν στους θεωρητικούς υπολογισμούς αφού οι θεωρητικές τιμές πρέπει να συγκριθούν με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, και έτσι δεν έγινε ξεχωριστός θεωρητικός υπολογισμός της ενεργού διατομής της m1. Στο εξής η ενεργός διατομή παραγωγής της βασικής στάθμης του  $^{196}\text{Au}$  θα συμβολίζεται με  $\sigma_{g+m1}$ , υπονοώντας ότι περιέχει και τη  $\sigma_{m1}$ . Το ενεργειακό διάγραμμα με την αποδιέγερση της m2 παρουσιάζεται στην εικόνα 1.4.

Η στάθμη  $m_2$  προέρχεται από τον συνδυασμό υψηλού σπιν τροχιακών-εισβολέων,  $\pi h11/2 \otimes \nu i13/2$  [2], για αυτό και εμποδίζεται η επικοινωνία της με γειτονικές στάθμες οι οποίες έχουν σαφώς χαμηλότερες τιμές σπιν, και έτσι έχει μεγάλο χρόνο ημιζωής. Παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον η δομή και οι ιδιότητες της στάθμης αυτής σε σχέση με τις αντίστοιχες μετασταθείς γειτονικών πυρήνων λόγω του ότι το ισότοπο του Au βρίσκεται στη θέση όπου συμβαίνει απότομη μεταβολή σχήματος από τα παραμορφωμένα ισότοπα της Pt στα σχεδόν σφαιρικά ισότοπα του Hg [12].

## 1.3 Η αντίδραση $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$

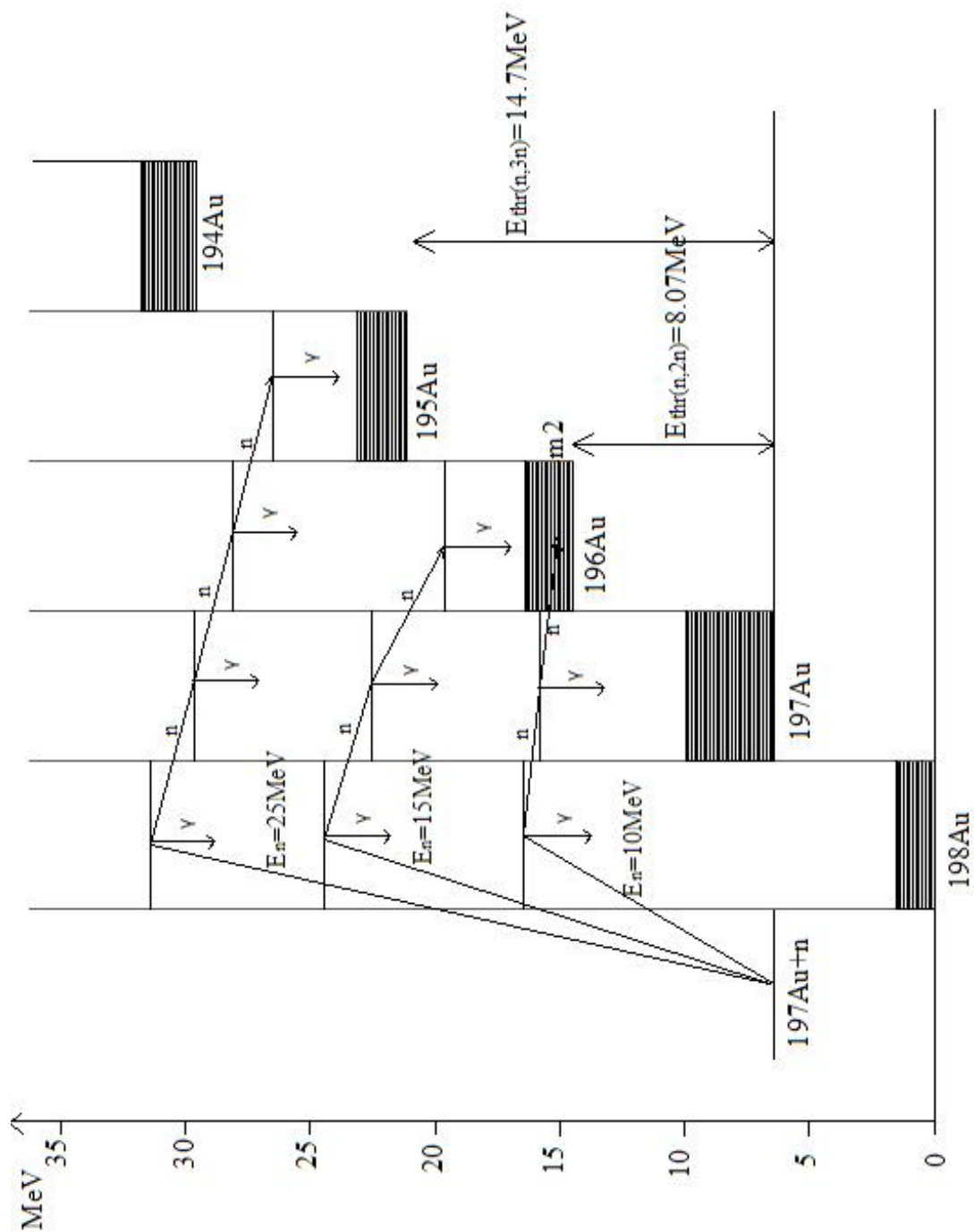
Η  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  είναι αντίδραση κατωφλίου, με  $E_{thr(n,2n)} = 8.07\text{MeV}$ . Αυτό σημαίνει ότι μόνο αν η ενέργεια του εισερχόμενου νετρονίου ξεπεράσει την  $E_{thr}$  πραγματοποιείται η αντίδραση. Το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης φαίνεται στο σχήμα 1.5 όπου παρουσιάζονται οι σύνθετοι πυρήνες που συμμετέχουν στη διαδικασία. Έχουν εξαιρεθεί από το ενεργειακό διάγραμμα τα κανάλια εξόδου με εκπομπή φορτισμένων σωματιδίων λόγω του υψηλού φράγματος Coulomb των ισωτόπων του Au που μειώνει σημαντικά την ενεργό διατομή των πιθανών αυτών καναλιών εξόδου της αντίδρασης  $^{197}\text{Au} + n$ .

Ο θεωρητικός υπολογισμός των ενεργών διατομών των  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{g+m1}$  και  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$  έγινε για όλο το ενεργειακό εύρος στο οποίο το κανάλι (n,2n) είναι ανοιχτό. Στο



Σχήμα 1.4: Το ενεργειακό διάγραμμα και η αποδιέγερση της μετασταθούς  $12^-$  του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$  [24].

σχήμα έχει σχεδιαστεί ενδεικτικά η αποδιέγερση του πρώτου σύνθετου πυρήνα για τρεις ενέργειες εισερχόμενων νετρονίων. Για ενέργειες νετρονίων πάνω από την ενέργεια κατωφλίου  $E_{thr(n,2n)}$  αρχίζει και αυξάνεται γρήγορα η ενεργός διατομή του καναλιού  $(n,2n)$  εις βάρος του προηγούμενου  $(n,n')$ . Για ενέργειες νετρονίων πάνω από  $E_{thr(n,3n)}$  αρχίζει ομοίως να αυξάνεται η ενεργός διατομή του  $(n,3n)$  εις βάρος του  $(n,2n)$ , οπότε η ενεργός διατομή του δεύτερου αρχίζει να μειώνεται. Ανταγωνιστικά στην εκπομπή νετρονίου από κάθε σύνθετο πυρήνα δρα η αποδιέγερση  $\gamma$ . Στους θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν στα πλαίσια της παρούσα εργασίας δε λήφθηκε υπ' όψιν ο ανταγωνισμός από κανάλια εξόδου με εκπομπή φορτισμένου σωματιδίου λόγω του ότι αυτή εμποδίζεται από το υψηλό φράγμα δυναμικού Coulomb που έχουν τα ισότοπα του Au, με αποτέλεσμα η ενεργός διατομή αυτών των καναλιών εξόδου να είναι αμελητέα. Για τον θεωρητικό υπολογισμό της ενεργού διατομής (και των συναφών μεγεθών) οποιασδήποτε αντίδρασης απαιτείται συνδυασμός προτύπων που αφορούν στους διάφορους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης του σωματιδίου-βλήματος με τον πυρήνα-στόχο, στην πυκνότητα καταστάσεων των πυρήνων που εμπλέκονται στους υπολογισμούς, στην αποδιέγερση μέσω ακτίνων  $\gamma$  κλπ. Όλοι οι κώδικες που έχουν σχεδιαστεί για αυτό συνδυάζουν τέτοια πρότυπα αναλόγως με τις επιλογές του χρήστη.



Σχήμα 1.5: Το ενεργειακό διάγραμμα της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  καθώς και των ανταγωνιστικών καναλιών εξόδου  $(n,\gamma)$ ,  $(n,n')$ ,  $(n,3n)$ . Οι ενέργειες είναι στο σύστημα ηρεμίας του  $^{198}\text{Au}$ . Οι περιοχές με σκίαση αναπαριστούν την περιοχή του διακριτού του κάθε πυρήνα, με βάση τις γνωστές στάθμες από τα Nuclear Data Sheets [24].



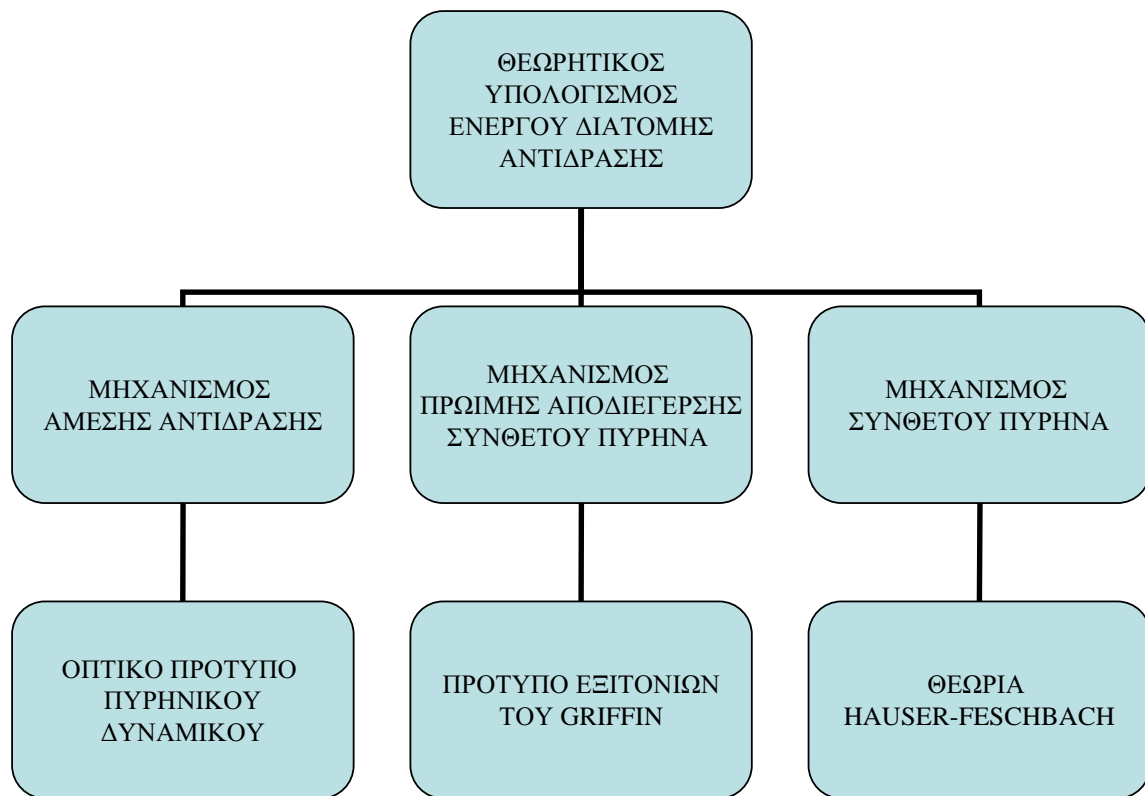
## Κεφάλαιο 2

# ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ

Η πυρηνική αντίδραση χαρακτηρίζεται από σύνθετους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης λόγω της πολυπλοκότητας του ίδιου του πυρηνικού συστήματος αλλά και λόγω των διαφορετικών τρόπων με τους οποίους μπορεί να αλληλεπιδράσει με αυτό το σωματίδιο-βλήμα, ανάλογα με το είδος και την ενέργεια του τελευταίου. Για τον λόγο αυτό η θεωρητική ανάλυση μίας πυρηνικής αντίδρασης γίνεται με συνδυασμό θεωρητικών μοντέλων, καθένα από τα οποία περιγράφει ένα μηχανισμό αλληλεπίδρασης, ένα τρόπο περιγραφής του πυρηνικού συστήματος κλπ. Στη συγκεκριμένη εργασία μελετήθηκε η επίδραση όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης του νετρονίου με τον πυρήνα  $^{197}\text{Au}$  και για την περιγραφή του συνεχούς των πυρήνων που συμμετείχαν στη διαδικασία χρησιμοποιήθηκε το Μοντέλο του Γενικευμένου Υπερρευστού (Generalized Superfluid Model-GSM). Ακολουθεί μία σύντομη περιγραφή όλων των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν.

### 2.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ

Τρεις είναι οι βασικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης οι οποίοι πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν κατά τη θεωρητική μελέτη μίας πυρηνικής αντίδρασης όπως φαίνεται και στο σχεδιάγραμμα 2.1, ο μηχανισμός της άμεσης αντίδρασης, της πρώιμης αποδιέγερσης του πυρήνα και του σύνθετου πυρήνα, που κατηγοριοποιούνται με βάση τον χρόνο αλληλεπίδρασης. Για την περιγραφή κάθε μηχανισμού επιλέχθηκε κατάλληλο πρότυπο.



Σχήμα 2.1: Συνοπτικό διάγραμμα των μηχανισμών αλληλεπίδρασης που πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν κατά τη θεωρητική μελέτη της ενεργού διατομής μίας πυρηνικής αντίδρασης, μαζί με το αντίστοιχο θεωρητικό πρότυπο που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία.

### 2.1.1 Μηχανισμός Άμεσης Αντίδρασης - Οπτικό Πρότυπο Πυρηνικού Δυναμικού

Κατά τις άμεσες αντιδράσεις σωματιδίου - πυρήνα η αλληλεπίδραση είναι γρήγορη (της τάξης των  $10^{-22}$ s), συμβαίνει για μεγάλες ενέργειες σωματιδίων και συμμετέχει μικρός αριθμός από τα σωματίδια του πυρήνα κυρίως αυτά που βρίσκονται κοντά στην επιφάνειά του. Χαρακτηριστικό των άμεσων αντιδράσεων είναι η ισχυρή προτίμηση των εξερχόμενων σωματιδίων στις προστινές γωνίες. Για την περιγραφή του μηχανισμού αυτού επιλέχθηκε το Οπτικό Πρότυπο Πυρηνικού Δυναμικού (Optical Model).

Το οπτικό πρότυπο για την περιγραφή του πυρηνικού δυναμικού [15, 16, 17] βασίζεται στην αναλογία της αλληλεπίδρασης μίας δέσμης σωματιδίων με το δυναμικό του πυρήνα με την σκέδαση του φωτός πάνω σε μία σκουρόχρωμη σφαίρα που εν μέρει το ανακλά και εν μέρει το απορροφά. Η ιδέα πρωτοεμφανίστηκε με την εργασία των Fernbach, Serber, Taylor [18]. Στην κβαντομηχανική εκδοχή του μοντέλου η αλληλεπίδραση καθορίζεται από ένα μιγαδικό δυναμικό, το πραγματικό μέρος του οποίου εκφράζει τη σκέδαση σωματιδίων από τον πυρήνα και το μιγαδικό μέρος την απορρόφηση σωματιδίων στο εσωτερικό του. Στην απλούστερη μορφή του θα ήταν  $V(r) = -V - iW$ . Όταν τα εισερχόμενα σωματίδια έχουν φορτίο (έστω  $Z_1e$ ) και σπιν πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν και όροι αλληλεπίδρασης με το πεδίο Coulomb του

πυρήνα (φορτίου  $Z_2e$ ),  $V_C$ , αλλά και όροι αλληλεπίδρασης σπιν τροχιάς  $V_{SO}$  :

$$V(r) = -V_0 f(x_0) + V_C(r) + \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 V_{SO}(\vec{L}\vec{\sigma}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{SO}) - i[W f(x_W) + W_{Dg}(x_D)] \quad (2.1)$$

όπου  $V_0$  το βάθος του πραγματικού μέρους του δυναμικού και

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C^2} \left(3 - \frac{r^2}{R_C}\right), & r \leq R_C \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R_C \end{cases} \quad (2.2)$$

( $R_C$  η ακτίνα δράσης του πεδίου Coulomb του πυρήνα που είναι συνήθως λίγο μεγαλύτερη από την ακτίνα του πραγματικού μέρους του οπτικού δυναμικού),

Όπως φαίνεται στην εξίσωση 2.1, το δυναμικό παραμετροποιείται σχετικά εύκολα, συνδέοντας τους σφαιρικά συμμετρικούς όρους του πραγματικού και φανταστικού μέρους του δυναμικού με τους 'παράγοντες μορφής' (form factors) τύπου Saxon-Woods,  $f(x_i)$  οι οποίοι εκφράζουν την τοπική μεταβολή του κάθε όρου του δυναμικού καθώς το σωματίδιο πλησιάζει τον πυρήνα και δίνονται από τη σχέση 2.3:

$$f(x_i) = \frac{1}{1 + e^{x_i}} \quad (2.3)$$

όπου  $x_i = \frac{r-R_i}{\alpha}$ , με  $R_i = r_i A^{1/3}$  την ακτίνα ( $r_i$  είναι η παράμετρος ακτίνας και  $A$  ο μαζικός αριθμός του πυρήνα-στόχου) και  $\alpha$  η **σταθερά διάχυσης** που ελέγχει την πτώση του δυναμικού στη επιφάνεια. Ο όρος  $W_{Dg}(x_D)$  της εξίσωσης 2.1 λέγεται επιφανειακός όρος του φανταστικού μέρους του δυναμικού, όπου:

$$g(x_D) = -4 \frac{d}{dr} f(x_D) \quad (2.4)$$

Το οπτικό δυναμικό της εξ. 2.1 έχει πολλές ελεύθερες παραμέτρους που καθορίζονται για κάθε ζεύγος στόχου - βλήματος μέσω προσαρμογής σε πειραματικά δεδομένα.

Θεωρώντας ότι η εισερχόμενη πυκνότητα ρεύματος (current density) ισούται απλώς με τη σχετική ταχύτητα βλήματος - στόχου  $v_p$  και θεωρώντας ότι το φανταστικό τμήμα του δυναμικού είναι  $W(r)$  προκύπτει ότι η ενεργός διατομή απορρόφησης είναι:

$$\sigma_A = -\frac{1}{v_p} \int_V \nabla j dV = -\frac{2}{\hbar v_p} \int_V W(r) |\Psi(r)|^2 dV \quad (2.5)$$

Το πρόσημο - εμφανίζεται στην εξίσωση 2.5 γιατί θεωρείται ροή προς το εσωτερικό του όγκου  $V$ . Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής απορρόφησης πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση του Schroedinger, διαδικασία ιδιαίτερα πολύπλοκη θεωρώντας το οπτικό δυναμικό 2.1 που απαιτεί πολλές παραδοχές. Για εισερχόμενα σωματίδια χωρίς φορτίο και χωρίς σπιν μπορεί να αντιμετωπιστεί με τη μέθοδο της ανάλυσης σε μερικά κύματα (Partial Wave Analysis) στην οποία η κυματοσυνάρτηση  $\Psi$  δίνεται από τον τύπο:

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \frac{u_l(r)}{kr} P_l(\cos \theta) \quad (2.6)$$

όπου  $P_l(\cos \theta)$  τα πολυώνυμα Legendre.

Μετά από πράξεις και θεωρώντας σφαιρική συμμετρία στο  $W$ , η εξίσωση 2.5 αναπτύσσεται σε άπειρη σειρά όπως φαίνεται στην εξίσωση 2.7:

$$\sigma_A = -\frac{8\pi}{\hbar v_p k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \int_{r=0}^{\infty} W(r) |u_l(r)|^2 dr \quad (2.7)$$

όπου  $u_l(r)$  το ακτινικό κομμάτι της κυματοσυνάρτησης. Από την εξίσωση 2.7 μπορεί να οριστεί ο συντελεστής διέλευσης  $T_l$  ως:

$$T_l = -\frac{8\pi}{\hbar v_p} \int_{r=0}^{\infty} W(r) |u_l(r)|^2 dr \quad (2.8)$$

αφού ισχύει ότι:

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (2.9)$$

Επίσης, η ενεργός διατομή απορρόφησης μπορεί να προκύψει χωρίς τη χρήση του φανταστικού δυναμικού απορρόφησης, θεωρώντας η λύση που προκύπτει για το ακτινικό κομμάτι της κυματοσυνάρτησης είναι:

$$\frac{u_l(r)}{r} \propto \frac{1}{kr} e^{i(kr - 1/2l\pi + \delta_l)} \propto -S_l \frac{e^{ikr}}{kr} \quad (2.10)$$

όπου  $\delta_l$  η φάση σκέδασης που υπολογίζεται ώστε να υπάρχει ομαλή μετάβαση στο ασυμπτωτικό όριο και  $S_l = e^{2i\delta_l}$  το αντίστοιχο στοιχείο του πίνακα σκέδασης. Αποδεικνύεται μετά από πράξεις ότι η ενεργός διατομή σκέδασης συνδέεται με το  $S_l$  μέσω της σχέσης 2.11:

$$\sigma_{sc} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l|^2 \quad (2.11)$$

οπότε η ενεργός διατομή απορρόφησης θα είναι

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad (2.12)$$

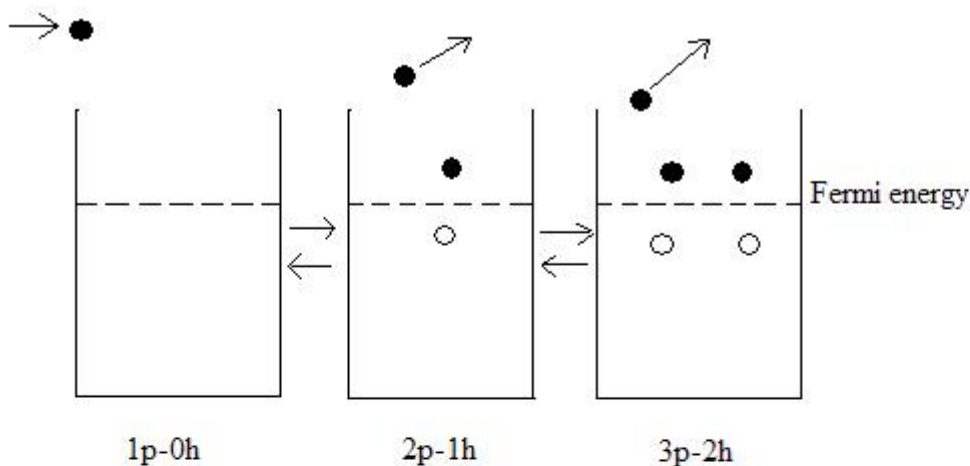
Συνεπώς με βάση τη 2.9 ορίζεται πάλι ο συντελεστής διέλευσης συναρτήσει του  $S_l$  από τη σχέση  $T_l = 1 - |S_l|^2$  χωρίς να απαιτείται γνώση του φανταστικού δυναμικού  $W$  για τον υπολογισμό του όπως στην εξίσωση 2.8.

Εάν το εισερχόμενο σωματίδιο έχει σπιν, τότε πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν και ο όρος σύζευξης σπιν-τροχιάς. Η πιο σημαντική συνεισφορά σε αυτή την αλληλεπίδραση είναι από τη σύζευξη του σπιν του εισερχόμενου σωματιδίου με την τροχιακή στροφορμή. Οπότε για εισερχόμενα σωματίδια με σπιν  $1/2$  όπως τα νετρόνια, εάν εισέρχονται σε πυρήνα χωρίς σπιν, θα υπήρχαν δύο ανεξάρτητα οπτικά δυναμικά, για τους δύο πιθανούς προσανατολισμούς του σπιν, με  $J = l + 1/2$  και  $J = l - 1/2$  και μετά θα προέκυπτε ένας μέσος συντελεστής διέλευσης. Οι συντελεστές διέλευσης είναι βασικό συστατικό της θεωρητικής ανάλυσης πυρηνικών αντιδράσεων με τη θεωρία Hauser-Feshbach όπως θα φανεί στη συνέχεια.

## 2.1.2 Μηχανισμός Πρώιμης Αποδιέγερσης του Σύνθετου Πυρήνα - Το πρότυπο των εξιτονίων του Griffin

Κατά την πρώιμη αποδιέγερση ο ' σύμμικτος ' (composite) πυρήνας που έχει προκύψει από την απορρόφηση του σωματιδίου-βλήματος στον πυρήνα-στόχο αποδιεγείρεται προς τα ενεργειακά επιτρεπτά κανάλια της αντίδρασης πριν επέλθει η θερμοδυναμική ισορροπία. Θεωρείται ότι η διαδικασία αυτή συμβαίνει με τη συμμετοχή περιορισμένου αριθμού σωματιδίων, η αλληλεπίδραση των οποίων οδηγεί τον πυρήνα σταδιακά σε καταστάσεις αυξανόμενης πολυπλοκότητας, ενώ σε κάθε στάδιο είναι πιθανή η εκπομπή σωματιδίου. Ο μηχανισμός αυτός γίνεται σημαντικός για ενέργειες εισερχόμενων σωματιδίων μεταξύ 10 και 200 MeV.

Το πιο απλό μοντέλο περιγραφής του μηχανισμού αυτού είναι το μοντέλο των εξιτονίων του Griffin [19]. Η βασικότερη παραδοχή του μοντέλου είναι ότι ο μοναδικός τύπος αλληλεπίδρασης που συνεισφέρει σε αυτή τη διαδικασία είναι η αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου, μέσω της οποίας σταδιακά διεγείρονται σωματίδια σε μονοσωματιδιακές καταστάσεις πάνω από την ενέργεια Fermi, αφήνοντας οπές κάτω από αυτή [15, 16]. Στην εικόνα 2.2 φαίνεται σχηματικά η διαδικασία διέγερσης του πυρήνα σε καταστάσεις αυξανόμενης πολυπλοκότητας με βάση το πρότυπο αυτό, που οδηγεί σταδιακά στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας που χαρακτηρίζει τον σύνθετο πυρήνα. Ο συνολικός αριθμός σωματιδίων πάνω από την ενέργεια Fermi ( $n_p$ ) και οπών ( $n_h$ ) σε κάθε στάδιο ονομάζονται ' εξιτόνια ' (excitons).



Σχήμα 2.2: Σχηματική παρουσίαση της διαδικασίας διέγερσης του πυρήνα σε καταστάσεις αυξανόμενης πολυπλοκότητας με βάση το πρότυπο των εξιτονίων.

