

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



026000200087



λ
029 215

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

(99

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΥΠΟ
ΑΝΑΣΤΑΣΙΟΥ Δ. ΛΑΓΟΓΙΑΝΝΗ
ΦΥΣΙΚΟΥ

ΘΕΜΑ
ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΑΝΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ
- $^1\text{H} (^6\text{He}, ^6\text{He}) ^1\text{H}, ^1\text{H} (^6\text{He}, ^6\text{He}') ^1\text{H}'$ -
ΜΕ ΤΟ ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ MUST

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

Π. Ασημακόπουλος

Ι. Βέργαδος

Γ. Παντής

Α. Πάκου

Πρόεδρος Επιτροπής
Επιβλέπων Καθηγητής

Κ. Ιωαννίδης

Ν. Μάνθος

Μέλος Τριμελούς Επιτροπής

Ν. Νικολής

Μέλος Τριμελούς Επιτροπής

ΙΩΑΝΝΙΝΑ 2001



στη μνήμη του αδερφού μου

*«Γιάννη, σε θυμάμαι μες το κρύο
μαζί με ζήλια ίσως και θυμό·
κινήσαμε παρέα αλλά σε λίγο
έφυγες εσύ, και έμεινα εγώ»
Α. Τσιλιφώνης*



Ευχαριστίες

Η παρούσα διατριβή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων και στο εργαστήριο *DSM/DAPNIA CEA SACLAY, Gif-sur-Yvette* κατά την περίοδο 9/1997 – 10/2001, ενώ το πειραματικό μέρος έγινε στο εργαστήριο *GANIL* της Γαλλίας.

Η εργασία έγινε υπό την επίβλεψη της αναπληρώτριας καθηγήτριας κα. Α. Πάκου, στην οποία θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές ευχαριστίες μου για τη συνεχή συμπαράσταση και την εμπιστοσύνη με την οποία με περιέβαλε, καθώς και την απέραντη υπομονή της.

Θα ήθελα, επίσης, να ευχαριστήσω τον κ. Ν. Αλαμάνο για τη φιλοξενία στο εργαστήριο Saclay της Γαλλίας, καθώς και την κα. F. Auger για την επίβλεψή της κατά την παραμονή μου εκεί και τις γνώσεις που μου παρείχε. Νοιώθω, επίσης, την ανάγκη να ευχαριστήσω θερμά τον κ. Α. Musumaga τόσο για την επιστημονική του βοήθεια όσο και για τη φιλία του, καθώς και όλη την ομάδα του εργαστηρίου για το ενδιαφέρον τους και τη φροντίδα με την οποία με περιέβαλε.

Ευχαριστώ τους επίκουρους καθηγητές κ. Ν. Μάνθο και κ. Ν. Νικολή για το ενδιαφέρον που έδειξαν και τις παρατηρήσεις τους κατά την εκπόνηση της διατριβής.

Επίσης ευχαριστώ τους καθηγητές κ. Π. Ασημακόπουλο, κ. Ι. Βέργαδο και κ. Γ. Παντή, καθώς και τον επίκουρο καθηγητή κ. Κ. Ιωαννίδη για την προσεκτική ανάγνωση της διατριβής και τις παρατηρήσεις τους που έδωσαν στην παρούσα διατριβή την τελική της μορφή.

Την δρ. Χ. Παπαχριστοδούλου και τον κ. Ν. Πατρώνη ευχαριστώ τόσο για την βοήθεια σε επιστημονικό επίπεδο όσο και για την ψυχολογική συμπαράσταση που μου παρείχαν. Επίσης, θέλω να ευχαριστήσω την υπόλοιπη ομάδα του εργαστηρίου Πυρηνικής Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων για την συμπαράσταση τους.

Τέλος, οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ στον ερευνητή Α' του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος κ. Δ. Λαγογιάννη καθώς και τη σύζυγο του, που τυγχάνει να είναι γονείς μου, για τη διαπαιδαγώγησή μου.