Με την είσοδο του σωματιδίου στον πυρήνα ο αρχικός αριθμός εξιτονίων ( $n$ ) είναι 1 ( $n_p = 1 - n_h = 0$ )\*. Μετά από μία σύγκρουση με ένα σωματίδιο της ' θάλασσας ' Fermi ' το τελευταίο διεγείρεται πάνω από την ενέργεια Fermi και έτσι ο αριθμός των εξιτονίων γίνεται 3 ( $n_p = 2 - n_h = 1$ ). Με αυτή την αλληλουχία συγκρούσεων νουκλεονίου-νουκλεονίου συνεχίζεται η διέγερση σωματιδίων πάνω από την ενέργεια Fermi, άρα και η διέγερση του πυρήνα σε καταστάσεις με ολοένα και μεγαλύτερους βαθμούς ελευθερίας. Αυτή η σταδιακή διέγερση διέπεται από την

\*για άρτιο πυρήνα, γιατί ο περιττός σύμφωνα με τον Griffin έχει  $n_p = 1 - n_h = 0$  πριν την είσοδο του σωματιδίου στον πυρήνα

προϋπόθεση η κάθε μετάβαση να έχει προκαλέσει τη μεταβολή του αριθμού των εξιτονίων κατά +2 (δημιουργία ζεύγους σωματιδίου-οπής), -2 (καταστροφή ζεύγους σωματιδίου-οπής) ή 0 (δημιουργία διαφορετικής κατανομής στο σύστημα χωρίς να αλλάζει ο αριθμός των εξιτονίων), δηλαδή  $\Delta n = \pm 2, 0$ , ή εναλλακτικά τοποθετημένη,  $\Delta n_p = \Delta n_h = \pm 1, 0$ . Βασική υπόθεση του μοντέλου είναι ότι για δεδομένο αριθμό εξιτονίων  $n$  κάθε κατανομή σωματιδίων-οπών είναι ισοπίθανη. Σύμφωνα με τον Griffin κατά τη διάρκεια αυτής της διαδικασίας εάν ένα σωματίδιο βρεθεί σε ενέργεια μεγαλύτερη από το ' ενεργό ' κατώφλι εκπομπής του από τον πυρήνα διαφεύγει άμεσα από αυτόν. Οπότε υπάρχουν δύο μηχανισμοί που δρουν ανταγωνιστικά: (α) η αποδιέγερση μέσω αλληλεπίδρασης εξιτονίου-εξιτονίου που οδηγεί σε πιο πολύπλοκες καταστάσεις του σύμμικτου πυρήνα και ονομάζεται ' εσωτερική μετάβαση ' και (β) η αποδιέγερση μέσω εκπομπής σωματιδίου στο συνεχές που οδηγεί σε μείωση της συνολικής ενέργειας του συστήματος. Ο Griffin είχε θεωρήσει ότι ο επικρατέστερος μηχανισμός είναι η εσωτερική μετάβαση  $\Delta n = +2$  και είχε αγνοήσει τους υπόλοιπους, υπόθεση που αργότερα θεωρήθηκε χονδροειδής.

Οι κυριότερες διορθώσεις του μοντέλου έγιναν από τους Cline-Blann [20], και αφορούν αφ' ενός στο να ληφθούν υπ' όψιν όλες οι πιθανές εσωτερικές μεταβάσεις και αφ' ετέρου στο να περιοριστούν οι τελικές καταστάσεις στις φυσικά επιτρεπτές (παράγοντας ρυθμού αποδιέγερσης Weisskopf). Οι πιθανότητες κατάληψης μιας κατάστασης με  $n$  εξιτόνια μετά από  $k$  εσωτερικές μεταβάσεις υπολογίζονται μετά από επίλυση αναδρομικών εξισώσεων (βλ. [15], σελ. 148). Στις εξισώσεις αυτές συνήθως αγνοείται ο ανταγωνιστικός μηχανισμός της αποδιέγερσης μέσω εκπομπής σωματιδίου γιατί θεωρείται μικρή διαταραχή στη συνολική διαδικασία προς την ισορροπία.

Ο ρυθμός αποδιέγερσης για μία εσωτερική μετάβαση από την κατάσταση με αριθμό εξιτονίων  $n$  στην κατάσταση με αριθμό  $n'$  δίνεται από τον χρυσό κανόνα του Fermi:

$$\lambda(n, n', E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \omega_{n,n'}(E) \quad (2.13)$$

όπου  $|M|^2$  το μέσο τετραγωνικό στοιχείο πίνακα για τη μετάβαση  $n \rightarrow n'$  το οποίο θεωρείται σταθερό και ανεξάρτητο του  $n$ . Το στοιχείο πίνακα δεν είναι εξ' αρχής γνωστό και υπάρχουν διάφορες προσεγγίσεις για την τιμή του. Σύμφωνα με τη σχέση των Calbach-Cline [21]

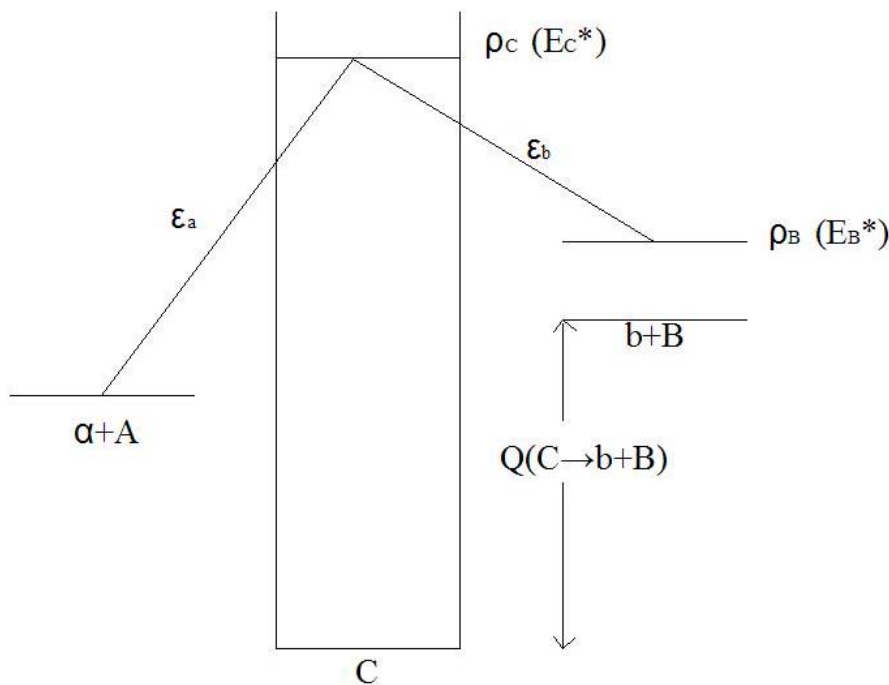
$$|M|^2 = \frac{FM}{A^3 E} \quad (2.14)$$

όπου  $A$  ο μαζικός αριθμός του πυρήνα,  $E$  η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου και  $FM$  η ελεύθερη παράμετρος του μοντέλου που καθορίζεται από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα και πιο συγκεκριμένα από φάσματα μη ελαστικά σχεδιασμένων νετρονίων υψηλής ενέργειας ή από τη μορφή της συνάρτησης διέγερσης αντιδράσεων  $(n, 2n)$  και  $(n, 3n)$ . Η σχέση 2.14 θα μας απασχολήσει στη συνέχεια καθώς χρησιμοποιείται από τον κώδικα STAPRE για τον υπολογισμό συνεισφοράς της πρώιμης αποδιέγερσης στην ενεργό διατομή.

### 2.1.3 Μηχανισμός Σύνθετου Πυρήνα - Το στατιστικό πρότυπο Hauser-Feshbach

Στον μηχανισμό δημιουργίας σύνθετου πυρήνα το σωματίδιο - βλήμα και ο πυρήνας - στόχος σχηματίζουν ένα σύνθετο σύστημα σε θερμοδυναμική ισορροπία, όπου η συνολική ενέργεια

μοιράζεται σε όλα τα νουκλεόνια. Στη συνέχεια το σύστημα αυτό, χωρίς ' μνήμη ' του καναλιού εισόδου αποδιεγείρεται προς τα ανοιχτά κανάλια της αντίδρασης και για τον λόγο αυτό η γωνιακή κατανομή των εξερχόμενων σωματιδίων εμφανίζεται ισοτροπική. Ο μηχανισμός αυτός περιγράφει με επιτυχία τις αντιδράσεις για ενέργειες εισερχόμενων σωματιδίων στην περιοχή ενεργειών 10-20 MeV. Η θεωρία που αναπτύχθηκε από τους Hauser-Feshbach [25] αφορά σε αντιδράσεις που οδηγούν στο σχηματισμό σύνθετου πυρήνα στην περιοχή του συνεχούς, όπου η μέση απόσταση D των σταθμών είναι μικρότερη από το μέσο πλάτος τους  $\Gamma$  (βλ. παρ. 2.2), χρησιμοποιώντας στατιστική περιγραφή του σύνθετου (και του εναπομείναντος πυρήνα αν και αυτός είναι διεγερμένος στο συνεχές του) και κβαντομηχανικό χειρισμό της στροφορμής. Έστω μία πυρηνική αντίδραση με σωματίδιο-βλήμα  $\alpha$  ενέργειας  $\epsilon_\alpha$  και πυρήνα στόχο A που οδηγεί στον σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα C, σε κατάσταση ενέργειας  $E_C^*$  ο οποίος αποδιεγείρεται με την εκπομπή σωματιδίου b ενέργειας  $\epsilon_\beta$  προς τον πυρήνα B, ο οποίος μετά την αντίδραση βρίσκεται σε κατάσταση  $E_B^*$ :  $\alpha + A \rightarrow C \rightarrow B + b$  η οποία φαίνεται στο σχήμα 2.3.



Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης  $\alpha + A \rightarrow b + B$  με τη διαδικασία του σύνθετου πυρήνα.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.3 ισχύει  $E_B^* = E_C^* - Q_{C \rightarrow b+B} - \epsilon_\beta$ . Το πρότυπο στηρίζεται στην αρχή της ανεξαρτησίας του Bohr, σύμφωνα με το οποίο τα πιθανά κανάλια εξόδου δεν επηρεάζονται από το κανάλι εισόδου εφόσον έχει παρεμβληθεί ο σύνθετος πυρήνας, οπότε η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυτής (που στο εξής θα συμβολίζεται  $\sigma_{\alpha\beta}$ ) δίνεται από το γινόμενο της ενεργού αντίδρασης του καναλιού εισόδου (δηλαδή του σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα C)  $\sigma_\alpha$  με την πιθανότητα να προκύψει το κανάλι εξόδου  $b + B$ ,  $P_\beta$ :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_\alpha P_\beta \quad (2.15)$$

Μία βασική παραδοχή της θεωρίας είναι ότι οι επικαλυπτόμενες στάθμες του συνεχούς έχουν

καλά καθορισμένες τιμές στροφορμής και ομοτιμίας. Έτσι τα πλάτη σκέδασης που αντιστοιχούν στις κυματοσυναρτήσεις των επικαλυπτόμενων ενεργειακών καταστάσεων έχουν τυχαία φάση και η μέση ενεργός διατομή μπορεί να γραφεί σαν άθροισμα αυτών των επιμέρους ενεργών διατομών χωρίς όρους παρεμβολής των μερικών πλατών σκέδασης:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J\pi} \sigma_{\alpha\beta}^{J\pi} \quad (2.16)$$

Θεωρώντας ότι η υπόθεση του Bohr 2.15 ισχύει για κάθε όρο του αθροίσματος της εξίσωσης 2.16 προκύπτει:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J\pi} \sigma_{\alpha}^{J\pi} P_{\beta}^{J\pi} \quad (2.17)$$

Θεωρώντας εισερχόμενα σωματίδια χωρίς σπιν η συνολική στροφορμή  $J$  του καναλιού εισόδου ισούται με την τροχιακή στροφορμή  $l$ . Από το θεώρημα της αντιστροφής [15] και θεωρώντας ότι αυτό μπορεί να εφαρμοστεί σε μερικές ενεργές διατομές προκύπτει ότι ο λόγος των πιθανοτήτων αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα για οποιοδήποτε ζεύγος καναλιών εξόδου ισούται με το λόγο των αντίστοιχων συντελεστών διέλευσης. Συνεπώς η πιθανότητα να προκύψει το κανάλι εξόδου  $b + B$ ,  $P_{\beta}^{J\pi}$ , για συγκεκριμένες τιμές στροφορμής και ομοτιμίας είναι:

$$P_{\beta}^{l\pi} = \frac{T_l(\epsilon_{\beta})}{\sum_{\gamma} T_{\gamma,l}} \quad (2.18)$$

όπου στον παρονομαστή εμφανίζεται το άθροισμα σε όλα τα  $\gamma$  επιτρεπτά κανάλια εξόδου. Ως γενίκευση της σχέσης 2.18 αν η τελική ενέργεια του εναπομείναντος πυρήνα  $B$ ,  $E_B^*$ , βρίσκεται μέσα στο συνεχές του πυρήνα μπορεί να θεωρηθεί ότι υπάρχει πλήθος καταστάσεων  $\Omega_B(E_B^*)$  σε αυτή την ενέργεια ή εναλλακτικά πυκνότητα καταστάσεων ίση με  $\rho_B(E_B^*) = \frac{\Omega_B(E_B^*)}{\Delta E}$ . Αν για την τελική ενέργεια κάθε επιτρεπτού καναλιού εξόδου ισχύει το ίδιο (έστω πυκνότητα καταστάσεων  $\rho_G(E_G^*$  για το κανάλι εξόδου  $\gamma$ ) τότε η σχέση 2.18 γίνεται:

$$P_{\beta}^{l\pi} = \frac{T_l(\epsilon_{\beta})\rho_B(E_B^*)}{\sum_{\gamma} T_{\gamma,l}\rho_G(E_G^*)} \quad (2.19)$$

Στη συνέχεια για να υπολογιστεί η ενεργός διατομή του καναλιού εισόδου,  $\sigma_{\alpha}^{J\pi}$ , δηλαδή η ενεργός διατομή απορρόφησης του σωματιδίου  $\alpha$  και σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα  $C$ , χρησιμοποιείται η θεωρία του οπτικού δυναμικού του πυρήνα, σύμφωνα με την οποία (βλ. 2.1.1, εξ. 2.9), για συγκεκριμένο  $l$ , προκύπτει:

$$\sigma_{\alpha} = \frac{\pi}{k^2}(2l+1)T_l(\epsilon) \quad (2.20)$$

Έτσι, από την εξισώσεις 2.17, 2.19 και 2.20, προκύπτει η βασική σχέση της ενεργού διατομής στη θεωρία Hauser-Feshbach για σωματίδια χωρίς σπιν:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_l \frac{\pi}{k^2}(2l+1)T_l(\epsilon_{\alpha}) \frac{T_l(\epsilon_{\beta})\rho_B(E_B^*)}{\sum_{\gamma} T_{\gamma,l}\rho_G(E_G^*)} \quad (2.21)$$



Ο παρονομαστής που περιέχει το άθροισμα σε όλα τα επιτρεπτά (ως προς την ενέργεια και την στροφορμή) κανάλια εξόδου της αντίδρασης ονομάζεται ' παρονομαστής Hauser-Feshbach '.

Για σωματίδια με σπιν πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν, θεωρώντας ότι η συνολική στροφορμή και η ομοτιμία διατηρούνται κατά την αντίδραση, όλες οι επιτρεπτές συζεύξεις σπιν- τροχιακής στροφορμής για το κανάλι εισόδου και το κανάλι εξόδου και έτσι ο τελικός τύπος της ενεργού διατομής για τον σχηματισμό τελικών καταστάσεων ενέργειας  $E_B^*$  και στροφορμής  $S'$  είναι ο 2.22:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{2J+1}{(2s+1)(2S+1)} \frac{\sum_{l,j,l',j'} T_l(\epsilon_\alpha) T_{l'}(\epsilon_\beta) \rho_B(E_B^*, S')}{\sum_{\gamma,l'',j''} T_{\gamma,l''} \rho_G(E_G^*)} \quad (2.22)$$

Στη σχέση 2.22 οι τονούμενες ποσότητες αναφέρονται στο κανάλι εξόδου της αντίδρασης. Ο λόγος  $\frac{2J+1}{(2s+1)(2S+1)}$  προκύπτει από το γινόμενο τριων παραγόντων: της πιθανότητας  $\frac{2j+1}{(2s+1)(2S+1)}$  να προκύψει τιμή στροφορμής  $j$  για το κανάλι εισόδου από τον συνδυασμό του σπιν  $s$  του σωματιδίου και του σπιν  $S$  του πυρήνα στόχου, της πιθανότητας  $\frac{2J+1}{(2j+1)(2l+1)}$  να προκύψει τιμή συνολικής στροφορμής  $J$  από τον συνδυασμό του  $j$  με την τροχιακή στροφορμή  $l$  και τέλος του παράγοντα  $(2l+1)$  που έχει προκύψει από τον τύπο 2.20. Επίσης, τα αθροίσματα στα  $j, l$  γίνονται σύμφωνα με τους κανόνες επιλογής, δηλαδή παίρνουν τιμές από  $|S-s|$  μέχρι  $|S+s|$  και από  $|J-j|$  έως  $|J+j|$  αντίστοιχα (και οι αντίστοιχοι κανόνες επιλογής ισχύουν για το άθροισμα στις τονούμενες ποσότητες του καναλιού εξόδου). Τέλος ο παρονομαστής Hauser-Feshbach περιέχει, όπως και στη σχέση 2.21, όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου που επιτρέπονται με βάση την αρχή διατήρησης της ενέργειας και τους κανόνες επιλογής ως προς τις στροφορμές.

## 2.2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΣΤΟ ΣΥΝΕΧΕΣ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΩΝ

Οι ενεργειακές καταστάσεις για κάθε πυρήνα που συμμετέχει στη διαδικασία χωρίζονται σε δύο μέρη, το διακριτό και το συνεχές. Το διακριτό αποτελείται από χαμηλοενεργειακές στάθμες των οποίων η απόσταση είναι μεγαλύτερη σε ενεργειακό εύρος από αυτό της δέσμης εισερχόμενων σωματιδίων και έχουν καθορισμένη τιμή ενέργειας, σπιν και ομοτιμίας τα οποία γενικά μπορούν να προσδιοριστούν πειραματικά. Στην περιοχή αυτή η πυκνότητα καταστάσεων  $\rho$  δίνεται από τον τύπο 2.23:

$$\rho(E, I, \pi) = \sum \delta(E - E_i) \delta_{I-I_i} \delta_{\pi-\pi_i} \quad (2.23)$$

Τα  $E_i, I_i, \pi_i$  είναι η ενέργεια, το σπιν και η ομοτιμία της κάθε στάθμης αντίστοιχα. Όσο αυξάνεται η ενέργεια του πυρήνα οι στάθμες αρχίζουν να πυκνώνουν και σταδιακά αυτός μεταβαίνει σε μία κατάσταση όπου πολλές επικαλυπτόμενες στάθμες περιέχονται σε ενεργειακό εύρος όσο αυτό μίας δέσμης σωματιδίων με αποτέλεσμα να μην είναι διαχωρίσιμες πειραματικά. Αυτό είναι το ' συνεχές ' του πυρήνα και είναι αντικείμενο μελέτης η εύρεση της πυκνότητας καταστάσεων σε αυτή την περιοχή. Η προσέγγισή της γίνεται μέσω στατιστικών προτύπων με εύρεση των παραμέτρων τους από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα, όπως το άθροισμα του αριθμού των χαμηλοενεργειακών σταθμών συναρτήσει της ενέργειας (' cumulative number of states ') και οι μέσες αποστάσεις μεταξύ των συντονισμών αντιδράσεων νετρονίων με τους

πυρήνες υπό μελέτη (βλ. [23]). Τέτοια πρότυπα είναι το Πρότυπο του Αερίου των Φερμιονίων (' Fermi Gas Model - FGM '), το Πρότυπο Σταθερής Θερμοκρασίας (' Constant Temperature Model - CTM '), το πρότυπο Gilbert-Cameron που συνδυάζει τα δύο προηγούμενα πρότυπα και το Πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού (' Generalized Superfluid Model - GSM '). Ακολουθεί σύντομη παρουσίαση των προτύπων αυτών τα οποία χρησιμοποιήθηκαν κατά τη θεωρητική μελέτη της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$ .

Αρχικά πρέπει να σημειωθεί ότι για όλα τα πρότυπα ισχύουν οι εξής παραδοχές

1. Η πυκνότητα καταστάσεων συναρτήσει της ενέργειας,  $\rho(E)$ , συναρτήσει της στροφορμής,  $f(J)$ , και της ομοτιμίας,  $\rho(\pi)$ , είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους, οπότε η συνολική πυκνότητα καταστάσεων δίνεται από τον τύπο  $\rho^{tot}(E, J, \pi) = \rho(E)f(J)\rho(\pi)$ .
2. Η  $\rho(\pi)$  είναι ίση με 1/2 γιατί θεωρείται ότι οι δύο πιθανές τιμές της ομοτιμίας, + και - μοιράζονται εξίσου στις στάθμες του συνεχούς.

### 2.2.1 Το Πρότυπο του Αερίου των Φερμιονίων - FGM

Το πρότυπο αυτό βασίζεται στην ανεξάρτητη κίνηση των νουκλεονίων του πυρήνα χωρίς αλληλεπίδραση μεταξύ τους, τα οποία είναι φερμιόνια λόγω του ημιακέραιου σπιν τους [26, 27], και έτσι οι διεγερμένες καταστάσεις του πυρήνα οφείλονται μόνο σε μονοσωματιδιακές καταστάσεις και όχι σε συλλογικές. Διακρίνοντας ανάμεσα σε πρωτόνια και νετρόνια, δηλαδή θεωρώντας διπλό φερμιονικό σύστημα, η συνολική πυκνότητα καταστάσεων συναρτήσει της ενέργειας σύμφωνα με το πρότυπο αυτό είναι:

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12\alpha^{1/4}E^{5/4}}e^{2\sqrt{\alpha}E} \quad (2.24)$$

όπου  $E$  η ενέργεια διέγερσης του πυρηνικού συστήματος,  $\alpha$  η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων (*level density parameter*) που στο πρότυπο αυτό είναι ανάλογη της μονοσωματιδιακής πυκνότητας καταστάσεων  $g$  κοντά στην ενέργεια Fermi, σύμφωνα με τον τύπο  $\alpha = \pi^2 g/6$ . Η πυκνότητα καταστάσεων συναρτήσει της στροφορμής του πυρηνικού συστήματος  $J$ ,  $f(J)$ , στα πλαίσια του προτύπου αυτού έχει τη μορφή κανονικής κατανομής και δίνεται από τον τύπο 2.25:

$$f(J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.25)$$

όπου  $\sigma^2$  η ' παράμετρος αποκοπής των στροφορμών ' (spin cut-off parameter), η οποία όπως φαίνεται από τον τύπο 2.25 είναι η διασπορά στην κατανομή των στροφορμών και καθορίζει το πόσο πλατιά θα είναι η κατανομή. Όπως προαναφέρθηκε η συνολική πυκνότητα καταστάσεων δίνεται από τον τύπο  $\rho^{tot}(E, J, \pi) = \rho(E)f(J)\rho(\pi)$ , με  $\rho(\pi) = 1/2$  συνεπώς μέσω των εξισώσεων 2.24 και 2.25 προκύπτει η συνολική πυκνότητα καταστάσεων:

$$\rho^{tot}(E, J, \pi) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{12\alpha^{1/4}E^{5/4}} e^{2\sqrt{\alpha}E} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.26)$$

Οι εξισώσεις που καθορίζουν τα θερμοδυναμικά μεγέθη συναρτήσει της θερμοκρασίας  $t$  είναι απλές στα πλαίσια του προτύπου αυτού:

$$U = at^2, S = 2at, \sigma^2 = \langle m^2 \rangle gt \quad (2.27)$$

όπου  $S$  η εντροπία του πυρηνικού συστήματος, και  $\langle m^2 \rangle$  η μέση τιμή του τετραγώνου των προβολών των στροφορμών για τις μονοσωματιδιακές καταστάσεις γύρω από την ενέργεια Fermi που συνδέεται με τη ροπή αδράνειας  $I$  του πυρήνα μέσω της σχέσης  $I = g\langle m^2 \rangle$ . Η παράμετρος  $a$  είναι ελεύθερη παράμετρος του μοντέλου, θεωρείται σταθερή και προσδιορίζεται πειραματικά μέσω της μελέτης των συντονισμών σύλληψης νετρονίου, η οποία έχει δείξει την ύπαρξη συστηματικών μεταβολών της παραμέτρου αυτής με τον μαζικό αριθμό του πυρήνα (βλ. [23]).

### 2.2.2 Το Πρότυπο Σταθερής Θερμοκρασίας - CTM

Το πρότυπο αυτό βασίζεται στην απλή παραδοχή σταθερής θερμοκρασίας  $T$  σε όλο το ενεργειακό εύρος των καταστάσεων του πυρήνα. Έτσι η πυκνότητα καταστάσεων συναρτήσει της ενέργειας προκύπτει από τη σχέση 2.28:

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp[(E - E_0)/T] \quad (2.28)$$

όπου  $E_0$  και  $T$  είναι ελεύθερες παράμετροι και υπολογίζονται από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα (βλ. [23]). Το πρότυπο αυτό δίνει αρκετά καλή προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα για χαμηλές ενέργειες διέγερσης.

### 2.2.3 Το Πρότυπο Gilbert-Cameron

Το πρότυπο αυτό συνδυάζει το FGM και το CTM σε διαφορετικές περιοχές ενεργειών του πυρήνα. Για χαμηλοενεργειακές καταστάσεις εφαρμόζεται η σχέση 2.28 ενώ για υψηλοενεργειακές καταστάσεις ο φορμαλισμός FGM, δηλαδή η σχέση 2.24 (από την οποία προκύπτει η πυκνότητα καταστάσεων  $\rho_{FG}(E)$ ). Η σύνδεση μεταξύ των παραμέτρων των δύο φορμαλισμών γίνεται απαιτώντας τη συνέχεια της πυκνότητας καταστάσεων και της πρώτης παραγώγου της ως προς την ενέργεια σε μία 'ενέργεια σύνδεσης'  $E_m$  (matching energy). Αυτές οι δύο απαιτήσεις οδηγούν στις εξισώσεις:

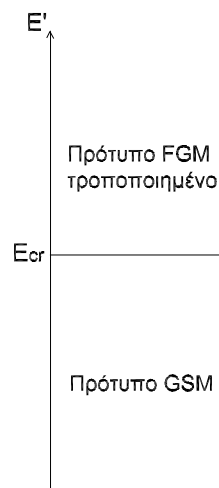
$$E_m = E_0 + T \ln \rho_{FG}(E_m) \quad (2.29)$$

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{\alpha}{E_m^*}} - \frac{3}{2E_m^*} \quad (2.30)$$

Στις εξισώσεις 2.29 και 2.30,  $E_m^*$  είναι μία 'δραστική' ενέργεια σύνδεσης που περιλαμβάνει τις διορθώσεις λόγω συσχετισμών ζευγών νουκλεονίων (βλ. [23]). Η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων  $\alpha$  προσδιορίζεται από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα και είναι σταθερή σε όλο το ενεργειακό εύρος.

## 2.2.4 Το Πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού - GSM

Τα πρότυπα για την περιγραφή της πυκνότητας καταστάσεων που προαναφέρθηκαν είναι αρκετά απλά στον φορμαλισμό τους, αγνοούν όμως βασικά χαρακτηριστικά του πυρήνα όπως τα φαινόμενα σύζευξης των νουκλεονίων, την επίδραση της δομής των πυρηνικών φλοιών και τη συλλογική κίνηση των νουκλεονίων. Όλα αυτά τα στοιχεία έχουν ενσωματωθεί στο νεότερο GSM. Το πρότυπο αυτό βασίζεται στην μικροσκοπική θεωρία των υπερρευστών από τους Bardeen, Cooper και Schriffer (θεωρία BCS, βλ. [28]) και αναπτύχθηκε στη φαινομενολογική μορφή του από τον Ignatyuk (βλ. [29, 30]). Η βασικότερη παραδοχή του προτύπου είναι η θεώρηση ότι τα βασικά θερμοδυναμικά μεγέθη που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή του διεγερμένου πυρηνικού συστήματος μεταβάλλονται με τη θερμοκρασία και μάλιστα με διαφορετικό τρόπο στη χαμηλοενεργειακή περιοχή σε σχέση με την υψηλοενεργειακή περιοχή. Αυτό εκφράζεται μέσω μίας μεταβολής φάσης από την υπερρευστή (χαμηλές ενέργειες) στην ρευστή (υψηλές ενέργειες), και ο χωρισμός γίνεται σε μία κρίσιμη θερμοκρασία  $t_{cr}$  (σχέση 2.37) (εναλλακτικά σε μία κρίσιμη ενέργεια  $E_{cr}$ ) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4.



Σχήμα 2.4: Σχηματική αναπαράσταση του χωρισμού της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων του πυρήνα ανάλογα με την ενέργεια στα πλαίσια του GSM.

Στην περιοχή ενεργειών με  $E' < E_{cr}$  ο πυρήνας βρίσκεται στην υπερρευστή κατάσταση του και η πυκνότητα καταστάσεων συναρτῆσει της ενέργειας, είναι η πυκνότητα ψευδοσωματιδιακών καταστάσεων όπως προκύπτει από τη θεωρία BCS συναρτῆσει μίας 'δραστηκής' ενέργειας διέγερσης  $E'$  (σχέση 2.34), μετατοπισμένη σε σχέση με την πραγματική κυρίως λόγω των φαινομένων σύζευξης των νουκλεονίων.

Στην περιοχή ενεργειών με  $E' \geq E_{cr}$  ο πυρήνας βρίσκεται στη ρευστή κατάσταση του, όπου οι συζεύξεις μεταξύ των νουκλεονίων εξαφανίζονται και η πυκνότητα καταστάσεων συναρτῆσει της ενέργειας ακολουθεί τον απλό φορμαλισμό του FGM με ενεργειακή εξάρτηση που εμφανίζει και εδώ μία μετατόπιση σε σχέση με την πραγματική (σχέση 2.36).

Ο τύπος υπολογισμού της πυκνότητας μονοσωματιδιακών καταστάσεων  $\rho_{sp}(E')$  είναι κοινός και για τις δύο περιοχές:

$$\rho_{sp}(E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}}, \quad (2.31)$$

όμως τα διάφορα θερμοδυναμικά μεγέθη μεταβάλλονται με την ενέργεια με διαφορετικό τρόπο αναλόγως με την περιοχή και υπολογίζονται από τους τύπους 2.43-2.46 και 2.39- 2.42 για την υπερρευστή και τη ρευστή φάση αντίστοιχα.

Η αντιστοίχιση της θερμοκρασίας με την ενέργεια διέγερσης του πυρήνα στα πλαίσια του GSM γίνεται μέσω των σχέσεων

$$\phi = \sqrt{1 - \frac{E'}{E_{cr}}} \quad (2.32)$$

$$\phi = \tanh\left(\frac{t_{cr}}{t} \phi\right) \quad (2.33)$$

Η επίδραση των φαινομένων σύζευξης των νουκλεονίων (pairing correlations) στον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων των πυρήνων είναι μεγάλη. Στα πλαίσια του GSM η σύζευξη εκφράζεται μέσω της εισαγωγής μίας συνάρτησης συσχετισμού για την αλληλεπίδραση λόγω σύζευξης των νουκλεονίων (*pairing correlation function*),  $\Delta_0$ , της οποίας η τιμή έχει επικρατήσει να δίνεται από τον τύπο  $\Delta_0 = 12A^{-1/2}$  [31] (παρόλο που υπάρχουν και θεωρητικά μοντέλα που προβλέπουν άλλες σχέσεις, βλ. [32]). Διαδραματίζει πολύ σημαντικό ρόλο στους υπολογισμούς της πυκνότητας καταστάσεων στα πλαίσια του GSM καθώς υπεισέρχεται στον υπολογισμό της 'δραστικής' ενέργειας διέγερσης στην υπερρευστή και στη ρευστή κατάσταση του πυρήνα, με διαφορετική 'μορφή' στην κάθε μία, καθώς επίσης και στον υπολογισμό της κρίσιμης θερμοκρασίας  $t_{cr}$ :

- Για  $E' < E_{cr}$ , δηλαδή στην υπερρευστή κατάσταση η δραστική ενέργεια διέγερσης δίνεται από τον τύπο

$$E' = E + n\Delta_0 + \delta_{shift} \quad (2.34)$$

όπου  $E$  η πραγματική ενέργεια διέγερσης και  $n = 0, 1, 2$  για άρτιους - άρτιους, περιττούς - άρτιους ή περιττούς - περιττούς αντίστοιχα. Μετά από συστηματικές μελέτες της πυκνότητας καταστάσεων πυρήνων, για σταθερή ενέργεια διέγερσης, διαπιστώθηκε ότι αυτή παρουσιάζει αισθητή διαφορά για άρτιους και περιττούς πυρήνες και ότι υπεύθυνη για αυτό είναι η συζεύξη νουκλεονίων σε στάθμες που είναι συμπληρωμένες από ζεύγος. Για αυτό και η βασική κατάσταση των άρτιων πυρήνων έχει τη χαμηλότερη δυνατή ενέργεια ( $n = 0$ ). Ο όρος  $\delta_{shift}$  προστέθηκε στη φαινομενολογική μορφή του μοντέλου σαν όρος διόρθωσης ελλείψεων που παρουσιάζονται κατά την εφαρμογή μιας γενικής παραμετροποίησης των φαινομένων σύζευξης και των φαινομένων συλλογικών κινήσεων σε κάθε πυρήνα ξεχωριστά.

- Για  $E' \geq E_{cr}$  εφαρμόζεται ο φορμαλισμός FGM. Η βασική στάθμη όμως είναι σε θερμοκρασίες κοντά στο 0, και έτσι οι συζεύξεις των νουκλεονίων είναι ισχυρές με αποτέλεσμα να εμφανίζει μειωμένη ενέργεια σε σχέση με αυτή που προβλέπει το πρότυπο

των μη αλληλεπιδρώντων σωματιδίων του Fermi. Αυτή η μετατόπιση της βασικής στάθμης ονομάζεται **ενέργεια συμπίκνωσης** (condensation energy) και συνδέεται με τη συνάρτηση  $\Delta_0$  μέσω της σχέσης

$$E_{cond} = \frac{3}{2\pi} \alpha_{cr} \Delta_0^2 \quad (2.35)$$

όπου  $\alpha_{cr}$  η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων στην κρίσιμη ενέργεια αλλαγής φάσης του πυρήνα. Η δραστική ενέργεια  $E'$  σε αυτή την ρευστή περιοχή δίνεται με μετατόπιση της πραγματικής ενέργειας κατά  $E_{cond}$ :

$$E' = E + E_{cond} \quad (2.36)$$

- Η κρίσιμη θερμοκρασία  $t_{cr}$  είναι ανάλογη της  $\Delta_0$  σύμφωνα με τον τύπο

$$t_{cr} = 0.567\Delta_0 \quad (2.37)$$

Η **επίδραση της δομής των πυρηνικών φλοιών** αποδίδεται στους υπολογισμούς του GSM μέσω μίας παραμέτρου,  $\delta\epsilon_0$ , που ονομάζεται **διόρθωση φλοιών** (shell correction) και ισούται με τη διαφορά της πειραματικής τιμής της μάζας ενός πυρήνα και της θεωρητικής τιμής της μάζας όπως προβλέπεται από το μοντέλο της υγρής σταγόνας. Αυτή η παράμετρος υπεισέρχεται στον υπολογισμό της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων  $\alpha$  και της προκαλεί ενεργειακή εξάρτηση (σε αντίθεση με τα πρότυπα που προαναφέρθησαν) όπως φαίνεται στον τύπο 2.38:

$$\alpha = \tilde{\alpha} \left[ 1 + \frac{\delta\epsilon_0}{E' - E_{cond}} f(E' - E_{cond}) \right] \quad (2.38)$$

όπου  $\tilde{\alpha}$  η ασυμπτωτική τιμή της παραμέτρου  $\alpha$  σε πολύ υψηλές ενέργειες που προσδιορίζεται από συστηματική ή από πειραματικά δεδομένα [23]. Η συνάρτηση  $f(x) = 1 - e^{-\gamma x}$  έχει εισαχθεί για να εξασφαλίσει μία σταθερή τιμή για την παράμετρο  $\alpha$  σε πολύ υψηλές ενέργειες όπου τα φαινόμενα των φλοιών δεν επηρεάζουν την πυκνότητα των καταστάσεων. Η παράμετρος  $\gamma$  ονομάζεται ' παράμετρος εξασθένισης ' (damping parameter) και προκύπτει, από θεωρητικούς υπολογισμούς αλλά και συστηματική μελέτη πειραματικών δεδομένων, ίση με  $\gamma = 0.40A^{-1/3} MeV^{-1}$ .

Τα θερμοδυναμικά μεγέθη που υπεισέρχονται στον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων μεταβάλλονται, όπως προαναφέρθηκε, διαφορετικά στην κάθε φάση του πυρήνα:

- $E' \geq E_{cr}$ :

$$E' = \alpha t^2 + E_{cond} \quad (2.39)$$

$$S = 2\alpha t \quad (2.40)$$

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \alpha^2 \langle m^2 \rangle t \quad (2.41)$$

$$D = \frac{144}{\pi} \alpha^3 t^5 \quad (2.42)$$

όπου  $\langle m^2 \rangle$  το μέσο τετράγωνο της προβολής της στροφορμής των μονοσωματιδιακών καταστάσεων κοντά στην ενέργεια Fermi και δίνεται από τον τύπο  $\langle m^2 \rangle = (0.24 \pm 0.01)A^{1/3}$ . Στις εξισώσεις αυτές το  $\alpha$  μεταβάλλεται συναρτήσει της ενέργειας σύμφωνα με τον τύπο 2.38.

- $E' < E_{cr}$ :

$$E' = E_{cr}(1 - \phi^2) \quad (2.43)$$

$$S = S_{cr} \frac{t_{cr}}{t} (1 - \phi^2) \quad (2.44)$$

$$\sigma^2 = \sigma_{cr}^2 (1 - \phi^2) \quad (2.45)$$

$$D = D_{cr}(1 - \phi^2)(1 + \phi^2)^2 \quad (2.46)$$

όπου οι ποσότητες που αναφέρονται στην κρίσιμη θερμοκρασία υπολογίζονται από τους τύπους 2.39- 2.42 θέτοντας  $t = t_{cr}$  (σχέση 2.37) και  $\alpha = \alpha_{cr}$  (που προκύπτει από τη σχέση 2.38). Η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων στη φάση του υπερρευστού είναι σταθερή και ίση με την  $\alpha_{cr}$ .

Τα φαινόμενα **συλλογικής κίνησης των νουκλεονίων** που προκαλούν αύξηση της πυκνότητας καταστάσεων, ενσωματώνονται στον υπολογισμό της  $\rho(E)$  αναλυτικά και έτσι αυτή δίνεται από το γινόμενο τριών παραγόντων :

$$\rho(E) = \rho_{sp}(E') k_{\pi\rho}(E') k_{\delta\sigma\nu}(E') \quad (2.47)$$

όπου

- $\rho_{sp}(E')$  η πυκνότητα μονοσωματιδιακών καταστάσεων 2.31 όπως προκύπτει από το πρότυπο που ακολουθείται σε κάθε περιοχή.
- $k_{\pi\rho}$  ο παράγοντας προσαύξησης της πυκνότητας καταστάσεων σε μία συγκεκριμένη ενέργεια λόγω της **περιστροφικής συλλογικής κίνησης των νουκλεονίων**. Ισούται με το γινόμενο  $J_{\perp} t g(E)$ , όπου (1)  $J_{\perp}$  η κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα περιστροφής του πυρήνα, (2)  $t$  η θερμοκρασία του πυρήνα και (3)  $g(E)$  μία εμπειρική συνάρτηση που εκφράζει τη σταδιακή εξαφάνιση των φαινομένων περιστροφής σε πολύ υψηλές ενέργειες του πυρήνα (βλ. [33] για υπολογισμό της συνάρτησης αυτής).
- $k_{\delta\sigma\nu}$  ο παράγοντας προσαύξησης της πυκνότητας καταστάσεων του πυρήνα λόγω της **δονητικής συλλογικής κίνησης των νουκλεονίων**. Ισούται με  $\exp(\delta S - \frac{\delta E}{t})$ , όπου  $\delta S$  και  $\delta E$  οι αλλαγές στην εντροπία και την ενέργεια του πυρηνικού συστήματος λόγω των δονητικών διεγέρσεων. Οι αλλαγές αυτές υπολογίζονται θεωρώντας αέριο Bose ([30, 23]).

Όπως και στα προηγούμενα πρότυπα η κατανομή στα  $J$  δίνεται από την κανονική κατανομή, δηλαδή από τον τύπο

$$f(J) \approx \frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right) \quad (2.48)$$

όπου  $\sigma^2$  η ' παράμετρος αποκοπής των στροφορμών ' (spin cut-off parameter) η οποία στο GSM μεταβάλλεται με την ενέργεια, διαφορετικά για τις δύο ενεργειακές περιοχές (2.41, 2.45).

Για **παραμορφωμένους και αξονικά συμμετρικούς πυρήνες** η  $\rho(E, J)$  προκύπτει από τις 2.47, 2.31, 2.48 ίση με

$$\rho(E, J) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\parallel}} \sqrt{D}} \frac{e^S}{2} \frac{(2J+1)}{2} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2}\right) k_{\pi\rho}(E') k_{\delta\sigma\nu}(E') \quad (2.49)$$

όπου οι παράμετροι αποκοπής των στροφορμών  $\sigma_{\parallel}$  και  $\sigma_{\perp}$  συνδέονται με την παράλληλη και κάθετη συνιστώσα της ροπής αδράνειας ως προς τον άξονα περιστροφής του πυρήνα αντίστοιχα μέσω των σχέσεων:

$$\sigma_{\parallel}^2 = J_{\parallel} t \quad (2.50)$$

$$\sigma_{\perp}^2 = J_{\perp} t \quad (2.51)$$

Οι συνιστώσες αυτές της ροπής αδράνειας δίνονται από τους τύπους:

- Για  $E' \geq E_{cr}$ , όπου τα φαινόμενα σύζευξης νουκλεονίων εξασθενούν σημαντικά:

$$J_{\parallel} \approx \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle (1 - \frac{2}{3}\epsilon) \quad (2.52)$$

$$J_{\perp} \approx \frac{2}{5} m_0 r_0^2 A^{5/3} (1 + 1/3\epsilon) \quad (2.53)$$

όπου  $\epsilon$  η παράμετρος παραμόρφωσης του πυρήνα.

- Για  $E' < E_{cr}$ , δηλαδή στην υπερρευστή φάση του πυρήνα εξαρτώνται από την ενέργεια διέγερσης σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$J_{\parallel} = J_{\parallel}^{cr} \frac{t_{cr}}{t} (1 - \phi^2) \quad (2.54)$$

$$J_{\perp} = J_{\perp}^{g.s.} + (J_{\perp}^{cr} - J_{\perp}^{g.s.}) \frac{t_{cr}}{t} (1 - \phi^2) \quad (2.55)$$

όπου  $J_{\perp}^{g.s.}$  η κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα συμμετρίας κατά την περιστροφή του πυρήνα στη βασική του κατάσταση. Εάν δεν υπάρχει πειραματικό δεδομένο μπορεί να εκτιμηθεί σύμφωνα με εμπειρική εκτίμηση από τη σχέση  $J_{\perp}^{g.s.} = J_{\perp}^{cr}/3$ . Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις 2.54 και 2.55 θεωρείται ότι σε αυτή την κατάσταση περιστρέφεται μόνο γύρω από άξονα κάθετο στον άξονα συμμετρίας του.



## Κεφάλαιο 3

# ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ $^{197}\text{Au}(n, 2n)$ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ STAPRE-F

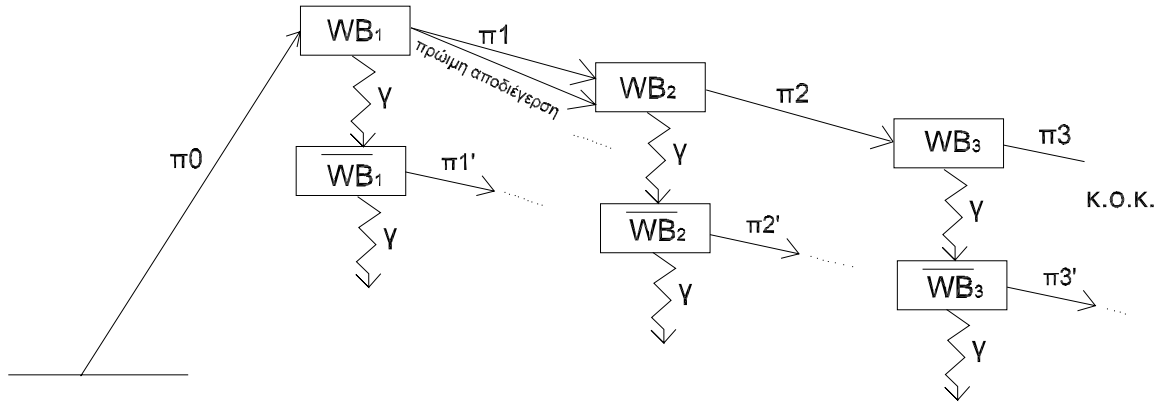
### 3.1 Χαρακτηριστικά του κώδικα STAPRE-F

Ο κώδικας STAPRE-F [7] σχεδιάστηκε από τον V. M. Maslov και είναι βασισμένος στον παλιότερο κώδικα του 1976 του M. Uhl, STAPRE [6]. Ο κώδικας STAPRE υπολογίζει ενεργειακά ολοκληρωμένες ενεργές διατομές (και διάφορες άλλες σχετικές ποσότητες) αντιδράσεων που έχουν προκληθεί από σωματίδια και συνοδεύονται από εκπομπή σωματιδίων ( $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ ,  $d$ ) αλλά και ακτίνων  $\gamma$  με βάση την παραδοχή της διαδοχικής 'εξάτμισης' (evaporation) του σύνθετου πυρήνα, όπως αυτή υλοποιείται στον φορμαλισμό Hauser-Feshbach (βλ. κεφ. 2). Στον κώδικα STAPRE-F έχουν προστεθεί τα εξής στοιχεία σε σχέση με τον αρχικό κώδικα:

1. Το κανάλι της σχάσης ως πιθανό κανάλι εξόδου της αντίδρασης.
2. Ο υπολογισμός της πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές των πυρήνων γίνεται με βάση το Πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού (Generalized Superfluid Model-GSM) (βλ. ενότητα 2.2.4) σε αντίθεση με Πρότυπο του Αερίου των Φερμιονίων (Fermi Gas Model-FGM) που χρησιμοποιείται στο STAPRE.
3. Στη συνολική πυκνότητα καταστάσεων προστίθενται και η πυκνότητα εσωτερικών καταστάσεων με βάση το πρότυπο του αερίου του Boltzmann και καταστάσεις λόγω ψευδοσωματιδιακών διεγέρσεων (quasiparticle effects) στην κατάσταση ισορροπίας, καθώς και παραμορφώσεων λόγω του διπλού δυναμικού (saddle deformations) για την περιοχή των ακτινίδων.

Οι θεωρητικοί υπολογισμοί εκτελούνται ως εξής (βλ. σχήμα 3.1):

Εαν  $i$  είναι ο σύνθετος πυρήνας που έχει προέλθει από την εκπομπή του  $\pi_{i-1}$  σωματιδίου από τον  $i-1$  σύνθετο πυρήνα, η αρχική πυκνότητα καταστάσεων του εξαρτάται από την ενέργεια,



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του τρόπου θεωρητικών υπολογισμών των πυκνοτήτων καταστάσεων στον κώδικα STAPRE μέσω διαδοχικής αποδιέγερσης των σύνθετων πυρήνων λαμβάνοντας υπ' όψιν ως δυνατά κανάλια εξόδου μόνο την εκπομπή νετρονίου και την εκπομπή ακτινοβολίας  $\gamma$ .

την στροφορμή  $I$  και την ομοτιμία  $\pi$  και είναι  $WB_i(E, I, \pi)$ . Δηλαδή το αρχικό πλήθος καταστάσεων με ενέργειες σε ένα διάστημα  $\Delta E$  γύρω από μία τιμή  $E$ , με στροφορμή  $I$  και ομοτιμία  $\pi$  είναι  $WB_i(E, I, \pi)\Delta E$ . Στη συνέχεια υπάρχουν δύο πιθανοί τρόποι αποδιέγερσης:

1. Αποδιέγερση  $\gamma$  προς τις κατώτερες ενεργειακά στάθμες του  $i$  πυρήνα, δημιουργώντας πυκνότητα καταστάσεων  $\overline{WB}_i(E, I, \pi)$  (στο εζής οι πυκνότητες καταστάσεων που συμβολίζονται με  $\overline{WB}$  θα έχουν προέλθει από αποδιέγερση  $\gamma$  του ίδιου του πυρήνα). Το πλήθος καταστάσεων  $WB_i^n(E', I', \pi')\delta E'$  που προκύπτει για τον πυρήνα  $i$  στην ενέργεια  $E'$  μετά από  $n$  διαδοχικές αποδιεγέρσεις  $\gamma$  υπολογίζεται από την αναδρομική σχέση:

$$WB_i^n(E', I', \pi')\delta E' = \sum_{I\pi} \int_{E'}^{E_{max}} dE WB_i^{n-1}(E, I, \pi) \frac{\Gamma_\gamma(E, I, \pi; E', I', \pi')}{\Gamma_i(E, I, \pi)} \rho_\gamma(E', I', \pi') \Delta E' \quad (3.1)$$

όπου  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_i}$  ο λόγος της εκπομπής της ακτίνας  $\gamma$   $\pi_i$  προς το συνολικό πλάτος αποδιέγερσης ( 'λόγος διακλάδωσης - branching ratio ' ) και  $\rho_\gamma$  η πυκνότητα καταστάσεων του πυρήνα  $i$  στην ενέργεια  $E'$ . Για αποδιεγέρσεις  $\gamma$  μεταξύ των σταθμών στο διακριτό του πυρήνα χρησιμοποιούνται οι πειραματικοί λόγοι διακλάδωσης που εισάγονται από τον χρήστη. Το πλήθος  $\overline{WB}_i(E', I', \pi')$  που προκύπτει από όλες τις πιθανές αποδιεγέρσεις  $\gamma$  δίνεται από τον τύπο 3.2:

$$\overline{WB}_i(E', I', \pi')\delta E' = \sum_{n=0}^{\infty} WB_i^n(E', I', \pi')\delta E' \quad (3.2)$$

2. Αποδιέγερση μέσω εκπομπής σωματιδίου στον πυρήνα  $i+1$ , δημιουργώντας πυκνότητα καταστάσεων  $WB_{i+1}(E, I, \pi)$ . Έχουμε:

$$WB_{i+1}(E', I', \pi')\delta E' = \sum_{I\pi} \int_{E'+Q_{\pi_i}}^{E_{max}} dE WB_i(E, I, \pi) \frac{\Gamma_{\pi_i}(E, I, \pi; E', I', \pi')}{\Gamma_i(E, I, \pi)} \rho_{\pi_i}(E', I', \pi') \Delta E' \quad (3.3)$$

όπου  $\frac{\Gamma_{\pi_i}}{\Gamma_i}$  ο λόγος διακλάδωσης ( ' branching ratio ') για την εκπομπή του σωματιδίου  $\pi_i$  και  $\rho_{\pi_i}$  η πυκνότητα καταστάσεων του πυρήνα  $i+1$  στην ενέργεια  $E'$ .

Στη συνέχεια στις πυκνότητες καταστάσεων  $\overline{WB}_i(E', I', \pi')$  και  $WB_{i+1}(E', I', \pi')$  εφαρμόζεται με τον ίδιο τρόπο ο φορμαλισμός της εξάτμισης, ενώ σε κάθε βήμα ικανοποιείται η αρχή διατήρησης της στροφορμής και της ομοτιμίας.

Από την τιμή  $\overline{WB}_i(E', I', \pi')$  υπολογίζεται η ενεργός διατομή μίας αντίδρασης, η εποίκηση ισομερών σταθμών και άλλα σχετικά μεγέθη για τον πυρήνα  $i$ .

Ο κώδικας μπορεί να συμπεριλάβει στους υπολογισμούς μέχρι και 6 διαδοχικά εκπεμπόμενα σωματίδια, ενώ ο αριθμός των ακτίνων  $\gamma$  που θα εκπεμφθούν εξαρτάται από το ενεργειακό πλέγμα που χρησιμοποιείται για τον χωρισμό του συνεχούς (και επιλέγεται από τον χρήστη).

Για όλους τους πυρήνες που συμμετέχουν στην διαδοχική αποδιέγερση του αρχικού σύνθετου πυρήνα, με το STAPRE μπορούν να υπολογιστούν οι ακόλουθες ποσότητες:

1. Η ενεργός διατομή ενεργοποίησης μέσω μίας αντίδρασης.
2. Η εποίκηση των ισομερών σταθμών.
3. Η ενεργός διατομή παραγωγής ακτίνων  $\gamma$  από χαμηλοενεργειακές διεγερμένες στάθμες.
4. Το ενεργειακό φάσμα όλων των εκπεμπόμενων σωματιδίων.
5. Το ενεργειακό φάσμα των εκπεμπόμενων ακτίνων  $\gamma$ .