Επί προσωπικού τέλος, ευχαριστώ την Άννα για την ύπαρξη της στη ζωή μου...



ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το ${}^6\text{He}$ είναι ένας ραδιενεργός πυρήνας που ανήκει στην κατηγορία των εξωτικών βορρομειακών συστημάτων κοντά στη γραμμή αποσύνθεσης. Λόγω της απλότητας των υποσυστημάτων που τον αποτελούν έχει γίνει στο παρελθόν το επίκεντρο τόσο θεωρητικών όσο και πειραματικών μελετών. Εντούτοις, σήμερα πολύ λίγα είναι γνωστά για τον πυρήνα αυτόν. Στα πλαίσια αυτά στο παρόν σύγγραμμα επιχειρείται η κατανόηση τόσο της δομής όσο και του πυρηνικού δυναμικού του ${}^6\text{He}$, μέσω του προσδιορισμού γωνιακών κατανομών ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε αντίστροφη κινηματική.

Για τον πειραματικό προσδιορισμό των κατανομών αυτών σε μεγάλο γωνιακό εύρος με καλή διακριτική ικανότητα, χρησιμοποιήθηκε μια ιδιαίτερα απαιτητική πειραματική διάταξη. Αναλυτικότερα, για την ανίχνευση των σκεδαζομένων πρωτονίων από τη βασική και από τις διεγερμένες καταστάσεις του ${}^6\text{He}$, χρησιμοποιήθηκε το ανιχνευτικό σύστημα ελαφρών σωματιδίων MUST που απαρτίζεται από οκτώ τηλεσκόπια. Το κάθε τηλεσκόπιο αποτελείται από τρία στάδια ανίχνευσης, που επιτρέπουν το διαχωρισμό των σκεδαζομένων πρωτονίων από άλλα ελαφρά σωματίδια και τη μέτρηση της ενέργειας τους. Το πρώτο στάδιο ανίχνευσης είναι ένας λεπτός μικρολωριδιακός ανιχνευτής πυριτίου, που επιτρέπει τον προσδιορισμό της θέσης των πρωτονίων στο χώρο και τον υπολογισμό της γωνίας σκέδασης τους. Η απαίτηση για καλή διακριτική ικανότητα κατέστησε απαραίτητη τη χρήση δύο πολυσυρματικών ανιχνευτών χαμηλής πίεσης (CATS), οι οποίοι ανέπλασαν το προφίλ της δέσμης στο στόχο. Το ανιχνευτικό σύστημα συμπληρώνεται από έναν τοίχο έξι πλαστικών σπινθηριστών, που επιτρέπουν το διαχωρισμό των γεγονότων της ελαστικής σκέδασης από την ανελαστική.

Η επεξεργασία των δεδομένων επέτρεψε τη μέτρηση της γωνιακής κατανομής της βασικής καθώς και της πρώτης διεγερμένης κατάστασης του ${}^6\text{He}$ στα 1.797 MeV σε γωνιακό εύρος $10^\circ - 80^\circ$ στο σύστημα κέντρου μάζας καθώς και τη δημιουργία του ενεργειακού φάσματος του ${}^6\text{He}$ για ενέργειες ως τα 12 MeV.