Για να γίνει ο θεωρητικός υπολογισμός της ενεργού διατομής μίας αντίδρασης με χρήση του στατιστικού προτύπου Hauser-Feshbach χρειάζονται συμπληρωματικά, όπως έχει προαναφερθεί (βλ. κεφ. 2):

1. Κατάλληλο πρότυπο οπτικού δυναμικού για την αλληλεπίδραση σωματιδίων-πυρήνα και κατάλληλες παραμέτρους για αυτό για την κάθε περίπτωση αντίδρασης οι οποίες προκύπτουν από προσαρμογή σε πειραματικά δεδομένα (βλ. [23]). Από αυτό θα υπολογιστούν οι σωματιδιακοί συντελεστές διέλευσης τόσο για το κανάλι εισόδου όσο και για όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου (βλ. εξ. 2.22). Στον κώδικα STAPRE-F (όπως και στον παλιότερο STAPRE) ο χρήστης παρέχει τους συντελεστές διέλευσης σε αρχείο εισόδου σε συνάρτηση μόνο της ενέργειας και της στροφορμής της σχετικής κίνησης.
2. Κατάλληλο πρότυπο για τον υπολογισμό των συντελεστών διέλευσης για τα κανάλια αποδιέγερσης μέσω ακτίνων  $\gamma$ . Αυτοί συνδέονται με τις ' συναρτήσεις ισχύος '  $f$  (strength functions) των ακτίνων  $\gamma$  με αναλογική σχέση: Έστω μία ενεργειακή αποδιέγερση από μία κατάσταση ενέργειας  $E$  σε μία κατάσταση ενέργειας  $E'$  με εκπομπή ακτινοβολίας  $\gamma$  πολυπολικού τύπου XL. Θεωρώντας ότι οι συναρτήσεις ισχύος  $f$  εξαρτώνται μόνο από τον τύπο του πολυπόλου και την ενέργεια της ακτίνας  $\gamma$  οι συντελεστές διέλευσης δίνονται από τον τύπο:  $T_{\gamma XL}(\epsilon_\gamma) = 2\pi\epsilon_\gamma^{2L+1} f_{\gamma XL}(\epsilon_\gamma)$ , όπου  $\epsilon_\gamma = E - E'$ . Ο υπολογισμός των συναρτήσεων ισχύος στο STAPRE, για ακτινοβολίες  $\gamma$  όλων των τύπων εκτός της  $E1$ ,

γίνεται στα πλαίσια του προτύπου του Weisskopf που βασίζεται στην απλή *μονοσωματιδιακή εκτίμηση* και τις θεωρεί ανεξάρτητες της ενέργειας. Όλες οι συναρτήσεις ισχύος κανονικοποιούνται ως προς την συνάρτηση ισχύος  $E1$ . Η τελευταία υπολογίζεται με μεγαλύτερη λεπτομέρεια, με βάση την υπόθεση Brink-Axel ([34, 35]) και κανονικοποιείται για να αναπαράξει το πειραματικό μέσο συνολικό πλάτος ακτινοβολίας ' average total radiation width ' στην ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου στον πυρήνα ([6]).

3. Κατάλληλο πρότυπο για την πρώιμη αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα. Αυτή λαμβάνεται υπ' όψιν μόνο για το πρώτο βήμα εξάτμισης του σύνθετου πυρήνα, δηλαδή για το βήμα που οδηγεί στον σύνθετο πυρήνα με  $i = 2$ , και άρα στην πυκνότητα καταστάσεων  $WB_2(E, I, \pi)$ , οι υπολογισμοί γίνονται με χρήση του προτύπου των εξιτονίων του Griffin (2.1.2) και η συνεισφορά από την πρώιμη αποδιέγερση προστίθεται στην ενεργό διατομή από τους υπολογισμούς Hauser-Feshbach :

$$WB_2(E, I, \pi)\Delta E = (q^{pre} \frac{\theta\sigma_{\pi 0\pi 1}^{HF}(E, I, \pi)}{\theta E} + \frac{\theta\sigma_{\pi 0\pi 1}^{pre}}{\theta E} \frac{\frac{\theta\sigma_{\pi 0\pi 1}^{HF}(E, I, \pi)}{\theta E}}{\sum_{I'\pi'} \frac{\theta\sigma_{\pi 0\pi 1}^{HF}(E, I, \pi)}{\theta E}})\Delta E \quad (3.4)$$

όπου  $q^{pre}$  είναι το ποσοστό του αρχικού πληθυσμού που έχει απομείνει από την πρώιμη αποδιέγερση του πυρήνα και δίνεται από τον τύπο 3.5:

$$q^{pre} = 1 - \sum_{k=0}^k \sum_n b^k(n) \frac{\lambda^e(n)}{\lambda(n)} \quad (3.5)$$

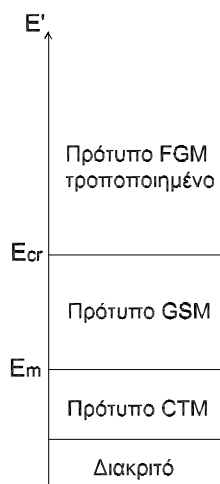
όπου  $b^k(n)$  οι πιθανότητες κατάληψης της κατάστασης με  $n$  εξιτόνια μετά από  $k$  εσωτερικές μεταβάσεις και υπολογίζονται από την επίλυση της αναδρομικής σχέσεως 3.6. Ο ρυθμός αποδιέγερσης  $\lambda(n) = \lambda_-(n) + \lambda_0(n) + \lambda_+(n) + \lambda^e(n)$  περιλαμβάνει όλους τους ανταγωνιστικούς μηχανισμούς αποδιέγερσης, μέσω εσωτερικών μεταβάσεων με μεταβολή του αριθμού των εξιτονίων κατά  $-2$ ,  $0$  και  $+2$  αντίστοιχα και μέσω εκπομπής σωματιδίου ( $\lambda^e(n)$ ) που υπολογίζεται με χρήση της υπόθεσης της λεπτομερούς ισορροπίας (βλ. [6]).

$$b^{k+1}(n) = b^k(n+2) \frac{\lambda_-(n+2)}{\lambda(n+2)} + b^k(n) \frac{\lambda_0(n)}{\lambda(n)} + b^k(n-2) \frac{\lambda_+(n)}{\lambda(n)} \quad (3.6)$$

Το πρότυπο των εξιτονίων που χρησιμοποιεί ο κώδικας δεν λαμβάνει υπ' όψιν σπιν και ομοτιμία και έτσι το ποσοστό της συνολικής τροφοδοσίας του πυρήνα με  $i = 2$  που οφείλεται στην πρώιμη αποδιέγερση μοιράζεται στις στάθμες του πυρήνα με τον ίδιο τρόπο που μοιράστηκε και το ποσοστό λόγω αποδιέγερσης μέσω του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα. Αυτή η προσέγγιση θεωρείται φτωχή και θα αποτελούσε πρόβλημα σε αντιδράσεις με κυρίαρχη τη συνεισφορά της πρώιμης αποδιέγερσης.

4. Κατάλληλο πρότυπο για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων για κάθε πυρήνα. 2.2. Στην περιοχή του διακριτού η πυκνότητα καταστάσεων  $\rho$  δίνεται από τον τύπο 2.23. Ο χρήστης προμηθεύει τον κώδικα με τις ενέργειες  $E_i$ , τα σπιν  $I_i$  και τις τιμές της ομοτιμίας  $\pi_i$  όλων των σταθμών του διακριτού. Αμέσως μετά την τελευταία στάθμη του διακριτού ξεκινά η περιοχή του συνεχούς την οποία ο κώδικας χωρίζει σε ενεργειακά τμήματα μεταβλητού πλάτους  $DU$  το οποίο καθορίζεται από τον χρήστη και για κάθε τμήμα του συνεχούς υπολογίζεται μία ' μέση ενέργεια ' στην οποία αναφέρονται οι υπολογισμοί. Στα πλαίσια του STAPRE-F δε γίνεται κάποια εξομάλυνση κατά τη μετάβαση

από το διακριτό στο συνεχές. Το συνεχές του κάθε πυρήνα χωρίζεται σε τρεις περιοχές όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2, αναλόγως με τη δραστική ενέργεια διέγερσης του πυρήνα.



Σχήμα 3.2: Ο χωρισμός της πυκνότητας καταστάσεων του κάθε σύνθετου πυρήνα σε ενεργειακές περιοχές στα πλαίσια του κώδικα STAPRE. Το συνεχές ξεκινά αμέσως μετά την τελευταία στάθμη του διακριτού που έχει εισαχθεί από τον χρήστη.

Στην περιοχή που ξεκινά αμέσως μετά το πέρας του διακριτού μέχρι και την ενέργεια  $E_m$  που ονομάζεται 'ενέργεια σύνδεσης' (matching energy) η πυκνότητα καταστάσεων υπολογίζεται με βάση το Πρότυπο Σταθερής Θερμοκρασίας, CTM (2.2.2). Στην περιοχή με δραστική ενέργεια  $E_m < E' < E_{cr}$  εφαρμόζεται το Πρότυπο του Γενικευμένου Υπερρευστού - GSM (2.2.4) ενώ στην περιοχή με  $E' \geq E_{cr}$  ο πυρήνας βρίσκεται στη ρευστή μορφή του και χρησιμοποιείται ο φορμαλισμός του αερίου του Fermi όπως αυτός εφαρμόζεται στα πλαίσια του GSM.

Οι υπολογισμοί της πυκνότητας καταστάσεων γίνονται στις υπορουτίνες ZSTDE και DICHTY.

Ακολουθεί ένα σχεδιάγραμμα των υπολογισμών που εκτελεί η υπορουτίνα ZSTDE για κάθε ενέργεια διέγερσης (δηλαδή ενεργειακό τμήμα του συνεχούς) του πυρήνα.

- Δέχεται ως παραμέτρους εισόδου από τον χρήστη τον μαζικό αριθμό  $A$ , την ασυμπτωτική τιμή της παραμέτρου  $\alpha$ ,  $\tilde{\alpha}$ , τον όρο διόρθωσης  $\delta_{shift}$ , την παράμετρο διόρθωσης φλοιών  $\delta_{e0}$  την παράμετρο παραμόρφωσης  $\epsilon$  και την ενέργεια σύνδεσης  $E_m$ .
- Υπολογίζει την κρίσιμη θερμοκρασία  $t_{cr}$  με βάση τη σχέση 2.37.
- Λύνει αριθμητικά την εξίσωση 2.38 θέτοντας  $\alpha = \alpha_{cr}$  και βρίσκει μία τιμή για το  $\alpha_{cr}$ . Σταματά τους υπολογισμούς όταν ισχύει  $\frac{|\alpha_{cr} - AK1|}{\alpha_{cr}} < 0.0001$ . Η τιμή  $AK1$  είναι ίση με  $\tilde{\alpha} + \delta_{e0}$ .
- Υπολογίζει την ενέργεια συμπίκνωσης  $E_{cond}$  από τη σχέση 2.35.

- Υπολογίζει την παράλληλη και κάθετη προβολή της ροπής αδράνειας ως προς τον άξονα περιστροφής του πυρήνα, για  $E' > E_{cr}$  που δίνονται από τις σχέσεις 2.52, 2.53.
- Υπολογίζει τα θερμοδυναμικά μεγέθη στην κρίσιμη θερμοκρασία.
- Αναλόγως με την περιοχή στην οποία βρίσκεται η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα εφαρμόζει τον αντίστοιχο φορμαλισμό για τον υπολογισμό της ενέργειας, της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων, των θερμοδυναμικών μεγεθών και των συνιστωσών της ροπής αδράνειας του πυρήνα, με χρήση των εξισώσεων της 2.2.4.
- Υπολογίζει τον παράγοντα  $k_{\delta_{ov}}$  λόγω της δονητικής κίνησης του πυρήνα.
- Επιστρέφει τις τιμές: Αριθμός ενεργειακού τμήματος του συνεχούς (ΚΛ), την πραγματική ενέργεια διέγερσης (UM), τη δραστική ενέργεια διέγερσης (UX), την  $\tilde{\alpha}$  (AP), την τιμή της παραμέτρου  $\alpha$  στο συγκεκριμένο ενεργειακό τμήμα (APU), την  $\alpha_{cr}$  (AK), την πυκνότητα καταστάσεων  $\rho_{sp}(E')k_{\delta_{ov}}(E')$  (ZST), το  $\frac{1}{2\sigma_{\parallel}^2}$  (SIGK) και το  $\frac{1}{2\sigma_{\perp}^2}$  (SIGR).

Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλες τις ενέργειες από την υπορουτίνα ZST-DE. Η υπορουτίνα DIGHTY καλεί την ZSTDE και ολοκληρώνει τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων με τον υπολογισμό της  $f(J)$  και της  $k_{\pi\epsilon\rho}$  για κάθε ενέργεια διέγερσης.

Ο υπολογισμός της  $f(J)$  γίνεται για όλες τις επιτρεπτές τιμές του J, αναλόγως με τη συμμετρία του πυρήνα. Για σφαιρικούς και αξονικά συμμετρικούς πυρήνες εφαρμόζεται ο τύπος  $f(J) = \frac{(2J+1)}{2} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2}\right)$ .

Οι τιμές των παραμέτρων στο αρχείο εισόδου του κώδικα θα αναλυθούν στη συνέχεια.

### 3.2 Περιγραφή αρχείων εισόδου του κώδικα STAPRE-F

Ο κώδικας χρειάζεται δύο αρχεία εισόδου, το βασικό αρχείο με όλες τις παραμέτρους εισόδου και ένα βοηθητικό αρχείο με τους συντελεστές διέλευσης για την αλληλεπίδραση όλων των σωματιδίων με τους πυρήνες που θα συμπεριληφθούν στους υπολογισμούς. Ακολουθεί η περιγραφή των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν.

Στη μελέτη της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  επιλέχθηκε να ληφθεί υπ' όψιν ο ανταγωνισμός ανάμεσα σε δύο μόνο πιθανά κανάλια εξόδου, την αποδιέγερση με εκπομπή νετρονίου και την αποδιέγερση με εκπομπή ακτίνας  $\gamma$  γιατί η εκπομπή μέσω φορτισμένου σωματιδίου εμποδίζεται από το φράγμα Coulomb και θεωρείται αμελητέα σε αυτή την περιοχή πυρήνων όπου το Z είναι μεγάλο. Επομένως η διαδοχική εξάτμιση του αρχικού σύνθετου πυρήνα  $^{198}\text{Au}$  περιορίζεται σε πυρήνες χρυσού, και πιο συγκεκριμένα στους  $^{197}\text{Au}$  ((n,n) κανάλι),  $^{196}\text{Au}$  ((n,2n) κανάλι),  $^{195}\text{Au}$  ((n,3n) κανάλι). Τα κανάλια αποδιέγερσης με εκπομπή περισσότερων νετρονίων δεν επηρεάζουν το (n,2n) κανάλι αφού γίνονται ενεργειακά επιτρεπτά για ενέργειες νετρονίων

μεγαλύτερες από 25 MeV. Το πλάτος των ενεργειακών τμημάτων στα οποία θα χωριστεί το συνεχές των σύνθετων πυρήνων, DU, επιλέχθηκε ίσο με 0.250 MeV.

Οι ενέργειες του νετρονίου για τις οποίες θα γίνει ο θεωρητικός υπολογισμός εισάγονται αναλυτικά στο αρχείο εισόδου και αναφέρονται στο σύστημα του εργαστηρίου. Για να μελετηθεί πλήρως η ενεργός διατομή της αντίδρασης (n,2n) που οδηγεί στον σχηματισμό της  $^{196}\text{Au}^{g+m1}$  και της  $^{196}\text{Au}^{m2}$  αλλά και ο ανταγωνισμός από τα άλλα κανάλια επιλέχθηκε μεγάλο ενεργειακό εύρος, από 2.2 MeV μέχρι 25 MeV.

Όπως προαναφέρθηκε το STAPRE-F λαμβάνει υπ' όψιν τη πρώιμη αποδιέγερση (με χρήση του προτύπου των εξιτονίων) μόνο για την αποδιέγερση του πρώτου σύνθετου πυρήνα, δηλαδή του  $^{198}\text{Au}$ . Η σταθερά FM (που καθορίζει το τετραγωνικό στοιχείο πίνακα της εσωτερικής μετάβασης - εξ. 2.14) τέθηκε ίση με 200. Η ίδια τιμή είχε χρησιμοποιηθεί και στην [36] για τον θεωρητικό υπολογισμό της  $^{191}\text{Ir}(n,2n)^{190}\text{Ir}^{m2}$  με χρήση του κώδικα STAPRE-F και αποδείχθηκε ικανοποιητική. Επιλέχθηκε αρχικός αριθμός εξιτονίων ίσος με 3, δηλαδή 2 σωματίδια και 1 οπή και συμπεριλήφθηκε στους υπολογισμούς των εσωτερικών μεταβάσεων η απαγορευτική αρχή του Pauli.

Για κάθε πυρήνα οι ενέργειες, οι στροφορμές και η ομοτιμία των σταθμών του διακριτού τους προέρχονται από τα Nuclear Data Sheets [37]. Στις στάθμες για τις οποίες δεν υπήρχαν πειραματικά δεδομένα για τη στροφορμή ή/και την ομοτιμία έγινε εκτίμηση από τις γειτονικές στάθμες και στις στάθμες όπου υπήρχαν περισσότερες τιμές στροφορμής έγινε μία επιλογή ώστε να συμπεριληφθεί ποικιλία τιμών στροφορμής στο διακριτό του κάθε πυρήνα. Για τον  $^{196}\text{Au}$  οι πρώτες 90 στάθμες συμπεριλήφθησαν στο διακριτό, μέχρι τα  $\sim 0.8$  MeV.

Οι λόγοι αποδιέγερσης (branching ratios) για την αποδιέγερση μεταξύ σταθμών του διακριτού με εκπομπή ακτίνων  $\gamma$  δεν παίζουν ρόλο στα αποτελέσματα, οπότε όλες οι στάθμες θεωρήθηκε ότι αποδιεγείρονται κατά 100% προς τη βασική στάθμη του αντίστοιχου πυρήνα εκτός από τη μετασταθή  $m2$  του  $^{196}\text{Au}$ , στην οποία ο λόγος αποδιέγερσης τέθηκε ίσος με 0, τιμή που δηλώνει στο πρόγραμμα ότι πρόκειται για μετασταθή στάθμη. Όπως προαναφέρθηκε η πρώτη μετασταθής του  $^{196}\text{Au}$  στα 84.7 keV λόγω του μικρού χρόνου ημιζωής της δεν μπορεί να διαχωριστεί πειραματικά από την  $^{196}\text{Au}^g$ , συνεπώς ο λόγος αποδιέγερσής της θεωρήθηκε ότι είναι 100% προς τη βασική στάθμη. Επίσης εισήχθησαν πειραματικές παράμετροι που προέκυψαν από ανάλυση των νετρονικών συντονισμών στον κάθε σύνθετο πυρήνα όπως οι τιμές των σπιν και της ομοτιμίας για τον συντονισμό s-κύματος (s-wave) και τα πειραματικά ' μέσα πλάτη ακτινοβολίας  $\gamma$ ' (average total radiation width - Πίνακας 3.2), με βάση τη βιβλιοθήκη παραμέτρων RIPL-2 [23]. Επίσης επιλέχθηκε το πρότυπο Weisskopf για τον υπολογισμό των συναρτήσεων διέγερσης M1, E2, M2 και E3, οι οποίες κανονικοποιούνται με βάση την E1.

Τέλος για κάθε πυρήνα είναι απαραίτητες οι παράμετροι για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων με χρήση του προτύπου GSM. Ακολουθεί σύντομη περιγραφή του τρόπου επιλογής των παραμέτρων που χρειάζονται με βάση τις εξισώσεις της ενότητας 2.2.4. Οι τιμές του τελικού αρχείου εισόδου παρατίθενται στον πίνακα 3.2.

- $\tilde{\alpha}$ : Για την εύρεση της παραμέτρου αυτής χρησιμοποιήθηκε η συστηματική που προτείνεται στην [23], σελ.102. Προέκυψε με χρήση των ημι-κλασικών σχέσεων  $\tilde{\alpha} = \alpha A + \beta A^{2/3}$  και  $\gamma = \frac{70}{A^{1/3}}$  (A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα), και χρήση της τιμής  $\delta_{e0}$  που προτείνεται

από τους Myers-Swiatecki στην εξίσωση 2.38, και προσαρμογή με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά δεδομένα της παραμέτρου  $\alpha$  στην ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου στον εκάστοτε πυρήνα. Με τον τρόπο αυτό προέκυψαν οι ακόλουθες τιμές των παραμέτρων  $\alpha, \beta, \gamma$ :

$$\alpha = 0.103 \pm 0.004, \quad \beta = -0.105 \pm 0.014, \quad \gamma_0 = 0.375 \pm 0.015 \quad (3.7)$$

Με βάση τις τιμές αυτές προέκυψαν οι τιμές  $\tilde{\alpha}$  για κάθε πυρήνα (βλ. πίνακα 3.2). Στην ίδια βιβλιοθήκη παραμέτρων περιέχεται πειραματική τιμή για το  $\tilde{\alpha}$  του πυρήνα  $^{198}\text{Au}$ , ίση με  $17.94 \pm 0.15 \text{ MeV}^{-1}$  η οποία όμως δε χρησιμοποιήθηκε γιατί θεωρήθηκε προτιμότερο να ακολουθούν όλοι οι σύνθετοι πυρήνες που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς την ίδια συστηματική συμπεριφορά ως προς την πυκνότητα καταστάσεων. Η τιμή του  $\gamma$  δεν περιλαμβάνεται στο αρχείο εισόδου του κώδικα. Για τον πυρήνα  $^{196}\text{Au}$  η τιμή της παραμέτρου αυτής προκύπτει, με βάση την ίδια συστηματική, ίση με 0.0645, και η τιμή αυτή χρησιμοποιήθηκε για όλους τους πυρήνες.

- $\Delta_0$ : Η συνάρτηση συσχετισμού λόγω σύζευξης των νουκλεονίων (βλ. 2.2.4) υπολογίστηκε με βάση τη σχέση  $\Delta_0 = 12A^{-1/2}$  για κάθε πυρήνα. Στο αρχείο εισόδου απαιτείται η ενεργειακή μετατόπιση  $n\Delta_0$  (βλ. σχέση 2.34, οπότε για τη συγκεκριμένη περίπτωση  $n = 2$  για τους σύνθετους πυρήνες  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{194}\text{Au}$  (περιττοί-περιττοί πυρήνες), και  $n = 1$  για τους σύνθετους πυρήνες  $^{197}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$  (περιττοί-άρτιοι πυρήνες).
- $\delta\epsilon_0$ : Ως τιμή της διόρθωσης φλοιών χρησιμοποιήθηκε αυτή που βασίζεται στον φορμαλισμό Myers-Swiatecki ([38]), όπως υπολογίστηκε από τον A. V. Ignatyuk και περιέχεται στη RIPL [23]. Όπως έχει προαναφερθεί οι τιμές αυτές προέρχονται από πειραματικά δεδομένα της μάζας των πυρήνων και τα σφάλματα που προβλέπονται για αυτές κυμαίνονται από 10 μέχρι 25% (για τον  $^{198}\text{Au}$  και τον  $^{195}\text{Au}$  αντίστοιχα).
- $E_m$ : Η ενέργεια αυτή υπολογίζεται στο STAPRE μέσω του τύπου  $10.72 - n\Delta_0 - 0.028A$ . Με βάση τον τύπο αυτό προέκυψαν οι τιμές που φαίνονται στον πίνακα 3.1. Με αυτές τις τιμές όμως δεν μπορούσε να λειτουργήσει σωστά ο κώδικας και, όπως διαπιστώθηκε το πρόβλημα παρουσιαζόταν στον υπολογισμό της τιμής  $\varphi$  (εξ. 2.32) στην περιοχή ενεργειών με  $E' < E_m$ , όπου γινόταν η ρίζα αρνητική με αποτέλεσμα να σταματά η εκτέλεση του προγράμματος. Επειδή η  $E_m$  είναι ελεύθερη παράμετρος υπολογίστηκε ποιά πρέπει να είναι η τιμή της ώστε, με δεδομένα τα  $\tilde{\alpha}$ ,  $\Delta_0$ ,  $\gamma$  και  $\delta\epsilon_0$ , να βγαίνει το υπόριζο  $\geq 0$ , δηλαδή  $E_m + n\Delta_0 \leq E_{cr}$ , σχέση η οποία μετά από πράξεις καταλήγει στην  $E_m \leq \alpha_{cr} t_{cr}^2 + \frac{3}{2\pi^2} \alpha_{cr} \Delta_0^2 - n \frac{12}{\sqrt{A}}$ . Με βάση αυτή τη σχέση υπολογίστηκαν οι τελικές τιμές του  $E_m$  όπως φαίνονται στον πίνακα 3.1.

Πίνακας 3.1: Αρχικές και τελικές τιμές της  $E_m$

	$^{198}\text{Au}$	$^{197}\text{Au}$	$^{196}\text{Au}$	$^{195}\text{Au}$
$E_m$ αρχικό (MeV)	3.470	4.349	3.518	4.401
$E_m$ τελικό (MeV)	2.578	3.700	3.058	4.129

- $\underline{\epsilon}$ : Η παράμετρος παραμόρφωσης του πυρήνα τέθηκε ίση με την παράμετρο τετραπολικής παραμόρφωσης (ανώτερης τάξης παραμόρφωση δε λήφθηκε υπ' όψιν) του κάθε πυρήνα και είναι αυτή που προβλέπεται από τον φορμαλισμό των Myers-Swiatecki ([38]) και



περιέχεται στη RIPL-2 ([23]). Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται στον πίνακα 3.2. Το αρνητικό πρόσημο δείχνει πυρήνες με σχήμα ελλειψοειδές εκ περιστροφής γύρω από τον μικρό άξονά τους (oblate spheroidal shape). Επίσης η μικρή τιμή της παραμόρφωσης δηλώνει ότι τα ισότοπα του χρυσού έχουν σχήμα σχεδόν σφαιρικό. Πράγματι, όπως έχει προαναφερθεί, διαφέρουν κατά 3 πρωτόνια από τον σφαιρικό Pb.

- $\delta_{shift}$ : Ο διορθωτικός αυτός παράγοντας (εξ. 2.34) τέθηκε ίσος με 0, όπως προβλέπει η προσαρμογή της συστηματικής στα πειραματικά δεδομένα (βλ. [23, σελ.101]).
- $J_{\perp}^{g.s.}$ : Η κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα συμμετρίας κατά την περιστροφή του πυρήνα στη βασική του κατάσταση προσδιορίζεται με βάση την εμπειρική σχέση  $J_{\perp}^{g.s.} \approx J_{\perp}^{cr}/3$ , με  $J_{\perp}^{cr}$  που υπολογίζεται από τον τύπο 2.52 και προκύπτει περίπου ίσο με 100 ( $MeV^{-1}$ ), άρα για όλα τα ισότοπα του χρυσού χρησιμοποιήθηκε  $J_{\perp}^{g.s.} = 33$ . Η τιμή αυτή διαπιστώθηκε ότι είναι σε συμφωνία με την τιμή που προκύπτει για την  $J_{\perp}^{g.s.}$  των γειτονικών ισωτόπων  $^{196}Pt$  και  $^{196}Hg$ , μετά από ανάλυση των ζωνών περιστροφής των θεμελιωδών σταθμών τους. Από τις ενέργειες (E) και τις στροφορμές (J) των σταθμών της κάθε ζώνης περιστροφής δημιουργείται μία γραμμική σχέση  $E = KJ(J + 1)$  (στην οποία η σταθερά αναλογίας K συνδέεται με την κάθετη ροπή αδράνειας  $J_{\perp}$  μέσω της σχέσης  $K = \frac{\hbar^2}{J_{\perp}}$ . Με αυτή την ανάλυση οι τιμές που προκύπτουν είναι  $\approx 37MeV^{-1}$  για το  $^{196}Pt$  και  $\approx 33MeV^{-1}$  για το  $^{196}Hg$ .

Πίνακας 3.2: Παράμετροι αρχείου εισόδου για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων και της αποδιέγερσης μέσω ακτινοβολίας  $\gamma$

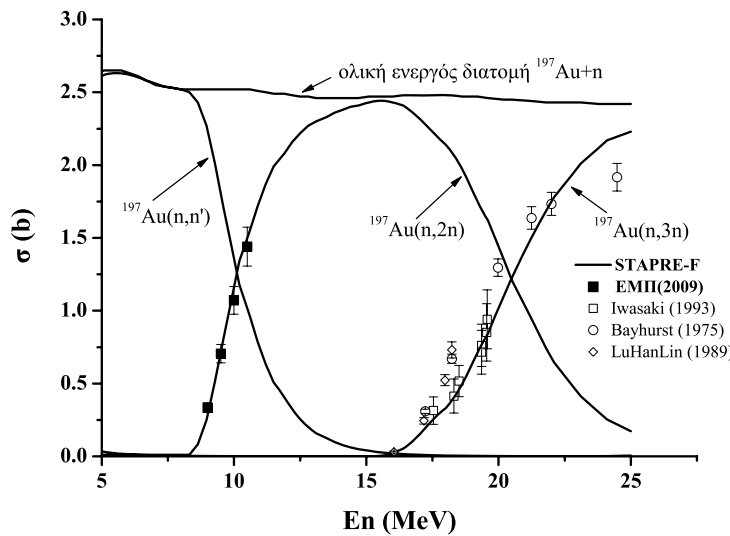
Παράμετροι	$^{198}Au$	$^{197}Au$	$^{196}Au$	$^{195}Au$	Αναφορά
$\bar{\alpha}$ ( $MeV^{-1}$ )	16.827	16.736	16.645	16.554	[23]
$n\Delta_0$	1.706	0.855	1.714	0.859	[6]
$\delta\epsilon_0(MeV)$	-4.392	-3.580	-2.931	-2.292	[23], [38]
$\epsilon$	-0.131	-0.131	-0.139	-0.139	[39]
Ενέργεια σύνδεσης νετρονίου (MeV)	6.45	8.07	6.64	8.38	[40]
Μέσο πλάτος ακτινοβολίας $\gamma$ (MeV)	128	120*	93*	70*	[23]

Στο βοηθητικό αρχείο εισόδου περιέχονται, όπως προαναφέρθηκε, οι συντελεστές διέλευσης των νετρονίων για την αλληλεπίδραση του νετρονίου με όλους τους σύνθετους πυρήνες που χρησιμοποιούνται στους υπολογισμούς. Ο υπολογισμός έγινε με χρήση του κώδικα ECIS03 ([41]) και λόγω της πολύ μικρής παραμόρφωσης των ισωτόπων του χρυσού χρησιμοποιήθηκαν οι παράμετροι οπτικού δυναμικού των Koning και Delaroche ([42]) που βασίζονται στη θεώρηση σφαιρικού οπτικού δυναμικού και έχουν γενική ισχύ σε μία ευρεία περιοχή πυρήνων. Το αρχείο εισόδου παρατίθεται στο παράρτημα και περιέχει τους συντελεστές διέλευσης για τροχιακές στροφορμές από  $l = 0$  μέχρι  $l = 11$  για ενέργειες μέχρι και 27 MeV.

\*Αυτές οι τιμές δεν συμπεριλαμβάνονταν στις παραμέτρους των s- και p- κυμάτων που προέκυψαν από πειραματική ανάλυση νετρονικών συντονισμών από τον A. V. Ignatyuk ([23]), και εκτιμήθηκαν από τις τιμές των γειτονικών πυρήνων.

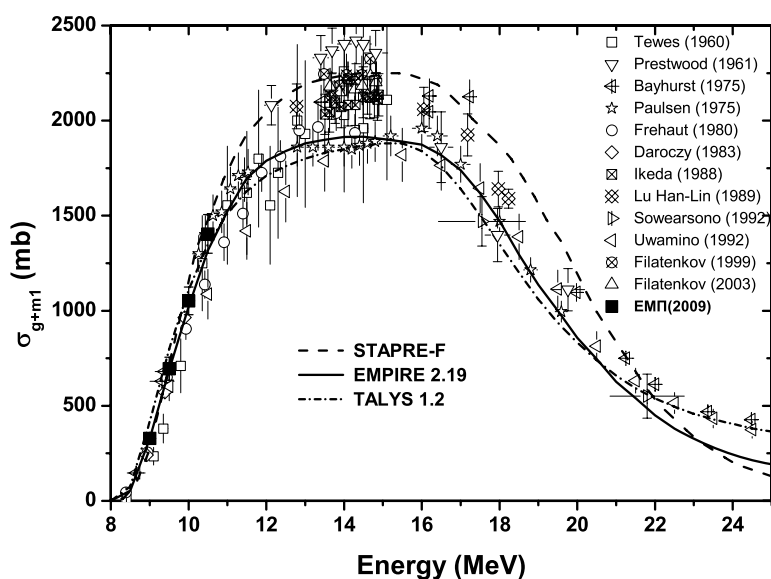
### 3.3 Αποτελέσματα θεωρητικών υπολογισμών

Στην προηγούμενη παράγραφο αναλύθηκαν οι παράμετροι εισόδου για την ανάλυση της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ . Όπως προαναφέρθηκε το πρόγραμμα STAPRE-F μπορεί να δώσει ως έξοδο την ενεργό διατομή σχηματισμού οποιουδήποτε από τους σύνθετους πυρήνες συμπεριλαμβάνονται στους υπολογισμούς, καθώς και οποιασδήποτε ισομερούς στάθμης. Αλλαγές έγιναν στον κώδικα ώστε να δίνει ως έξοδο την ολική ενεργό διατομή απορρόφησης του νετρονίου από τον πυρήνα  $^{197}\text{Au}$ , καθώς και την ενεργό διατομή των αντιδράσεων  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, n')^{197}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  και  $^{197}\text{Au}(n, 4n)^{194}\text{Au}$ . Για το  $(n, 2n)$  κανάλι ζητήθηκε επιπλέον η ενεργός διατομή σχηματισμού της  $^{196}\text{Au}^{g+m1}$  καθώς και της  $^{196}\text{Au}^{m2}$ . Τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών του STAPRE-F με βάση το παραπάνω αρχείο εισόδου περιέχονται στα σχήματα 3.3, 3.4, 3.5, μαζί με τα πειραματικά σημεία που χρησιμοποιήθηκαν για σύγκριση με τους θεωρητικούς υπολογισμούς, που βρέθηκαν στη βιβλιοθήκη πειραματικών δεδομένων EXFOR [43], καθώς και τα πειραματικά δεδομένα της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  που μετρήθηκαν από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π ([4],[5]) στα πλαίσια της ολοκληρωμένης πειραματικής και θεωρητικής μελέτης της εν λόγω αντίδρασης.



Σχήμα 3.3: Τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών του κώδικα STAPRE-F για όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου που περιέχουν νετρόνια ή  $\gamma$ . Πιο συγκεκριμένα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τα  $^{197}\text{Au}(n, n')^{197}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  καθώς και η ολική ενεργός διατομή της  $^{197}\text{Au} + n$ . Το κανάλι  $^{197}\text{Au}(n, 4n)^{194}\text{Au}$  δεν έχει ανοίξει ακόμη στις ενέργειες μέχρι 25 MeV. Για σύγκριση περιέχονται και τα πειραματικά σημεία της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  που μετρήθηκαν από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του ΕΜΠ, καθώς και δεδομένα της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  που βρέθηκαν στη βιβλιοθήκη EXFOR [43].

Στο σχήμα η 3.3 περιέχεται η ενεργός διατομή όλων των ανταγωνιστικών καναλιών καθώς και η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{197}\text{Au} + n$ , μαζί με τα πειραματικά σημεία της ομάδας

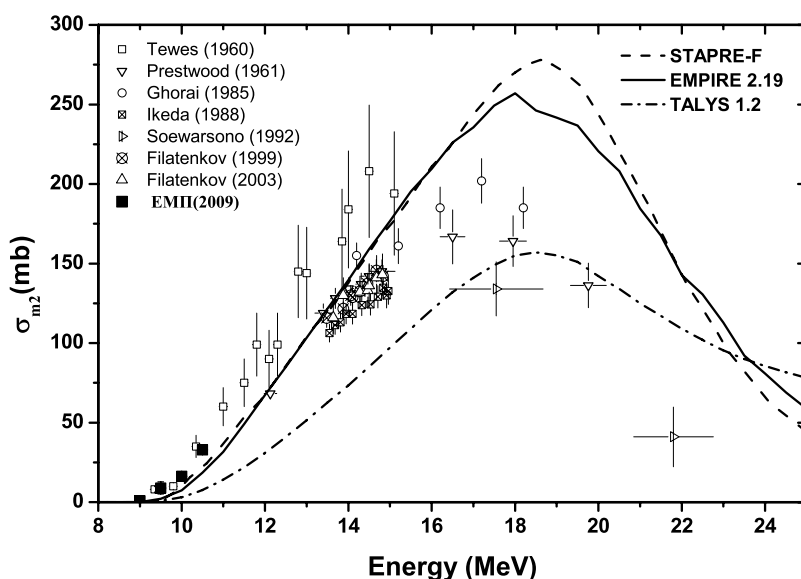


Σχήμα 3.4: Η θεωρητική καμπύλη της ενεργού διατομής παραγωγής της βασικής και της πρώτης μετασταθούς στάθμης του  $^{196}\text{Au}$  μέσω της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  ( $\sigma_{g+m1}$ ) που υπολογίστηκε από το STAPRE-F στο ενεργειακό εύρος 8-25MeVμαζί με πειραματικά σημεία που βρέθηκαν στην EXFOR και της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. Επίσης περιέχονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών από τους κώδικες EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2. Για λόγους ευκρίνειας η θεωρητική καμπύλη του STAPRE-F έχει σχεδιαστεί με διακεκομμένη γραμμή ώστε η θεωρητική καμπύλη του EMPIRE 2.19 να ξεχωρίζει από τη γραμμή του TALYS 1.2.

του Ε.Μ.Π. για την αντίδραση  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ , καθώς επίσης και πειραματικά σημεία για την αντίδραση  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  ([43]), η οποία γίνεται σημαντική για ενέργειες εισερχόμενων νετρονίων μεγαλύτερες από 16 MeV, και δρώντας ανταγωνιστικά ως προς τη (n,2n) αφαιρεί ενεργό διατομή από την τελευταία. Για τον λόγο αυτό σε όλες τις προσπάθειες που έγιναν για βελτίωση των θεωρητικών υπολογισμών λήφθηκε υπ' όψιν και το (n,3n) κανάλι. Αντίστοιχα, για ενέργειες χαμηλότερες από 11 MeV παίζει ανταγωνιστικό ρόλο το κανάλι (n,n'), όμως στις ενέργειες αυτές τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα για την  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{g+m1}$  είναι πολλά, με μικρές αποκλίσεις μεταξύ τους, οπότε θεωρούνται από μόνα τους αξιόπιστα.

Στο σχήμα 3.4 περιέχεται η θεωρητική καμπύλη της ενεργού διατομής για την αντίδραση  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{g+m1}$  ( $\sigma_{g+m1}$ ) που προέκυψε από το STAPRE-F προς σύγκριση με τα πειραματικά σημεία που βρέθηκαν από την EXFOR καθώς και της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π [3]. Στο ίδιο διάγραμμα περιέχονται και τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών από τους κώδικες EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2, που όπως προαναφέρθηκε, έγιναν παράλληλα με αυτούς του STAPRE-F, με σκοπό τη σύγκριση των τριών κωδίκων ως προς την υλοποίηση του προτύπου GSM. Περισσότερες λεπτομέρειες για τους κώδικες αυτούς και για το αρχείο εισόδου που επιλέχθηκε περιέχονται στην διπλωματική εργασία [1].

Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζονται οι θεωρητικές καμπύλες της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$ ,  $\sigma_{m2}$ , από τους τρεις κώδικες μαζί με τα πειραματικά δεδομένα που βρέθη-

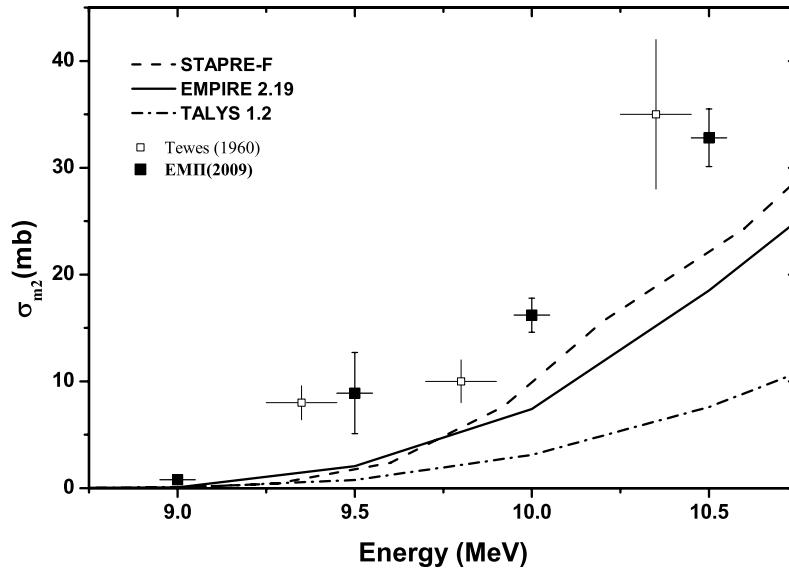


Σχήμα 3.5: Η θεωρητική καμπύλη της ενεργού διατομής παραγωγής της δεύτερης μετασταθούς στάθμης ( $12^-$ ) του  $^{196}\text{Au}$  μέσω της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  ( $\sigma_{m2}$ ) που υπολογίστηκε από το STAPRE-F στο ενεργειακό εύρος 8-25 MeV μαζί με πειραματικά σημεία που βρέθηκαν στην EXFOR και της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. Επίσης περιέχονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών από τους κώδικες EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2.

καν στην EXFOR, καθώς και αυτά της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π [3]. Για λόγους ευκρίνειας, στο σχήμα 3.6 παρουσιάζεται και η περιοχή ενεργειών 8.5 με 11 MeV, στην οποία τα μόνα πειραματικά δεδομένα που υπάρχουν είναι αυτά που περιέχονται σε μη δημοσιευμένη εργασία ([43]) στην οποία δεν αναφέρονται βασικές λεπτομέρειες για τις συνθήκες διεξαγωγής του πειράματος, και τα δεδομένα που προέκυψαν από την ομάδα του Ε.Μ.Π., τα οποία παρουσιάζουν σημαντικά μικρότερο σφάλμα τόσο στην τιμή της ενεργού διατομής (10-11% για τις μετρήσεις στα 10.0 και 10.5 MeV σε σύγκριση με 20% στα άλλα πειραματικά δεδομένα στο ίδιο εύρος), όσο και στην ενέργεια. Για τον λόγο αυτό κατά τη σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα δόθηκε μεγαλύτερο βάρος στα σημεία αυτά.

Από τη σύγκριση των θεωρητικών υπολογισμών της ενεργού διατομής του καναλιού  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα διαπιστώνονται τα εξής:

1. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4 τα αποτελέσματα και από τους τρεις κώδικες αναπαράγουν ικανοποιητικά την πειραματική καμπύλη της  $\sigma_{g+m1}$ . Στη χαμηλοενεργειακή περιοχή, 8-11 MeV, όπου τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα παρουσιάζουν μικρές αποκλίσεις μεταξύ τους, τα αποτελέσματα των τριών κωδίκων συγκλίνουν και συμφωνούν με τα πειραματικά δεδομένα. Η καμπύλη του STAPRE-F παρουσιάζει περίπου 400 mb μεγαλύτερη τιμή από τις καμπύλες των EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2 στην περιοχή του μεγίστου, η απόκλιση όμως των πειραματικών δεδομένων είναι τόσο μεγάλη στην περιοχή αυτή που δεν μπορεί να βγει ασφαλές συμπέρασμα για την ορθότητα ή μη των αποτελεσμάτων των κωδίκων. Τέλος, στην περιοχή των υψηλών ενεργειών, δηλαδή για ενέργειες νετρονίων



Σχήμα 3.6: Η θεωρητική καμπύλη της  $\sigma_{m2}$  από το STAPRE-F και τα EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2 στο ενεργειακό εύρος 8.5-11 MeV μαζί με πειραματικά σημεία που βρέθηκαν σε αυτό το ενεργειακό εύρος.

μεγαλύτερες από 20 MeV, οι τρεις κώδικες παρουσιάζουν απόκλιση και ως προς τις τιμές και ως προς τη μορφή της καμπύλης. Αυτό οφείλεται (α) στον διαφορετικό τρόπο με τον οποίο οι τρεις κώδικες υλοποιούν το πρότυπο των εξιτονίων για την πρώτη αποδιέγερση του πυρήνα, η οποία γίνεται σημαντική για υψηλές ενέργειες διέγερσης: το STAPRE-F και το TALYS 1.2 μοιράζουν τη συνολική τροφοδοσία από τον μηχανισμό της πρώιμης αποδιέγερσης με τον ίδιο τρόπο που μοιράστηκε και το ποσοστό λόγω αποδιέγερσης μέσω του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα ενώ το EMPIRE 2.19 χρησιμοποιεί τον κώδικα DEGAS ([8]) που περιέχει ανεξάρτητο υπολογισμό της κατανομής των σπιν για την πρώτη αποδιέγερση του πυρήνα και (β) στο STAPRE-F παρακολουθούνται μόνο τα κανάλια εξόδου μέσω εκπομπής νετρονίων και  $\gamma$  ενώ στους άλλους δύο κώδικες παρακολουθούνται και κανάλια εξόδου μέσω εκπομπής φορτισμένων σωματιδίων. Πιο συγκεκριμένα για το EMPIRE 2.19 λήφθηκαν υπ' όψιν και τα κανάλια εξόδου (n,p) και (n, $\alpha$ ) για την αποδιέγερση του πρώτου σύνθετου πυρήνα ( $^{198}\text{Au}$ ) ενώ το TALYS 1.2 παρακολουθεί όλα τα ενεργειακά επιτρεπτά κανάλια εξόδου μέχρι τέλους, προς τη δημιουργία νέων πυρήνων στη βασική τους στάθμη ή σε μετασταθή (-είς).

- Όσον αφορά στην  $\sigma_{m2}$  (σχήματα 3.5, 3.6), τα αποτελέσματα του STAPRE-F και του EMPIRE 2.19 βρίσκονται σε σχετική συμφωνία μεταξύ τους σχεδόν σε όλο το ενεργειακό εύρος. Μέχρι την περιοχή των 16 MeV περίπου βρίσκονται σε μία σχετική απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα που μειώνεται όσο αυξάνεται η ενέργεια, αναπαράγοντας τη μορφή της πειραματικής καμπύλης. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 16 MeV όμως τα θεωρητικά αποτελέσματα των δύο κωδίκων υπερεκτιμούν την ενεργό διατομή κατά  $\approx 100\text{mb}$ , παρά τις μεγάλες αβεβαιότητες που παρουσιάζουν τα πειραματικά δεδομένα σε αυτή την περιοχή. Τα αποτελέσματα του TALYS 1.2 υποεκτιμούν την ενεργό διατομή σε όλο το ενεργειακό εύρος, κάτι που έχει ξαναδιαπιστωθεί στο παρελθόν, σε μελέτη υψηλού σπιν

μετασταθών (βλ. [44]) στην μεταβατική περιοχή πυρήνων Os-Pb. Επίσης, οι θεωρητικές καμπύλες και των τριών κωδίκων εμφανίζουν μέγιστη τιμή σε ενέργεια  $\approx 18\text{MeV}$ , ενώ η καμπύλη των πειραματικών δεδομένων, παρά τις μεγάλες αβεβαιότητες που αυτά παρουσιάζουν, φαίνεται να εμφανίζει μέγιστο στα  $\approx 16\text{MeV}$ . Από τα παραπάνω γίνεται σαφές ότι για κάποιο λόγο τα θεωρητικά αποτελέσματα από τους τρεις κώδικες με χρήση του GSM για την ενεργό διατομή της υψηλού σπιν μετασταθούς m2, δεν αναπαράγουν ικανοποιητικά τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Κάτι τέτοιο δεν παρατηρείται από την αναπαραγωγή της  $\sigma_{g+m1}$ , την οποία, λίγο έως πολύ πετυχαίνουν και οι τρεις κώδικες. Για αυτό τον λόγο θεωρείται, όπως έχει προαναφερθεί, ότι η αναπαραγωγή της ενεργού διατομής τέτοιων υψηλού σπιν ισομερών σταθμών προσφέρει πολύ καλό έλεγχο της αξιοπιστίας τόσο των προτύπων που χρησιμοποιούνται για τους θεωρητικούς υπολογισμούς όσο και των κωδίκων που τα υλοποιούν.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας έγιναν πολλά τεστ με σκοπό τη βελτίωση της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$ . Τα τεστ αυτά έγιναν κυρίως με χρήση του κώδικα STAPRE-F, καθώς αυτός δίνει στον χρήστη ελευθερία χειρισμού πολλών παραμέτρων από το αρχείο εισόδου. Αντίθετα, το EMPIRE και το TALYS διαβάζουν αυτόματα τις απαραίτητες παραμέτρους από βιβλιοθήκες δεδομένων, με αποτέλεσμα να είναι μεν πιο γρήγορα στον χειρισμό, αλλά να παρουσιάζουν μεγαλύτερη δυσκολία στην αλλαγή των παραμέτρων αυτών. Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι προσπάθειες που έγιναν για βελτίωση των θεωρητικών αποτελεσμάτων.

## Κεφάλαιο 4

# ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΕΣ ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΗΣ ΘΕΩΡΗΤΙΚΗΣ ΚΑΜΠΥΛΗΣ ΤΗΣ $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ STAPRE-F

Σκοπός των προσπαθειών που έγιναν με το STAPRE-F ήταν να βελτιωθεί η αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων από τη θεωρητική καμπύλη της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$  (βλ. σχήμα 3.5), χωρίς να επηρεαστούν (ή τουλάχιστον όχι προς τη λάθος κατεύθυνση) οι θεωρητικές καμπύλες της ενεργού διατομής της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{g+m1}$ , καθώς και του καναλιού (n,3n) που, όπως φαίνεται στα διαγράμματα 3.4 και 3.3, αναπαράγουν ικανοποιητικά τα πειραματικά δεδομένα. Η θεωρητική καμπύλη της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$  έχει χαμηλότερη τιμή από την πειραματική για ενέργειες μέχρι τα 14MeV περίπου και μεγαλύτερη τιμή για τις υψηλές ενέργειες, με μία διαφορά που φτάνει και τα 100mb. Επίσης το μέγιστο της θεωρητικής καμπύλης δείχνει μετατοπισμένο σε σχέση με την πειραματική καμπύλη προς υψηλότερη ενέργεια, περίπου κατά 2MeV. Από προηγούμενες εργασίες έχει διαπιστωθεί ότι οι παράμετροι που επηρεάζουν σημαντικά την ενεργό διατομή αντιδράσεων στις οποίες οι σύνθετοι πυρήνες βρίσκονται διεγερμένοι στο συνεχές τους είναι η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων  $\alpha$ , η κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα συμμετρίας (γιατί όπως έχει προαναφερθεί επηρεάζει την παράμετρο αποκοπής των στροφορμών), το σχήμα και η συμμετρία του πυρήνα, καθώς και το ποσοστό της πρώιμης αποδιέγερσης. Εκτός από το συνεχές, για την τροφοδοσία την μετασταθών σταθμών υψηλού σπιν, όπως η m2 του  $^{196}\text{Au}$  που μελετήθηκε στην παρούσα εργασία, πολύ σημαντικό ρόλο διαδραματίζουν επιπλέον άλλες στάθμες του διακριτού με υψηλό σπιν που ενδεχομένως να βρίσκονται σε υψηλότερη ενέργεια. Η επίδραση όλων αυτών των παραγόντων στην ενεργό διατομή της  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}^{m2}$  εξετάστηκε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

## 4.1 Αλλαγές στην παράμετρο πυκνότητας καταστάσεων $\alpha$

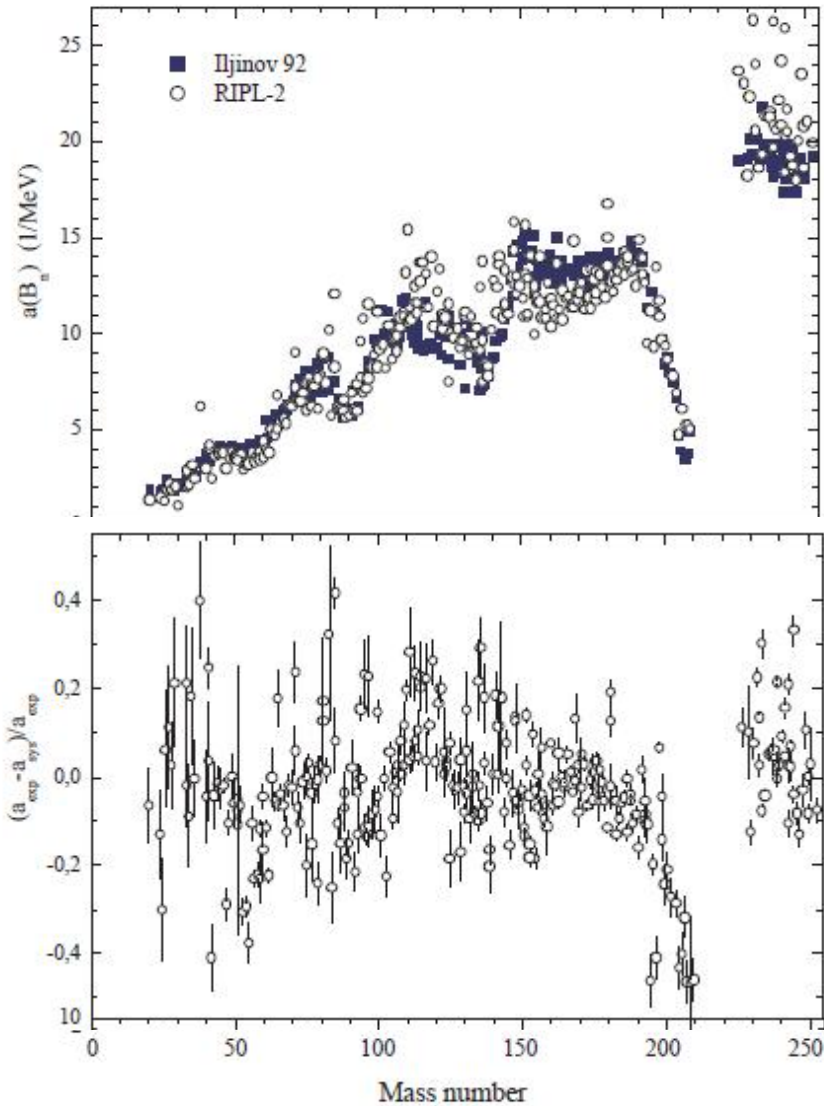
Η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων υπεισέρχεται στον υπολογισμό της ενέργειας και όλων των θερμοδυναμικών μεγεθών στα πλαίσια του GSM, με αποτέλεσμα να επηρεάζει σημαντικά την πυκνότητα καταστάσεων στο συνεχές και άρα την ενεργό διατομή αντιδράσεων που προκαλούν διέγερση των πυρήνων στην περιοχή αυτή. Όπως φαίνεται στον τύπο υπολογισμού του  $\alpha$ , εξ. 2.38, από τον οποίο υπολογίζεται το  $\alpha$  σε όλο το ενεργειακό εύρος, δραστική αλλαγή σε αυτό μπορεί να επέλθει με αλλαγή της  $\tilde{\alpha}$ .

Αρχικά έγινε αλλαγή του  $\tilde{\alpha}$  εντός των ορίων που προβλέπουν τα σφάλματα των παραμέτρων της συστηματικής που ακολουθήθηκε (εξ. 3.7), δηλαδή  $\pm 5\%$ . Η αλλαγή αυτή προκάλεσε ανεπαίσθητη μεταβολή των ενεργών διατομών. Ακολούθως βρέθηκε στην RIPL02 ([23, σελ.103]) ότι στην περιοχή πυρήνων με  $A \sim 200$  η απόκλιση μεταξύ των τιμών της  $\alpha$  που προκύπτουν από τη συστηματική που επιλέχθηκε στην παρούσα εργασία και των αντίστοιχων πειραματικών τιμών που προκύπτουν από την ανάλυση των αποστάσεων των νετρονικών συντονισμών φτάνει μέχρι και το 20%. Επίσης, από την ίδια πηγή (σελ. 101) διαπιστώνεται ότι στην περιοχή πυρήνων με  $A \sim 200$ , στην οποία κλείνει πυρηνικός φλοιός, το  $\alpha$  (στην ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου) μειώνεται απότομα όσο αυξάνεται το  $A$ , ενώ η συστηματική προβλέπει αντίθετη συμπεριφορά. Αυτές οι συμπεριφορές που βασίζονται σε πειραματικά δεδομένα περιέχονται στην εικόνα 4.1 και εξετάστηκαν εκτενέστερα.

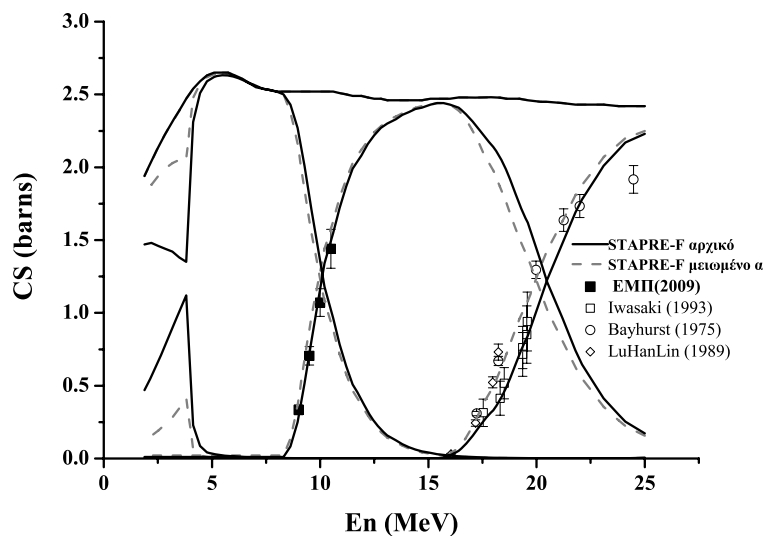
Διαπιστώθηκε ότι η μείωση της  $\tilde{\alpha}$  για όλους τους σύνθετους πυρήνες προκαλεί αύξηση της  $\sigma_{m2}$  σε όλο το ενεργειακό εύρος, αύξηση της  $\sigma_{g+m1}$  μέχρι τα 14MeV και μείωσή της σε μεγαλύτερες ενέργειες (με ταυτόχρονη αύξηση της ενεργού διατομής του  $(n,3n)$  καναλιού). Στα σχήματα 4.2, 4.3, 4.4 γίνονται εμφανή τα συμπεράσματα αυτά για συστηματική μείωση της  $\tilde{\alpha}$  κατά 20% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες. Επίσης διαπιστώνεται ότι ενώ με μία τέτοια αλλαγή στο συνεχές τροφοδοτείται περισσότερο η  $m2$  (με αποτέλεσμα η καμπύλη της  $\sigma_{m2}$  να συγκλίνει στα πειραματικά στο χαμηλοενεργειακό κομμάτι), τροφοδοτείται περισσότερο και η  $g+m1$ , με αποτέλεσμα η καμπύλη  $\sigma_{g+m1}$  να αποκλίνει από τα πειραματικά στις αντίστοιχες ενέργειες, ενώ στο υψηλοενεργειακό κομμάτι η μείωση της  $\tilde{\alpha}$  προκαλεί απόκλιση της θεωρητικής  $\sigma_{(n,3n)}$  από τα πειραματικά δεδομένα.

Για κάθε ομάδα τιμών της  $\tilde{\alpha}$  (αυτή που προβλέπει η συστηματική -Πιν. 3.2 και αυτή που προκύπτει αν μειωθούν οι τιμές της συστηματικής κατά 20%) εξετάστηκε και η 'αναστροφή' των τιμών ώστε να παρουσιάζουν μειούμενη τάση με την αύξηση του  $A$ . Οι θεωρητικές καμπύλες που προέκυψαν από αυτή τη δοκιμή δεν συμπεριλαμβάνονται στα διαγράμματα γιατί δεν παρουσίαζαν διαφορά με τις αντίστοιχες αρχικές. Επιπροσθέτως έγιναν δοκιμές με αλλαγή των τιμών  $\tilde{\alpha}$  με 'στρατηγικό' τρόπο, δηλαδή αυξομειώνονταν οι  $\tilde{\alpha}$  των σύνθετων πυρήνων  $^{198}\text{Au} - ^{195}\text{Au}$  για να αναδειχθεί ο τρόπος με τον οποίο επηρεάζουν τις θεωρητικές καμπύλες. Διαπιστώθηκε ότι όταν μειώνεται η  $\tilde{\alpha}$  ενός σύνθετου πυρήνα μειώνεται η ενεργός διατομή του αντίστοιχου καναλιού (π.χ. του  $(n,2n)$  για τον σύνθετο πυρήνα  $^{196}\text{Au}$ ) ενώ αυξάνεται η ενεργός διατομή των ανταγωνιστικών καναλιών (δηλαδή στη συγκεκριμένη περίπτωση των  $(n,n)$  και  $(n,3n)$ ). Οι παραπάνω δοκιμές έδειξαν ότι δεν παίζει τόσο σημαντικό ρόλο η απόλυτη τιμή της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων, αλλά η σχετική διαφορά των τιμών των  $\alpha$  μεταξύ δύο γειτονικών σύνθετων πυρήνων που συμμετέχουν στους υπολογισμούς.

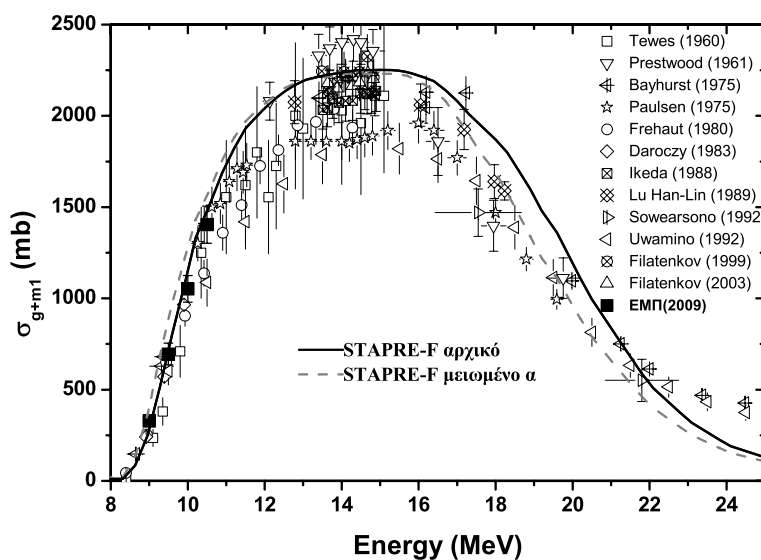




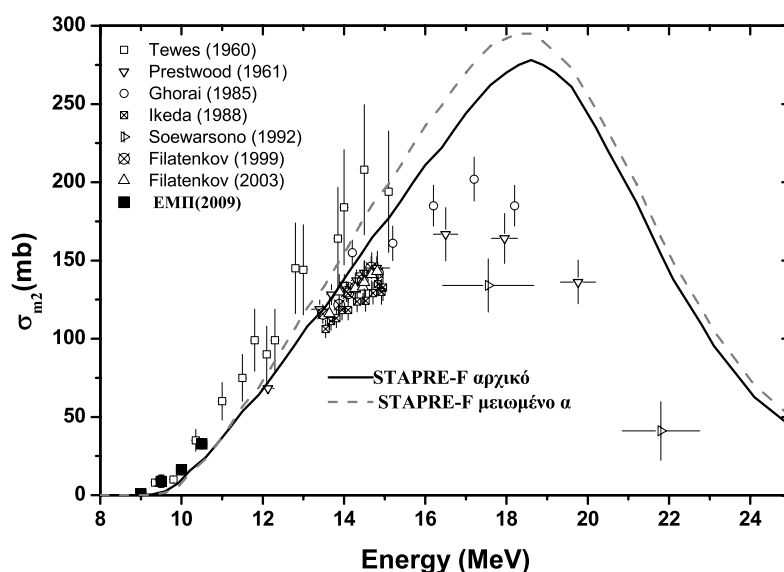
Σχήμα 4.1: Πάνω: Οι τιμές της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων  $a$  (πειραματικές και τιμές που έχουν προκύψει από συστηματική Myers-Swiatecki με βάση το GSM) στην ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου  $B_n$  [23] για ευρεία περιοχή μαζικού αριθμού πυρήνων  $A=20-250$ . Στη μεταβατική περιοχή πυρήνων με  $A \sim 200$  εμφανίζεται απότομη μείωση της πυκνότητας καταστάσεων λόγω της σταδιακής συμπλήρωσης διπλού κλειστού φλοιού. Κάτω: Η διαφορά που παρουσιάζουν οι τιμές που έχουν προκύψει από τη συστηματική με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές. Η διαφορά αυτή φτάνει μέχρι και το 20% για  $A \sim 200$ .



Σχήμα 4.2: Τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών για τα κανάλια εξόδου  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, n')^{197}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  για θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την παράμετρο  $\tilde{\alpha}$  κατά 20% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες



Σχήμα 4.3: Τα αποτελέσματα της  $\sigma_{g+m1}$  από υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την παράμετρο  $\tilde{\alpha}$  κατά 20% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες

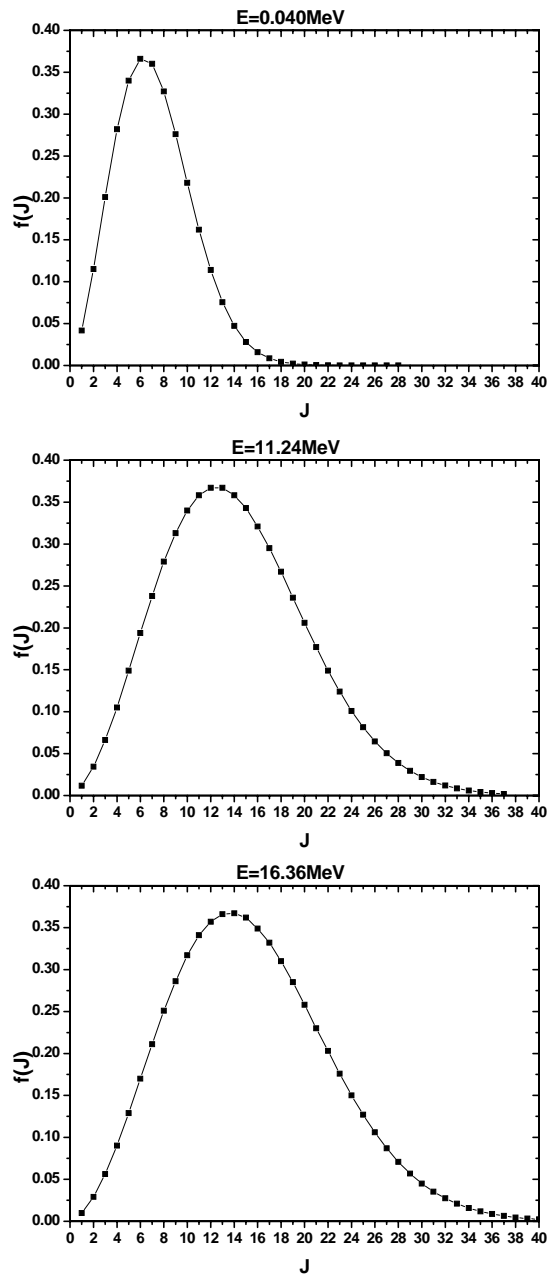


Σχήμα 4.4: Τα αποτελέσματα της  $\sigma_{m2}$  από υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την παράμετρο  $\tilde{\alpha}$  κατά 20% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες.

Σε όλες τις παραπάνω δοκιμές άλλαζαν με τον ίδιο τρόπο η  $\sigma_{g+m1}$  και η  $\sigma_{m2}$ . Η αλλαγή της παραμέτρου πυκνότητας καταστάσεων λοιπόν δεν είναι αυτή που χρειάζεται για να αναπαραχθούν σωστά τα πειραματικά δεδομένα της  $\sigma_{m2}$  καθώς η παράμετρος αυτή επηρεάζει συνολικά την ενεργό διατομή του καναλιού  $(n,2n)$  και όχι μόνο τη δημιουργία της μετασταθούς  $m2$ .

## 4.2 Αλλαγές στην παράμετρο αποκοπής των στροφορμών

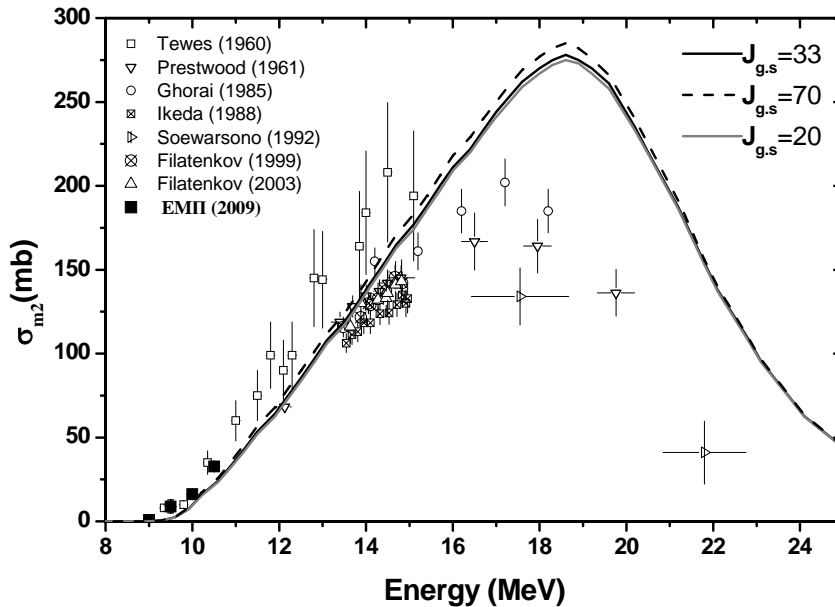
Η παράμετρος αποκοπής των στροφορμών  $\sigma^2$ , και πιο συγκεκριμένα η  $\sigma_{\perp}^2$  επηρεάζει σημαντικά την κατανομή των στροφορμών σε κάθε ενέργεια διέγερσης του πυρήνα (εξ. 2.49). Όσο πιο μικρή είναι αυτή τιμή τόσο πιο στενή είναι η κατανομή των  $J$  για κάθε ενέργεια όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5, όπου έχει σχεδιαστεί η κατανομή στα σπιν για τρεις ενέργειες του συνεχούς του  $^{196}\text{Au}$ , από το αρχείο εξόδου του STAPRE-F. Όσο αυξάνεται η ενέργεια διέγερσης αυξάνεται και η παράμετρος  $\sigma^2$  με αποτέλεσμα να γίνεται πιο φαρδιά η κατανομή στα σπιν, ενώ το κεντροειδές της καμπύλης μετατοπίζεται προς υψηλότερα σπιν. Για τις χαμηλές ενέργειες του συνεχούς η πιο πιθανή τιμή του  $J$  είναι γύρω στο 7, ενώ τα σπιν που θα τροφοδοτούσαν με μεγάλη πιθανότητα τη  $m2$  (σπιν  $12^-$ ), δηλαδή σπιν με τιμή μεγαλύτερη του 10, έχουν μικρή πιθανότητα να εμφανιστούν. Όσο αυξάνεται η ενέργεια αυξάνεται και η πιθανότητα για κατανομές σπιν με μεγάλες τιμές του  $J$ , συνεπώς η  $m2$  αναμένεται να τροφοδοτείται κυρίως από το υψηλοενεργειακό μέρος του συνεχούς του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$ . Αν με κάποιο τρόπο μειωθεί η τιμή της  $\sigma_{\perp}^2$  αναμένεται να τροφοδοτηθεί λιγότερο η μετασταθής  $m2$  και έτσι να μειωθεί η τιμή της ενεργού διατομής  $\sigma_{m2}$ .



Σχήμα 4.5: Οι κατανομές των σπιν στο συνεχές του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$  για τρία ενεργειακά τμήματα του συνεχούς, που αντιστοιχούν σε 1)  $E=0.040\text{MeV}$  και  $\sigma^2 = 23$ , 2)  $E=11.24\text{MeV}$  και  $\sigma^2 \approx 84$  και 3)  $E=16.36\text{MeV}$  και  $\sigma^2 \approx 100$ . Σημειώνεται ότι κάθε μία από αυτές τις τιμές της ενέργειας αντιπροσωπεύει ένα ενεργειακό τμήμα του συνεχούς. Ο κώδικας ξεκινά να διαμερίζει το συνεχές από το τέλος του διακριτού που εισάγει ο χρήστης, οπότε η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα για κάθε μία από τις παραπάνω τιμές προκύπτει αν προστεθεί σε αυτές το ενεργειακό εύρος του διακριτού.

Δραστική αλλαγή της  $\sigma_{\perp}^2$  γίνεται, στα πλαίσια του GSM, με μείωση της κάθετης ροπής αδράνειας στον άξονα συμμετρίας, όπως φαίνεται στις σχέσεις 2.50 και 2.51. Για δραστικές ενέργειες διέγερσης μεγαλύτερες από ή ίσες με  $E_{cr}$  αυτή είναι σταθερή, ίση με την τιμή της στην κρίσιμη ενέργεια  $J_{\perp}^{cr}$  και εξαρτάται από την παράμετρο παραμόρφωσης  $\epsilon$  (εξ. 2.53). Για δραστικές ενέργειες διέγερσης μικρότερες από  $E_{cr}$  εξαρτάται από την κάθετη ροπή αδράνειας της βασικής στάθμης,  $J_{\perp}^{g.s.}$  και από την τιμή της κάθετης ροπής αδράνειας του πυρήνα  $J_{\perp}^{cr}$  στην κρίσιμη ενέργεια. Εξετάστηκε η επίδραση των παραμέτρων αυτών στην ενεργό διατομή  $\sigma_{m2}$ :

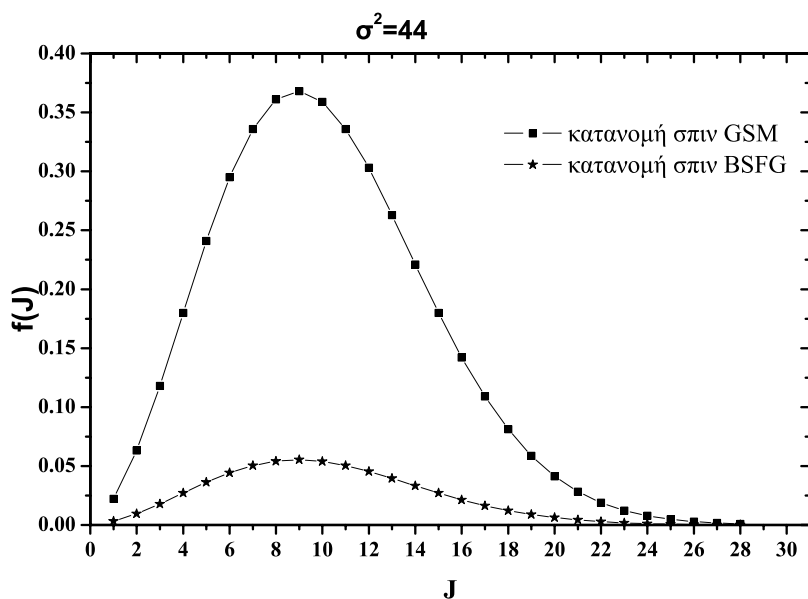
- $J_{\perp}^{g.s.}$ : Από την εξίσωση 2.55 φαίνεται ότι όταν αυξάνεται το  $J_{\perp}^{g.s.}$ , για σταθερό  $J_{\perp}^{cr}$ , αυξάνεται το  $J_{\perp}$  για όλες τις ενέργειες διέγερσης με  $E < E_{cr}$ , άρα αυξάνεται η  $\sigma_{\perp}^2$  και αναμένεται να αυξηθεί η  $\sigma_{m2}$ . Εγιναν τέτοιες δοκιμές για  $J_{\perp}^{g.s.} = 20$  και  $J_{\perp}^{g.s.} = 70$  ενώ η αρχική ήταν  $J_{\perp}^{g.s.} = 33$ . Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα 4.6. Φαίνεται ότι, παρά τη δραστική αλλαγή στην τιμή της  $J_{\perp}^{g.s.}$  η τιμή της  $\sigma_{m2}$  μεταβάλλεται μέχρι 5%. Η  $\sigma_{g+m1}$  δεν επηρεάζεται καθόλου από αυτές τις δραστικές αλλαγές της  $J_{\perp}^{g.s.}$ .



Σχήμα 4.6: Τα αποτελέσματα της  $\sigma_{m2}$  από υπολογισμούς που έγιναν για τρεις τιμές της  $J_{\perp}^{g.s.}$  που δείχνουν ότι η αλλαγή της παραμέτρου αυτής δεν αλλάζει δραστικά τη  $\sigma_{m2}$ .

- $J_{\perp}^{cr}$ : Η κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα συμμετρίας για  $E \geq E_{cr}$  είναι σταθερή και ίση με  $J_{\perp}^{cr}$  και επηρεάζει, όπως φαίνεται στην εξίσωση 2.55, και την κάθετη ροπή αδράνειας στον άξονα συμμετρίας για  $E < E_{cr}$ , άρα με αλλαγή αυτής της παραμέτρου επηρεάζεται σε όλο το ενεργειακό εύρος η  $J_{\perp}$  και συνεπώς η  $\sigma_{\perp}^2$ . Για αυτό και η  $J_{\perp}^{cr}$  ονομάζεται και 'δραστική ροπή αδράνειας' (effective moment of inertia). Σε προηγούμενες μελέτες ενεργού διατομής παραγωγής ισομερών σταθμών υψηλού σπιν στην ίδια περιοχή πυρήνων [36, 45, 46, 47] αναδείχθηκε η ανάγκη δραστικής μείωσης της  $J_{\perp}^{cr}$  ώστε να αναπαραχθούν τα πειραματικά δεδομένα της ενεργού διατομής παραγωγής της στάθμης αυτής. Πιο συγκεκριμένα, με χρήση του BSFGM για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων έχει

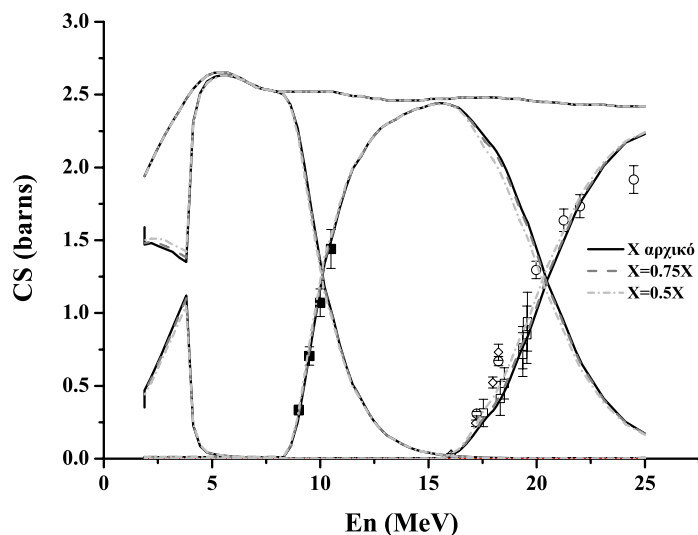
προταθεί συστηματική για τον υπολογισμό της μειωμένης τιμής  $J_{\perp}^{cr}$  σε σχέση με την τιμή της ροπής αδράνειας συμπαγούς σώματος που περιστρέφεται γύρω από τον άξονα περιστροφής του [48], για ισότοπα με  $20 \leq A \leq 110$ , η οποία έχει αποδειχθεί ιδιαίτερα ικανοποιητική για τον θεωρητικό υπολογισμό ενεργών διατομών παραγωγής μετασταθών σταθμών σε μία ευρεία περιοχή πυρήνων, ακόμα και μεγάλου μαζικού αριθμού, όπως τα ισότοπα του Hg και του Au [45]. Με χρήση του GSM για τον υπολογισμό της πυκνότητας καταστάσεων στην μεταβατική περιοχή πυρήνων Os-Pb μόνο μία προηγούμενη εργασία υπάρχει [36] για την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}^{m2}$ , όπου σε αντιστοιχία με την παρούσα εργασία η παραγόμενη μετασταθής του  $^{190}\text{Ir}$  έχει υψηλό σπιν ( $11^-$ ) σε σχέση με την αντίστοιχη βασική στάθμη ( $4^-$ ). Στην εργασία αυτή κρίθηκε αναγκαία η μείωση της  $J_{\perp}^{cr}$  στο 75% της ροπής αδράνειας του συμπαγούς σώματος για να αναπαραχθούν τα πειραματικά δεδομένα της ενεργού διατομής της  $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}^{m2}$ . Το BSFG και το GSM προβλέπουν ίδια μορφή κατανομής στα σπιν για τις στάθμες του συνεχούς όπως φαίνεται στο σχήμα 4.7, όπου έχει σχεδιαστεί η κατανομή στα σπιν για μία τιμή της παραμέτρου αποκοπής των σπιν για τα δύο πρότυπα. Η μεγάλη διαφορά στις απόλυτες τιμές των κατανομών στα σπιν για τα δύο πρότυπα οφείλεται στη διαφορετική σταθερά αναλογίας για τις δύο κατανομές (βλ. εξισώσεις 2.25 και 2.48).



Σχήμα 4.7: Η κατανομή των σπιν για τα πρότυπα BSFG και GSM για  $\sigma^2 \approx 44$  με βάση τις εξισώσεις 2.25 και 2.48.

Με βάση τα παραπάνω αναμενόταν παρόμοια συστηματική συμπεριφορά της  $J_{\perp}^{cr}$  στα πλαίσια του GSM για την περιοχή πυρήνων Os-Pb. Για να ελεγχθεί αυτή η ιδέα έπρεπε να μειωθεί δραστικά η  $J_{\perp}^{cr}$  στο 75% με χρήση του STAPRE. Η μεταβολή της παραμέτρου παραμόρφωσης  $\epsilon$  (βλ. σχέση 2.53) δεν αναμένεται να μειώσει σημαντικά την  $J_{\perp}^{cr}$ . Πράγματι αλλαγή της  $\epsilon$  εντός 10 % δεν προκάλεσε καμία αλλαγή στις ενεργές διατομές  $\sigma_{m2}$ ,  $\sigma_{g+m1}$  και στις ενεργές διατομές των άλλων καναλιών εξόδου  $((n, n'), (n, 3n))$ . Για δραστική αλλαγή της  $J_{\perp}^{cr}$  χρειάστηκε επέμβαση στον ίδιο τον κώδικα με εισαγωγή πολλαπλασιαστικού παράγοντα στην τιμή που υπολογίζει για την  $J_{\perp}^{cr}$  (στον κώδικα είναι η παράμετρος X). Έτσι έγιναν θεωρητικοί υπολογισμοί με μειωμένη την τιμή του  $J_{\perp}^{cr}$  κατά 25 και 50% και

τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών για τη  $\sigma_{m2}$  παρουσιάζονται στις εικόνες 4.8, 4.9 και 4.10.

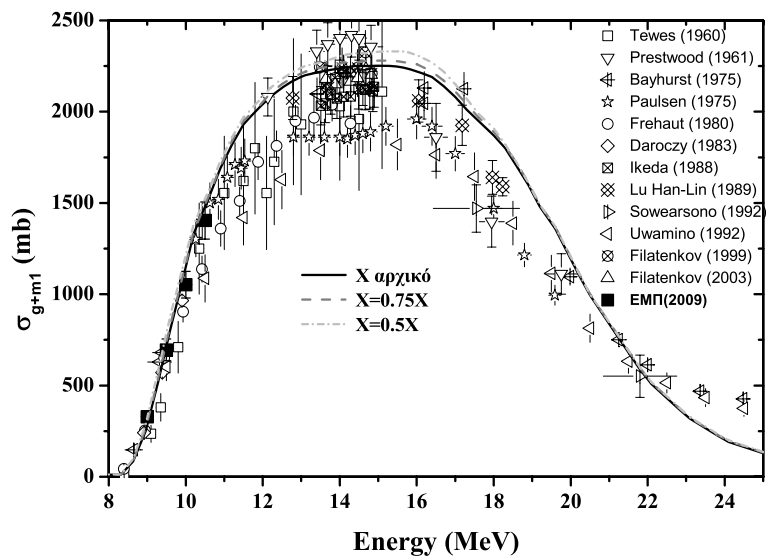


Σχήμα 4.8: Τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών για τα κανάλια εξόδου  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, n')^{197}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  για θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την τιμή του  $J_{\perp}^{cr}$  κατά 25 και 50% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες.

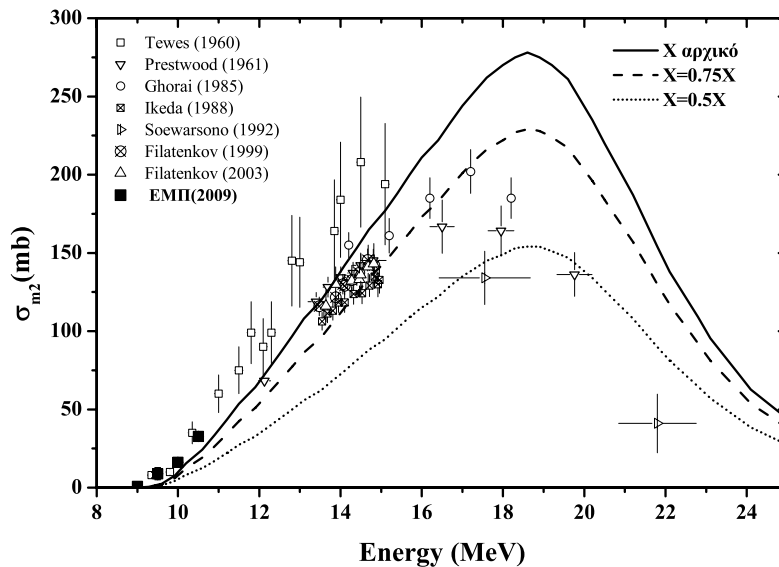
Όπως έχει προαναφερθεί η μείωση της  $J_{\perp}^{cr}$ , δηλαδή της  $\sigma_{\perp}^2$  προκαλεί μείωση της  $\sigma_{m2}$  και αντίστοιχη αύξηση της  $\sigma_{g+m1}$ , καθώς, μειώνοντας την  $\sigma_{\perp}^2$  γίνεται πιο στενή και μετατοπισμένη προς τις χαμηλότερες τιμές η κατανομή στα σπιν μειώνεται η πιθανότητα εμφάνισης μεγάλων τιμών σπιν στο χαμηλοενεργειακό συνεχές με αποτέλεσμα να μειώνεται η τροφοδοσία της  $m2$ , και να αυξάνεται η τροφοδοσία των σταθμών με χαμηλό σπιν που καταλήγουν μέσω της αποδιέγερσης  $\gamma$  στη βασική στάθμη. Το πρόβλημα όμως με τις θεωρητικές τιμές της  $\sigma_{m2}$  είναι ότι είναι ήδη χαμηλότερες από τις πειραματικές κατά 30-50% για ενέργειες νετρονίων μικρότερες από 14MeV και έτσι μία μείωση τους προκαλεί περαιτέρω απόκλιση από την πειραματική 'καμπύλη'. Επιπλέον, όπως φαίνεται και από την εικόνα 4.10, οι αλλαγές της  $J_{\perp}^{cr}$  δεν μετακινούν το μέγιστο της θεωρητικής καμπύλης (που είναι μετατοπισμένο κατά περίπου 2 MeV). Από τα παραπάνω προκύπτει το συμπέρασμα ότι η μείωση της  $J_{\perp}^{cr}$  δεν φαίνεται να βελτιώνει, όπως ήταν αναμενόμενο, τη θεωρητική καμπύλη της ενεργού διατομής  $\sigma_{m2}$ .

### 4.3 Άλλες δοκιμές βελτίωσης των θεωρητικών αποτελεσμάτων

Έγιναν και άλλες δοκιμές με αλλαγές στα 'μέσα πλάτη ακτινοβολίας  $\gamma$ ' (average total radiation width), στις παραδοχές για το σχήμα και τη συμμετρία του πυρήνα, το  $\delta_{shift}$ , κανένα όμως δεν



Σχήμα 4.9: Η θεωρητική καμπύλη της  $\sigma_{g+m1}$  για θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την τιμή του  $J_{\perp}^{cr}$  κατά 25 και 50% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες.

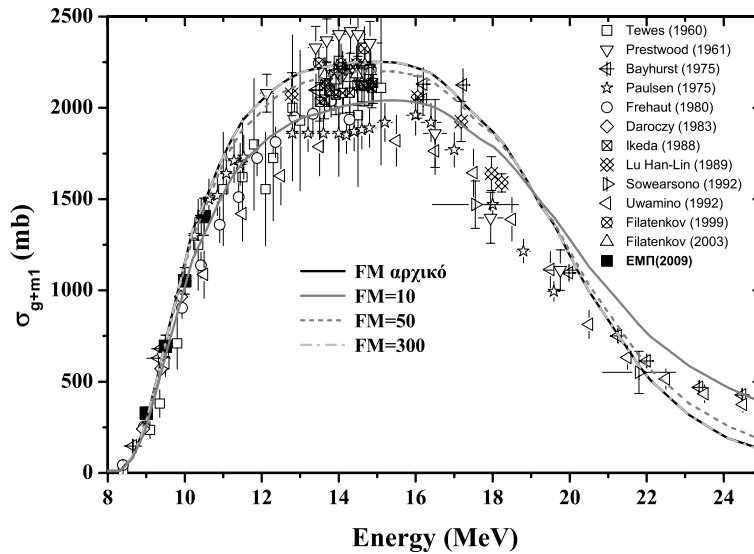


Σχήμα 4.10: Η θεωρητική καμπύλη της  $\sigma_{m2}$  για θεωρητικούς υπολογισμούς που έγιναν με μειωμένη την τιμή του  $J_{\perp}^{cr}$  κατά 25 και 50% σε όλους τους εμπλεκόμενους σύνθετους πυρήνες.



φάνηκε να βελτιώνει τους θεωρητικούς υπολογισμούς.

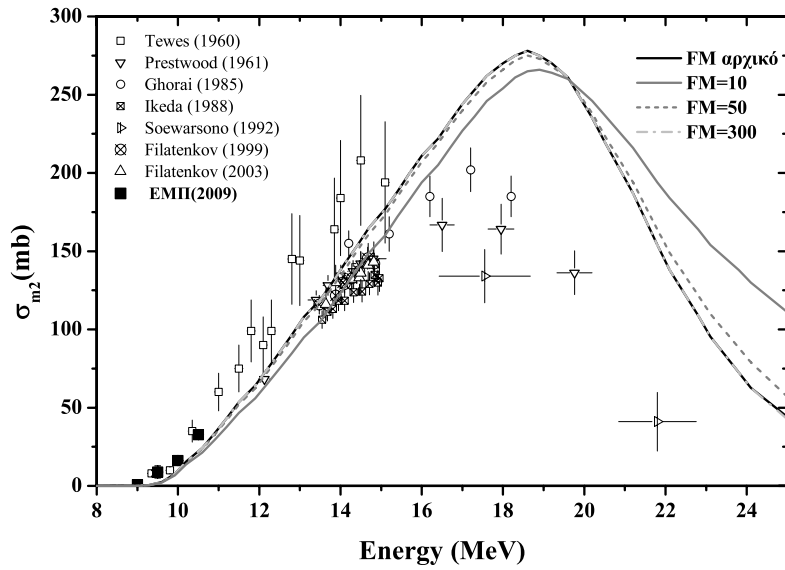
Επιπροσθέτως εξετάστηκε η επίδραση της πρώιμης αποδιέγερσης στην  $\sigma_{n,2n}$  και πιο συγκεκριμένα στη  $\sigma_{m2}$ . Η παράμετρος FM (που καθορίζει το τετραγωνικό στοιχείο πίνακα της εσωτερικής μετάβασης - εξ. 2.14) είναι ελεύθερη παραμετρος του προτύπου των εξιτονίων και μπορεί να μεταβληθεί στο αρχείο εισόδου του κώδικα. Τα αποτελέσματα των θεωρητικών τιμών της  $\sigma_{g+m1}$  και  $\sigma_{m2}$  για διάφορες τιμές της FM παρουσιάζονται στις εικόνες 4.11 και 4.12.



Σχήμα 4.11: Οι αλλαγές που υφίσταται η  $\sigma_{g+m1}$  με δραστικές αλλαγές της παραμέτρου FM του προτύπου των εξιτονίων.

Η αρχική τιμή ήταν 200 ενώ για αύξηση του FM μέχρι +200 δεν παρατηρήθηκε καμία αλλαγή στις  $\sigma_{m2}$  και  $\sigma_{g+m1}$ . Επίσης η μείωση του FM μέχρι και -100 δεν άλλαξε σχεδόν καθόλου τις τιμές των ενεργών διατομών. Για μικρότερες τιμές η μεταβολή στις τιμές της ενεργού διατομής άρχισε να γίνεται διακριτή, και διαπιστώθηκε ότι η μείωση του FM, δηλαδή του ποσοστού των πυρήνων  $^{197}\text{Au}$  που δημιουργούνται με τον μηχανισμό της πρώιμης αποδιέγερσης, επιδρά στις  $\sigma_{m2}$  και  $\sigma_{g+m1}$  με τον ίδιο τρόπο, δηλαδή τις μειώνει για ενέργειες μικρότερες από  $\sim 20\text{MeV}$  και τις αυξάνει για ενέργειες μεγαλύτερες από αυτή την τιμή. Πιο συγκεκριμένα στην τιμή  $FM = 50$  προκλήθηκε μεταβολή της τάξης του -1 και -3% στις  $\sigma_{m2}$  και  $\sigma_{g+m1}$  αντίστοιχα σε ενέργειες μικρότερες των 20 MeV. Σε μεγαλύτερες ενέργειες όπου ο μηχανισμός της πρώιμης αποδιέγερσης είναι κυρίαρχος η μεταβολή έφτασε το +20% και +7% αντίστοιχα στις  $\sigma_{m2}$  και  $\sigma_{g+m1}$ . Η αύξηση της ενεργού διατομής για το κανάλι (n,2n) με τη μείωση του FM στις υψηλές ενέργειες όπου γίνεται σημαντικός ο μηχανισμός της πρώιμης αποδιέγερσης δείχνει ότι η αντίδραση αυτή πραγματοποιείται κυρίως μέσω του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα.

Παρατηρείται ότι για την τιμή  $FM = 10$  η μορφή των θεωρητικών καμπυλών  $\sigma_{g+m1}$  και  $\sigma_{m2}$  προσεγγίζουν καλύτερα τη μορφή της πειραματικής 'καμπύλης' σε σχέση με τις καμπύλες που προέκυψαν για  $FM = 200$ , Γενικότερα όμως η αλλαγή της παραμέτρου αυτής δε λύνει το πρόβλημα της μεγάλης απόκλισης της θεωρητικής  $\sigma_{m2}$  από τα πειραματικά σημεία σε όλο το ενεργειακό εύρος και επίσης δε μετατοπίζει την καμπύλη προς τη σωστή κατεύθυνση.

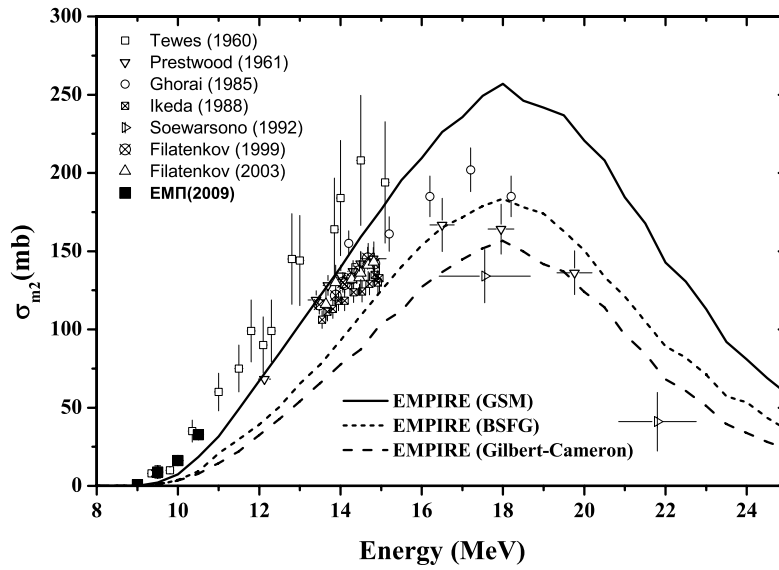


Σχήμα 4.12: Οι αλλαγές που υφίσταται η  $\sigma_{m2}$  με δραστικές αλλαγές της παραμέτρου FM του προτύπου των εξιτονίων.

#### 4.4 Δοκιμές με άλλα πρότυπα πυκνότητας καταστάσεων

Στα πλαίσια της προσπάθειας κατανόησης αυτής της μετατόπισης που παρουσιάζει η θεωρητική καμπύλη επαναλήφθηκαν οι θεωρητικοί υπολογισμοί με το EMPIRE 2.19, αλλάζοντας το πρότυπο πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές και αφήνοντας τις υπόλοιπες παραμέτρους ίδιες. Χρησιμοποιήθηκε το 'Ενεργειακά Μετατοπισμένο Πρότυπο του Αερίου των Φερμιονίων' (Back-Shifted Fermi Gas Model -BSFGM) [49] και το Πρότυπο Gilbert-Cameron (βλ. 2.2.3). Περισσότερες λεπτομέρειες περιέχονται στην [1], εδώ παρουσιάζονται μόνο τα αποτελέσματα στην εικόνα 4.13.

Διαπιστώθηκε ότι η ενεργειακή μετατόπιση της θεωρητικής καμπύλης προς μεγαλύτερες ενέργειες είναι ανεξάρτητη του προτύπου πυκνότητας καταστάσεων. Όπως έχει προαναφερθεί (εικ. 3.5) είναι επίσης ανεξάρτητη του τροπού υλοποίησης του GSM στα πλαίσια κώδικα αφού οι θεωρητικές καμπύλες της  $\sigma_{m2}$  και από τους τρεις κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν, παρά τις διαφορές που παρουσιάζουν, εμφανίζουν το μέγιστο της καμπύλης ακριβώς στην ίδια θέση. Τα παραπάνω οδήγησαν στο συμπέρασμα ότι για αυτή τη μετατόπιση της καμπύλης ευθύνεται κάτι που υπάρχει κοινό και στους τρεις κώδικες, και δεν αφορά στις παραμέτρους πυκνότητας καταστάσεων, αλλά ούτε και στο ίδιο το πρότυπο GSM που χρησιμοποιήθηκε, το οποίο, όπως έχει προαναφερθεί, έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία στην περιοχή πυρήνων Os-Pb. Έτσι εξετάστηκε η πιθανότητα πιθανών ελλείψεων στο ενεργειακό διάγραμμα των πυρήνων που χρησιμοποιήθηκαν.



Σχήμα 4.13: Η επίδραση του προτύπου περιγραφής της πυκνότητας καταστάσεων στο συνεχές των πυρήνων στον υπολογισμό της  $\sigma_{m_2}$ . Εκτός από το GSM εξετάστηκαν τα ευρέως χρησιμοποιούμενα BSFGM και Gilbert-Cameron. Οι υπολογισμοί έγιναν με το EMPIRE 2.19 [1] ενώ οι υπόλοιπες παράμετροι είναι ίδιες με τους υπολογισμούς του GSM (εικ. 3.5). Το μέγιστο και των τριων θεωρητικών καμπυλών είναι στην ίδια ενέργεια, 18 MeV.

#### 4.5 Δοκιμές αλλαγής των ενεργειακών διαγραμμάτων των πυρήνων που συμμετέχουν στους θεωρητικούς υπολογισμούς

Εξετάστηκε η πιθανότητα ύπαρξης σταθμών υψηλού σπιν στα ενεργειακά διαγράμματα των πυρήνων  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$  γιατί τα ενεργειακά διαγράμματα αυτών των πυρήνων επηρεάζουν σημαντικά την τροφοδοσία της μετασταθούς  $12^-$  του  $^{196}\text{Au}$  (βλ. εικ. 1.5).

Όπως έχει αναδειχθεί και σε άλλες εργασίες [50, 58] η εποίκηση σταθμών υψηλού σπιν εξαρτάται πολύ από την ύπαρξη άλλων σταθμών υψηλού σπιν του διακριτού που βρίσκονται σε υψηλότερη ενέργεια και την τροφοδοτούν, καθώς αυτές συνήθως προέρχονται από κατανομές σταθμών 'εισβολέων' (intruder states) και έτσι οι γειτονικές τους στάθμες είναι συνήθως πολύ χαμηλού σπιν για να τις τροφοδοτήσουν. Η μετασταθής  $m_2$  του  $^{196}\text{Au}$  προέρχεται από την κατανομή  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  [2]. Έχει προταθεί η ύπαρξη περιστροφικής ζώνης βασισμένης σε αυτή την κατανομή νουκλεονίων για περιττούς - περιττούς πυρήνες ([51],[52]). Στις εργασίες αυτές, όπου προτείνεται το μοντέλο Σωματιδίου-Ρότορα για την περιγραφή περιττών-περιττών πυρήνων στην περιοχή πυρήνων με  $A \sim 190$ , αναφέρεται ότι και το πρωτόνιο και το νετρόνιο της κατανομής αυτής έχουν χαρακτήρα οπής γιατί και τα δύο τροχιακά βρίσκονται χαμηλότερα από την ενέργεια Fermi και είναι τελείως ευθυγραμμισμένα με τον άξονα περιστροφής του ελλειψοειδούς εκ περιστροφής πυρήνα (που αποτελείται από τα υπόλοιπα  $A-2$  νουκλεόνια- δηλαδή του  $^{194}\text{Pt}$ ), δίνοντας τη μέγιστη τιμή από το διανυσματικό άθροισμα των γωνιακών στροφορμών

τους ( $\frac{11}{2} + \frac{13}{2} = 12$ ). Η ζώνη περιστροφής που αναπτύσσεται πάνω σε αυτή την κατανομή νουκλεονίων προτείνεται να είναι τύπου  $\Delta I=2$ , όπως και οι ζώνες περιστροφής των αντίστοιχων άρτιων-άρτιων πυρήνων και οι μεταβάσεις μέσω εκπομπής ακτίνων  $\gamma$  ανάμεσα στις στάθμες αυτές να είναι E2 τύπου. Στα πλαίσια του προτύπου που περιγράφεται στην [52] προβλέπονται με επιτυχία οι στάθμες της ζώνης περιστροφής για τον περιττό-περιττό πυρήνα του  $^{198}\text{Tl}$ , που βασίζεται στην κατανομή  $\pi h9/2 \otimes \nu i13/2$ . Γενικότερα στην συγκεκριμένη περιοχή των πυρήνων, που βρίσκεται κοντά στο διπλό κλείσιμο των φλοιών που συμβαίνει στον  $^{208}\text{Pb}$ , έχει αναφερθεί μεγάλος αριθμός ζωνών περιστροφής βασισμένων σε υψηλού σπιν τροχιακά ( $\pi h9/2, \pi h11/2, \nu i13/2$ ) (βλ. αναφορές στην [52]), οπότε αναμένεται να δημιουργούνται ζώνες περιστροφής βασισμένες στο διανυσματικό άθροισμα τέτοιων τροχιακών. Εξάλλου για τους άρτιους - άρτιους πυρήνες που είναι γειτονικοί του Au, Hg και Pb έχουν αναφερθεί ζώνες περιστροφής [53, 54, 55, 56, 57].

Η πιθανή ύπαρξη μίας ζώνης περιστροφής βασισμένης στην μετασταθή  $12^-$  που θα τροφοδοτούσε μέσω αποδιέγερσης  $\gamma$  τη στάθμη αυτή θα αύξανε τη  $\sigma_{m2}$  σε όλο το ενεργειακό εύρος, οπότε για ενέργειες νετρονίων μικρότερες από 16 MeV θα οδηγούσε σε καλύτερη αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων (μείωση της  $\sigma_{m2}$  για  $E_n > 16\text{MeV}$  μπορεί να επιτευχθεί και με τη μείωση της  $J_{\perp}^{cr}$ , όπως αναμενόταν εξαρχής). Έχει συμβεί σε παρόμοια περίπτωση στο παρελθόν κάτι αντίστοιχο [58], όταν επιδιώχθηκε ο θεωρητικός υπολογισμός της  $^{179}\text{Hf}(n,2n)$  που οδηγεί στον σχηματισμό της μετασταθούς με  $16^+$  του  $^{178}\text{Hf}$ , με χρήση του προτύπου Hauser-Feshbach. Για την αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων της ενεργού διατομής δημιουργίας αυτής της μετασταθούς θεωρήθηκε αναγκαία η ύπαρξη μίας ζώνης περιστροφής βασισμένης σε αυτή, οι στάθμες της οποίας βρίσκονται μέσα στο συνεχές του  $^{178}\text{Hf}$  και την τροφοδοτούν. Αυτή η ζώνη περιστροφής βρέθηκε πειραματικά μερικά χρόνια αργότερα [59].

Στη συνέχεια εξετάστηκε το ενεργειακό διάγραμμα του  $^{195}\text{Au}$ , γιατί είναι ο πυρήνας που δημιουργείται από το κανάλι  $(n,3n)$ , που είναι το ανταγωνιστικό κανάλι της  $(n,2n)$  για ενέργειες νετρονίων μεγαλύτερες από 16 MeV. Η πιθανή ύπαρξη σταθμών με υψηλό σπιν στο ενεργειακό διάγραμμα του πυρήνα αυτού θα μείωνε την τροφοδοσία της  $m2$  του  $^{196}\text{Au}$  γιατί μέρος του συνεχούς του  $^{196}\text{Au}$  θα αποδιεγειρόταν προς τις στάθμες υψηλού σπιν του  $^{195}\text{Au}$ . Έτσι θα μειωνόταν η  $\sigma_{m2}$  σε ενέργειες μεγαλύτερες από 16 MeV. Μία προσεκτική εξέταση των ενεργειακών διαγραμμάτων των περιττών ισότοπων του Au  $^{189}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Au}$  και  $^{193}\text{Au}$  ([60, 61, 62]) αναδεικνύει στάθμες που ανήκουν σε ζώνες περιστροφής, που εμφανίζουν μία συστηματική συμπεριφορά και φαίνεται να λείπουν από το ενεργειακό διάγραμμα του  $^{195}\text{Au}$  αλλά και από το ιδιαίτερα φτωχό ενεργειακό διάγραμμα του  $^{197}\text{Au}$  [63]. Στον πίνακα 4.1 περιέχονται οι στάθμες που βρέθηκαν.

Οι στάθμες αυτές των  $^{189}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Au}$  και  $^{193}\text{Au}$  ανήκουν σε ζώνες περιστροφής με  $\Delta J = 2$ , εμφανίζουν band-crossing στην στάθμη με σπιν  $31/2^-$  περίπου και εμφανίζουν συστηματική συμπεριφορά, δηλαδή για την ίδια στάθμη μειώνεται η ενέργεια όσο αυξάνεται το A. Εξάλλου αναφορά σε αυτές τις ζώνες περιστροφής περιέχονται στην εργασία [64] και επίσης αναφορά σε ζώνες περιστροφής για ισότοπα του Au με  $A < 187$ , των οποίων το σχήμα είναι ωσειδές (prolate), στη [65].

Οι πιθανές στάθμες των ζωνών περιστροφής των πυρήνων  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$  βρίσκονται ενεργειακά μέσα στο συνεχές των πυρήνων. Δυστυχώς κανένας από τους τρεις κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν στη θεωρητική μελέτη της  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$  δεν προσφέρει τη δυνατότητα

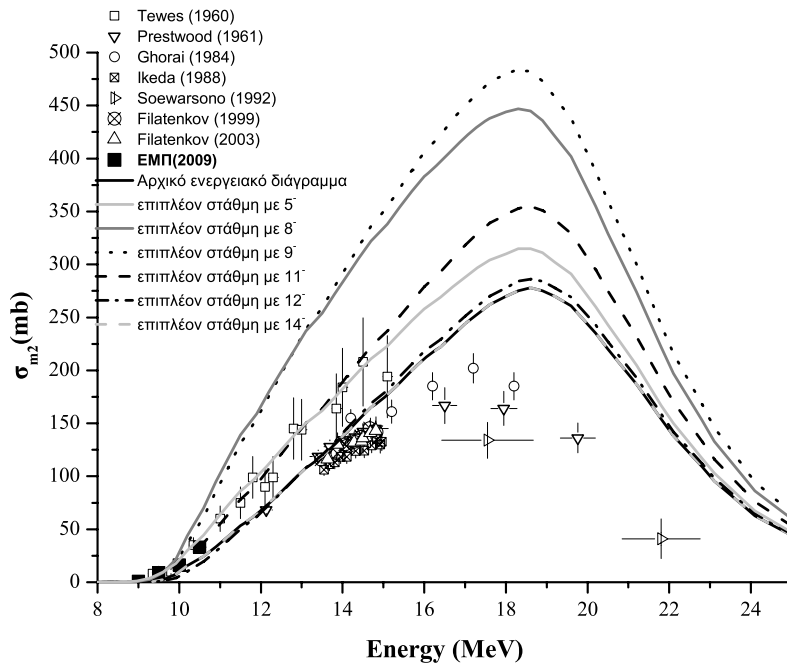
Πίνακας 4.1: Στάθμες ζωνών περιστροφής για τα περιττά ισότοπα του Au. Ενέργειες σε keV.

	<sup>189</sup> Au	<sup>191</sup> Au	<sup>193</sup> Au	<sup>195</sup> Au
11/2 <sup>-</sup>	247.2	266.2	290.2	318.6
15/2 <sup>-</sup>	681.9	685.9	697.8	706.5
19/2 <sup>-</sup>	1412.2	1411.1	1418.9	1425
23/2 <sup>-</sup>	2205.6	2186.5	2172.7	
27/2 <sup>-</sup>	2554.5	2446.4	2377.7	
31/2 <sup>-</sup>	2555.0	2502.5	2476.4	
35/2 <sup>-</sup>	2989.0	2881.0	2700.9	
39/2 <sup>-</sup>	3560.0	3373.2	3154.9	
43/2 <sup>-</sup>	4254.0	4113.5	3895.9	
47/2 <sup>-</sup>	4904.0	4942.1		
51/2 <sup>-</sup>	5708.0	5455.3		
55/2 <sup>-</sup>	6306.0	6033.4		
59/2 <sup>-</sup>		6811.0		
63/2 <sup>-</sup>		7829.1		

να εισαχθούν στάθμες στο συνεχές των πυρήνων. Έτσι οι δοκιμές της υπόθεσης ελλειπούς ενεργειακού διαγράμματος έπρεπε να περιοριστούν στα όρια του διακριτού, με χρήση του κώδικα STAPRE-F.

Καταρχήν εξετάστηκε η επίδραση μίας μόνο στάθμης υψηλού σπιν σε ενέργεια μεγαλύτερη από την μετασταθή (0.625MeV), η οποία θεωρήθηκε ότι τροφοδοτεί την m2, για να εξεταστούν οι τιμές του σπιν που τροφοδοτούνται περισσότερο από το συνεχές του <sup>196</sup>Au, αλλά και από την αποδιέγερση του <sup>197</sup>Au. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην εικόνα 4.14. Διαπιστώνεται ότι τα σπιν που είναι μεγαλύτερα από 12 δεν τροφοδοτούνται σχεδόν καθόλου αφού η  $\sigma_{m2}$  παραμένει σχεδόν ίδια με την αρχική ( ενδεικτικά στο σχήμα παρουσιάζεται η τιμή της  $\sigma_{m2}$  για μία επιπλέον στάθμη με 12<sup>-</sup> -αυξημένη σε σχέση με την αρχική κατά 5%, και 14<sup>-</sup>-ίδια με την αρχική  $\sigma_{m2}$ ). Αντιθέτως τροφοδοτούνται ιδιαίτερα οι στάθμες με  $J < 11$ . Στο σχήμα παρατίθενται ενδεικτικά οι τιμές 11<sup>-</sup>, 9<sup>-</sup>, 8<sup>-</sup>. Παρατηρήθηκε ότι για 9<sup>-</sup> η τροφοδότηση της m2 γίνεται μέγιστη, ενώ για μικρότερα σπιν (μέχρι και  $J = 5$  που εξετάστηκε) μειώνεται σταδιακά, είναι ωστόσο σημαντική. Το αποτέλεσμα αυτό συνάδει με την κατανομή στα σπιν για τις διάφορες ενέργειες του συνεχούς που παρουσιάζονται στο σχήμα 4.5.

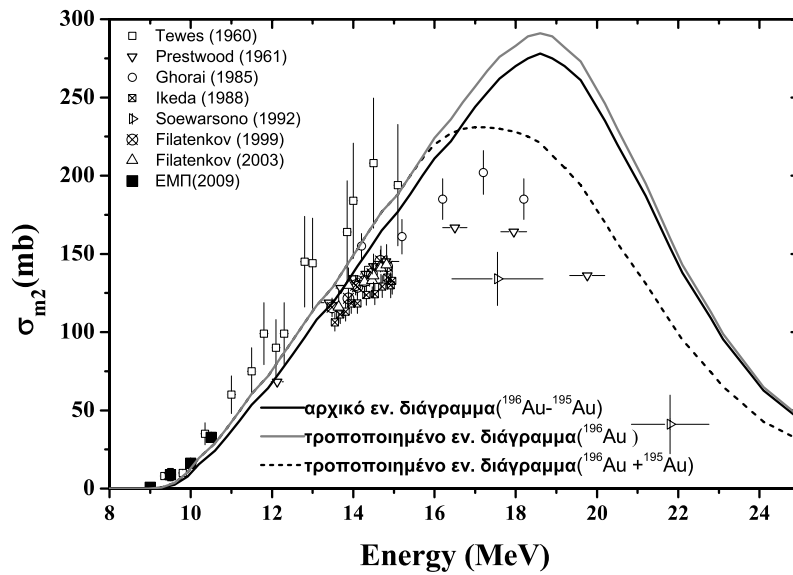
Οι πιθανές στάθμες των ζωνών περιστροφής στο διακριτό των πυρήνων <sup>196</sup>Au και <sup>195</sup>Au, με σπιν μεγαλύτερα του 12 (12, 14, 16 κλπ) και μεγαλύτερα του 23/2 αντίστοιχα, αναμένεται να βρίσκονται μέσα στο συνεχές και σε υψηλές ενέργειες (βλ. [51, 52] και πίνακα 4.1) και έτσι να τροφοδοτούνται από το υψηλοενεργειακό τμήμα του συνεχούς των πυρήνων. Στα πλαίσια των θεωρητικών υπολογισμών με το STAPRE-F όμως δεν είναι εφικτή η εισαγωγή των διακριτών σταθμών στις αναμενόμενες θέσεις τους μέσα στο συνεχές. Από την προηγούμενη συζήτηση με βάση το σχήμα 4.5 διαπιστώνεται ότι εάν εισαχθούν αυτές οι υψηλού σπιν στάθμες στο διακριτό των πυρήνων που βρίσκεται πολύ χαμηλά ενεργειακά (μέχρι 0.82MeV και 2.3MeV για τους <sup>196</sup>Au και <sup>195</sup>Au αντίστοιχα), δε θα επιφέρουν σημαντικές αλλαγές στη  $\sigma_{m2}$  καθώς το διακριτό δεν τροφοδοτείται από τις στάθμες του συνεχούς με μεγάλο σπιν. Πράγματι έγιναν διάφορες δοκιμές με εισαγωγή των ' αναμενόμενων ' σταθμών μέσα στο διακριτό τμήμα και των δύο πυρήνων σε διάφορες ενεργειακές θέσεις, οι διαφορές όμως ήταν ελάχιστες. Σε μία προ-



Σχήμα 4.14: Δοκιμές εισαγωγής μίας στάθμης με διάφορες τιμές υψηλού σπιν σε ενέργεια μεγαλύτερη από την μετασταθή ( $0.625\text{MeV}$ ), η οποία θεωρήθηκε ότι τροφοδοτεί την  $m_2$  για να εξεταστούν οι τιμές του σπιν που τροφοδοτούνται περισσότερο από το συνεχές του  $^{196}\text{Au}$ , και από την αποδιέγερση του  $^{197}\text{Au}$ . Όπως φαίνεται η στάθμη με σπιν  $9^-$  τροφοδοτείται περισσότερο από το συνεχές των  $^{196}\text{Au}$  και  $^{197}\text{Au}$ .

σπάθεια να ελεγχθεί εάν η πιθανή έλλειψη σταθμών μπορεί να επηρεάζει τη  $\sigma_{m_2}$  και να ευθύνεται για την απόκλιση της θεωρητικής καμπύλης από τα πειραματικά σημεία εισήχθησαν στάθμες με 'στρατηγικές' τιμές του σπιν στο διακριτό και των δύο πυρήνων, δηλαδή τιμές του σπιν που θα προκαλούσαν παρόμοια αλλαγή στην τροφοδοσία της  $m_2$  με αυτή που θα προκαλούσαν οι υψηλού σπιν περιστροφικές στάθμες εάν μπορούσαν να εισαχθούν στις αναμενόμενες θέσεις τους, δηλαδή σε υψηλές ενέργειες μέσα στο συνεχές. Πιο συγκεκριμένα, στο ενεργειακό διάγραμμα του  $^{196}\text{Au}$  εισήχθησαν 20 στάθμες με σπιν  $12^\pm$ ,  $13^\pm$  και  $14^\pm$  σε ενέργειες μεγαλύτερες από την  $m_2$  που την τροφοδοτούν μέσω εκπομπής ακτίνων  $\gamma$ . Το αποτέλεσμα ήταν μία αύξηση της  $\sigma_{m_2}$  κατά 10% σε όλο το ενεργειακό εύρος χωρίς να επηρεάσει την  $\sigma_{g+m_1}$  και  $\sigma_{(n,3n)}$ . Στη συνέχεια με αυτό το τροποποιημένο διάγραμμα του  $^{196}\text{Au}$  δοκιμάστηκε η εισαγωγή περίπου 10 σταθμών με σπιν από  $\frac{17}{2}^-$  μέχρι  $\frac{27}{2}^-$  στο διακριτό του  $^{195}\text{Au}$ . Όπως αναμενόταν η εισαγωγή σταθμών με υψηλές τιμές σπιν στον  $^{195}\text{Au}$  αυξάνει το κανάλι  $(n,3n)$  εις βάρος της τροφοδοσίας προς τη  $m_2$ , για ενέργειες μεγαλύτερες από 16 MeV, στις οποίες γίνεται σημαντικό το κανάλι αυτό. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα 4.5.

Οι αλλαγές στο ενεργειακό διάγραμμα των  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$  είναι η μόνη δοκιμή από όσες έγιναν στην οποία μετακινήθηκε το μέγιστο της θεωρητικής καμπύλης προς τη σωστή κατεύθυνση. Τα αποτελέσματα είναι ενθαρρυντικά, για να εξαχθούν όμως ασφαλή συμπεράσματα για το αν οι ελλείψεις στα ενεργειακά διαγράμματα είναι η αιτία της απόκλισης της θεωρητικής καμπύλης



Σχήμα 4.15: Η επίδραση στη  $\sigma_{m2}$  εισαγωγής (α) 20 σταθμών με σπιν  $12^{\pm}$ ,  $13^{\pm}$  και  $14^{\pm}$  στο διακριτό του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$  σε ενέργειες μεγαλύτερες από την  $m2$  που την τροφοδοτούν μέσω εκπομπής ακτίνων  $\gamma$  (γκρι συνεχής γραμμή) και (β) των ίδιων σταθμών στο διακριτό του πυρήνα  $^{196}\text{Au}$  και 10 σταθμών με σπιν από  $\frac{17}{2}^{-}$  μέχρι  $\frac{27}{2}^{-}$  στο διακριτό του  $^{195}\text{Au}$  (διακεκομμένη γραμμή).

της  $\sigma_{m2}$  από τα πειραματικά δεδομένα πρέπει να γίνουν δοκιμές με την εισαγωγή των σταθμών των ζωνών περιστροφής που προτείνονται παραπάνω στις αναμενόμενες ενέργειές τους, μέσα στο συνεχές των πυρήνων. Αυτό μπορεί να γίνει με τον κώδικα GNASH [66], ο οποίος χρησιμοποιήθηκε και στην [58]. Το πρόγραμμα αυτό έχει ήδη παραγγελθεί ώστε να γίνουν οι δοκιμές αυτές στο εγγύς μέλλον. Ακόμη όμως και αν οι ελλείψεις στα ενεργειακά διαγράμματα δεν είναι ο λόγος για τη μη επιτυχημένη αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων της  $\sigma_{m2}$ , με βάση τη συστηματική της περιοχής οι στάθμες των ζωνών περιστροφής που προτείνονται για τους  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$  είναι πολύ πιθανόν να υπάρχουν και θα ήταν πολύ ενδιαφέρον να αναζητηθούν.

## Κεφάλαιο 5

# ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΤΟ ΜΕΛΛΟΝ

Στην εργασία αυτή μελετήθηκε θεωρητικά η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  που οδηγεί στον σχηματισμό της βασικής στάθμης του  $^{196}\text{Au}$  ( $\sigma_{g+m1}$ ) αλλά και της δεύτερης μετασταθούς του πυρήνα αυτού, με σπιν  $12^-$ , ενέργεια  $\sim 0.5\text{MeV}$  και χρόνο ημιζωής  $9.6\text{ h}$  ( $\sigma_{m2}$ ), για ενέργειες νετρονίων από 8 έως 25 MeV. Η θεωρητική μελέτη έγινε στα πλαίσια του στατιστικού προτύπου Hauser-Feshbach λαμβάνοντας υπ' όψιν το πρότυπο των εξιτονίων για τον μηχανισμό πρώιμης αποδιέγερσης του πυρήνα με χρήση του κώδικα STAPRE-F. Τα αποτελέσματα, σε συνδυασμό με τα θεωρητικά αποτελέσματα από δύο άλλους ευρέως χρησιμοποιούμενους κώδικες, EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2 και μετά από σύγκρισή τους με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της βιβλιογραφίας αλλά και με αυτά που μετρήθηκαν από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του ΕΜΠ για ενέργειες κοντά στο κατώφλι της αντίδρασης έδειξαν τα ακόλουθα:

1. Οι θεωρητικές τιμές της  $\sigma_{g+m1}$  και από τους τρεις κώδικες αναπαράγουν τα πειραματικά δεδομένα, χωρίς ιδιαίτερη δυσκολία.
2. Οι θεωρητικές τιμές της  $\sigma_{m2}$  αναπαράγουν μόνο τη μορφή της πειραματικής καμπύλης και παρουσιάζουν απόκλιση που φτάνει και το 50% για ενέργειες μικρότερες από 16 MeV και άνω του 50% ενέργειες μεγαλύτερες από 16 MeV. Οι κώδικες STAPRE-F και EMPIRE 2.19 βρίσκονται σε σχετική συμφωνία μεταξύ τους ενώ τα αποτελέσματα του κώδικα TALYS 1.2 αποτυγχάνουν να αναπαράξουν τα πειραματικά δεδομένα, γεγονός που έχει ξαναπαρατηρηθεί στο παρελθόν για την αναπαραγωγή ενεργών διατομών μετασταθών σταθμών από τον συγκεκριμένο κώδικα για την μεταβατική περιοχή πυρήνων στην οποία ανήκει ο Au.
3. Η δυσκολία αναπαραγωγής της πειραματικής καμπύλης της  $\sigma_{m2}$  σε σχέση με τη  $\sigma_{g+m1}$  αποδεικνύει πως η ενεργός διατομή παραγωγής μίας στάθμης με υψηλό σπιν είναι ένα ευαίσθητο τεστ για τα στατιστικά πρότυπα που χρησιμοποιούνται αλλά και τους κώδικες που υλοποιούν τους υπολογισμούς.
4. Οι δοκιμές που έγιναν για τη βελτίωση της θεωρητικής καμπύλης ανέδειξαν το ενδεχόμενο ελλείψεων σταθμών με υψηλό σπιν που ανήκουν σε ζώνες περιστροφής στα ενεργειακά



διαγράμματα των πυρήνων  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$ . Το αποτέλεσμα αυτό φαίνεται πιθανό, με βάση τη συστηματική της περιοχής, για να εξαχθούν όμως ασφαλή συμπεράσματα για το αν οι ελλείψεις στα ενεργειακά διαγράμματα είναι η αιτία της απόκλισης της θεωρητικής καμπύλης της  $\sigma_{m2}$  από τα πειραματικά δεδομένα πρέπει να γίνουν δοκιμές με την εισαγωγή των σταθμών των ζωνών περιστροφής που προτείνονται παραπάνω στις αναμενόμενες ενέργειές τους, μέσα στο συνεχές των πυρήνων. Κάτι τέτοιο δεν είναι δυνατόν με κανένα από τους τρεις κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν.

Προτείνεται στο μέλλον η συνέχιση πειραματικής και θεωρητικής μελέτης τέτοιων 'ζευγών' (ισομερής υψηλού σπιν και βασική στάθμη χαμηλού σπιν) στην ενδιαφέρουσα μεταβατική περιοχή Os-Pb. Επίσης για τη μελέτη πολλών αντιδράσεων που περιλαμβάνουν διέγερση των πυρήνων στο συνεχές τους κρίνεται σκόπιμη η χρήση κώδικα που να επιτρέπει την εισαγωγή διακριτών σταθμών στο συνεχές. Τέλος θα ήταν πολύ ενδιαφέρουσα μία πειραματική αναζήτηση των σταθμών υψηλού σπιν που φαίνεται να λείπουν από τα ενεργειακά διαγράμματα των  $^{196}\text{Au}$  και  $^{195}\text{Au}$ .

# Βιβλιογραφία

- [1] Α. Τσιγγάνης, Θεωρητική μελέτη της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  με χρήση των κωδίκων EMPIRE 2.19 και TALYS 1.2, Μεταπτυχιακή Εργασία, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π. (2011).
- [2] Yu. P. Gangrsky, N. N. Kolesnikov, V. G. Lukashik, L. M. Melnikova, "Isomeric ratios in reactions induced by gamma rays and fast neutrons in the isotopes of Re, Ir, and Au", *Physics of Atomic Nuclei* **67**, No 7, 1227-1232 (2004).
- [3] Α. Τσιγγάνης, Μ. Διακακι, Μ. Κοκκορις, Α. Λαγογιαννίς, Ε. Μάρα, Ν. Τ. Παπαδόπουλος, Ρ. Ξαστου, Πηψς. Ρε. " **83**, 024609 (2011).
- [4] Α. Τσιγγάνης, Μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$ , Διπλωματική Εργασία, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π. (2008).
- [5] Ε. Μάρα, Πειραματικός προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ , Διπλωματική Εργασία, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π. (2009).
- [6] M. Uhl, B. Strohmaier, "Computer Code for particle induced activation cross section and related quantities", IRK-76/01, IAEA, Vienna (1976).
- [7] <http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-0461>.
- [8] M. Herman, R. Capote, B. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trakov, V. Zerkin, "EMPIRE-II, Nuclear Reaction Model code, version 2.19", IAEA, Vienna (2005).
- [9] A. J. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn, "TALYS-1.0", International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22-27, 2007, Nice, France (2008).
- [10] Li-Tao Song, Xiao-Hong Zhou, Yu-Hu Zhang, Ying-Xiang Guo, Zhi-Yu Sun et al, *Chin. Phys. Let.* 21, No 7, 1243 (2004).
- [11] A. Ansari *Phys. Rev. C* **33**, 1 (1986).
- [12] E. Hagn, E. Zech, *Nucl. Phys. A*, **373** 256-266 (1982).
- [13] "Table of Isotopes", E. Browne, J. M. Dairiki, R. E. Doebler. C. M. Lederer, V. S. Shirley, Wiley, 7th edition, (1978).
- [14] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, [www.nndc.bnl.gov](http://www.nndc.bnl.gov).
- [15] A. J. Cole, *Statistical Models for Nuclear Decay, Fundamental and Applied Nuclear Physics Series* (2000).

- [16] Γεώργιος Περδικάκης, 'Μελέτη αντιδράσεων νετρονίων ( $n,2n$ ) σε πυρήνες της περιοχής των ακτινιδών', Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. (2006).
- [17] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, Wiley (1988).
- [18] S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, *Phys. Rev.* **75**, 1352 (1949).
- [19] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 478 (1966).
- [20] C. Cline, M. Blann, *Nucl. Phys. A* **172**, 225 (1971).
- [21] C. Kalbach, C. Cline, *Nucl. Phys. A* **210** 590 (1973).
- [22] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952).
- [23] T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhighang, S. Goriely, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Oblozinsky, V. Plujko, P. Young, *Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2, IAEA-TECDOC-1506, IAEA, Vienna (2006)*, <http://www.nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- [24] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, [www.nndc.bnl.gov](http://www.nndc.bnl.gov).
- [25] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952).
- [26] H. A. Bethe, *Reviews of Modern Physics*, " Nuclear Physics B. Nuclear dynamics, theoretical", Vol. 9, No 2, 69-244 (1937).
- [27] A. J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, *Nucl. Phys. A* **810**, 13-76 (2008).
- [28] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, "Microscopic Theory of Superconductivity", *Phys. Rev.* **106**, 162-164 (1957).
- [29] A. V. Ignatyuk, K.K. Istekov, G. N. Smirenkin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **29**, 450 (1979).
- [30] A. V. Ignatyuk, J. L. Weil, S. Raman, S. Kahane, *Phys. Rev. C* **47**, 1504 (1993).
- [31] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol.1*, Benjamin, New York (1969).
- [32] J. Meyer-Ter-Vehn, *Nucl. Phys. A*, **249** 111-140 (1975).
- [33] G. Hansen, A. S. Jensen, *Nucl. Phys. A*, **406**, 236 (1983).
- [34] D. M. Brink, *Nucl. Phys.* **4**, 215 (1957).
- [35] P. Axel, *Phys. Rev.*, **126**, 671 (1962).
- [36] N. Patronis, C. T. Papadopoulos, S. Galanopoulos, M. Kokkoris, G. Perdikakis, R. Vlastou, A. Lagoyannis, S. Harrisopulos, *Phys. Rev. C* **75**, 034607 (2007).
- [37] Huang Xiaolong, *Nuclear Data Sheets* **108** 2319 (2007).
- [38] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Ark. Fizik* **36**, 343 (1967).
- [39] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **59**, 185-381 (1995).

- [40] G. Audi, A. H. Wapstra, C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).
- [41] J. Raynal, "Notes on ECIS 94", CEA-N-2772, CEA, Saclay (1994).
- [42] A. J. Koning, J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
- [43] Experimental Nuclear Reaction Data, [www.nndc.bnl.gov/exfor/](http://www.nndc.bnl.gov/exfor/).
- [44] V. Avrigeanu, S. V. Chuvaev, R. Eichin, A. A. Filatenkov, R. A. Forrest, H. Freiesleben, M. Herman, A. J. Koning, K. Seidel, Nucl. Phys. A **765**, 1-28 (2006).
- [45] S. Sudar, S. M. Qaim, Phys. Rev. C **73** 034613 (2006).
- [46] M. Al-Abyad, S. Sudar, M. N. H. Comsan, S. M. Qaim, Phys. Rev. C **73**, 064608 (2006).
- [47] S. F. Mughaghab, C. Dunford, Phys. Rev. Lett. **81**, 4083 (1998).
- [48] S. I. Al-Quraishi, S. M. Grimes, T. N. Massey, D.A. Resler, Phys. Rev. C **67**, 015803 (2003).
- [49] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
- [50] S. M. Qaim, A. Mushtaq, Phys. Rev. C **38**, 645 (1988).
- [51] A. J. Kreine, M. Fenzl, S. Lunardi, M.A. Mariscotti, "Rotational structures in doubly odd  $^{198}\text{Tl}$ ", Nucl. Phys. A **282**, 243-268 (1977).
- [52] A. J. Kreiner, Particle-rotor model for doubly odd transitional nuclei of the Tl-region, Z. Physik A **288**, 373-381 (1978).
- [53] E. F. Moore, M. P. Carpenter, Y. Liang, R. V. F. Janssens, I Ahmad, I. G. Bearden, P. J. Daly, M. W. Drigert, B. Formal, U. Garg, Z. W. Grabowski, H. L. Harrington, R. G. Henry, T. L. Khoo, T. Lauritsen, R. H. Mayer, D. Nisius, W. Reviol, M. Sferrazza, Phys. Rev. C **38**, 89 (1997).
- [54] H. Hubel, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. **38**, 89-96 (1997).
- [55] G. D. Drakoulis, G. J. Lane, T. M. Peaty, A. P. Byrne, A. M. Baxter, P.M. Davidson, A. N. Wilson, T. Kibedi and F. R. Xu, Phys. Rev. C **72**, 064319 (2005).
- [56] N. Fotiades, S. Harissopulos, C. A. Kalfas, S. Kossionides, C. T. Papadopoulos, R. Vlastou, M. Serris, M. Meyer, N. Redon, R. Duffait, Y. Le Coz, L. Ducroux, F. Hannachi, I. Deloncle, B. Gall, M. G. Porquet, G. Schuck, F. Azaiez, J. Duprat, A. Korichi, J. F. Sharpey-Schafer, M. J. Joyce, C. W. Beausang, P. J. Dagnall, P. D. Forsyth, S. J. Gale, P. M. Jones, E. S. Paul, J. Simpson, R. M. Clark, K. Hauschild, R. Wadsworth, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21**, 911 (1995).
- [57] N. Fotiades, S. Harissopulos, C. A. Kalfas, S. Kossionides, C. T. Papadopoulos and R. Vlastou, M. Serris, J. F. Sharpey-Schafer, M. J. Joyce, C. W. Beausang, P. J. Dagnall, P. D. Forsyth, S. J. Gale and P. M. Jones, E. S. Paul, P. J. Twin, J. Simpson, D. M. Cullen, P. Fallon, M. A. Riley, R. M. Clark, K. Hauschild, R. Wadsworth, Z. Phys. A, 354 (1996).

- [58] M. B. Chadwick, P. G. Young, Nuclear Science and Engineering **108**, 117-125 (1991).
- [59] S. M. Mullins, G. D. Dracoulis, A. P. Byrne, T. R. McGoram, S. Bayer, W. A. Seale, F. G. Kondev, Phys. Lett. B, **393**, 279 (1997).
- [60] S. -C. Wu, H. Niu, Nuclear Data Sheets **100**, 1 (2003).
- [61] V.R. Vanin, N.L. Maidana, R.M. Castro, E. Achterberg, O.A. Capurro, G.V. Marti, Nuclear Data Sheets **108**, 2393 (2007).
- [62] E. Achterberg, O. A. Capurro, G.V. Marti, V.R. Vanin, R. M. Castro, Nuclear Data Sheets **107**, 1-224 (2006).
- [63] H. Xiaolong, Zhou Chunmei, Nuclear Data Sheets **104**, 283 (2005).
- [64] Y. Gono, R. M. Lieder, M. Muller-Veggian, A. Neskakis, C. Mayer-Boricke, Phys. Rev. Lett. **37**, 17 (1976).
- [65] W. F. Mueller, H. Q. Jin, J. M. Lewis, W. Reviol, L.L. Riedinger, M. P. Carpenter, C. Baktash, J. D. Garrett, N. R. Johnson, I. Y. Lee, F. K. McGowan, C. -H. Yu, Phys. Rev. C, **59**, No 4, (1999).
- [66] P. G. Young, E. D. Arthur, "GNASH: A Preequilibrium, Statistical Nuclear -Model Code for Calculation of Cross Section and Emission Spectra ", LA-6947, Los Alamos National Laboratory (1977).
- [67] W. F. Mueller, H. Q. Jin, J. M. Lewis, W. Reviol, L. L. Riedinger, M. P. Carpenter, C. Baktash, J. D. Garrett, N. R. Johnson, I. Y. Lee, F. K. McGowan C. -H. Yu, S. Cwiok, Phys. Rev. C **59**, 4 (1998).
- [68] Richard B. Firestone, Nuclear Data Sheets **108**, 2319 (2007).
- [69] A.J. Koning, M.C. Duijvestijn, "A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential", Nucl. Phys. A, **744**, 15 (2004).
- [70] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).