Η θεωρητική ανάλυση των δεδομένων έγινε με τη χρήση μικροσκοπικών προτύπων (JLM και πρότυπο των φλοιών) και μακροσκοπικών προτύπων με χρήση των φαινομενολογικών δυναμικών των Becchetti – Greenlees και των Varner et al. Από την ελαστική σκέδαση του ${}^6\text{He}$ έγινε δυνατός ο προσδιορισμός του δυναμικού, το οποίο φαίνεται να αποκλίνει ελαφρά από τα κλασικά δυναμικά που προτείνονται για σταθερούς πυρήνες. Ειδικότερα, στην περίπτωση του προτύπου JLM κατέστη σαφές ότι απαιτείται η ελάττωση του πραγματικού μέρους του οπτικού δυναμικού με ταυτόχρονη αύξηση του φανταστικού. Τα δυναμικά αυτά χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη της ανελαστικής σκέδασης. Από τη μελέτη της γωνιακής κατανομής του συντονισμού στα 1.797 MeV αποδείχθηκε η ύπαρξη άλω στον πυρήνα του ${}^6\text{He}$. Έγινε, επιπλέον, εφικτός ο προσδιορισμός μιας μέσης τιμής της πυρηνικής παραμόρφωσης του επιπέδου αυτού. Τέλος αναδείχθηκαν νέες διεγερμένες καταστάσεις – συντονισμοί στο συνεχές στα 2.8, 4, 7, 8 και 11 MeV, για τις οποίες έγινε προσπάθεια απόδοσης του spin και της πολυπολικότητας τους.



ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
----------------	---

ΚΕΦΑΛΑΙΟ Ι

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Εισαγωγή	9
1.1 Ο ανιχνευτής δέσμης CATS	12
1.1.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά	16
1.1.2 Ηλεκτρονική επεξεργασία σήματος	17
1.1.3 Χωρική διακριτική ικανότητα	17
1.1.3.1 Αλγόριθμοι εύρεσης της θέσης του σωματιδίου	18
1.1.3.2 Κανονικοποίηση του επαγόμενου φορτίου στις λωρίδες των καθόδων	22
1.1.4 Χρονική διακριτική ικανότητα	23
1.1.5 Ανάπλαση της τροχιάς της δέσμης με τη χρήση των CATS	23
1.2 Ο πλαστικός ανιχνευτής	26
1.2.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά	26
1.2.2 Ηλεκτρονική επεξεργασία σήματος	28
1.3 Το ανιχνευτικό σύστημα MUST	28
1.3.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά	29
1.3.2 Ηλεκτρονική και λογική επεξεργασία σήματος	32
1.3.3 Προσδιορισμός διακριτικών ικανοτήτων	33
1.3.4 Ταυτοποίηση σωματιδίων	34
1.3.5 Ενεργειακή βαθμονόμηση του MUST	37
1.3.5.1 Βαθμονόμηση των μικρολωριδιακών ανιχνευτών πυριτίου	37
1.3.5.2 Βαθμονόμηση των ανιχνευτών Si(Li)	37
1.3.5.3 Ενεργειακή βαθμονόμηση των ανιχνευτών CsI	38



1.3.6 Χρονικός συγχρονισμός των λωρίδων του ανιχνευτή MUST.....	39
1.4 Ηλεκτρονική διάταξη	40

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή	47
2.1 Ταυτοποίηση πρωτονίων – Διαχωρισμός ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης	47
2.2 Προσδιορισμός ενεργειακών φασμάτων του ${}^6\text{He}$	49
2.2.1 Υπολογισμός της γωνίας σκέδασης	50
2.2.2 Προσδιορισμός ενέργειας πρωτονίων – Κινηματικές γραμμές	51
2.2.3 Υπολογισμός της ενέργειας διέγερσης ${}^6\text{He}$ – Ενεργειακά φάσματα ${}^6\text{He}$	53
2.3 Γωνιακές κατανομές.....	54
2.3.1 Υπολογισμός της στερεάς γωνίας, $\Delta\Omega$	55
2.3.2 Υπολογισμός του αριθμού των προσπιπτόντων σωματιδίων	58
2.3.3 Γωνιακή κατανομή της ελαστικής σκέδασης.....	58
2.3.4 Γωνιακές κατανομές διεγερμένων καταστάσεων.....	60
2.3.4.1 Γωνιακή κατανομή της κατάστασης στα 1.797 MeV.....	60
2.3.4.2 Γωνιακές κατανομές άλλων μη δέσμιων διεγερμένων καταστάσεων	63



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή	75
3.1 Θεωρία – Οπτικό Πρότυπο	75
3.1.1 Μακροσκοπικά πρότυπα.....	78
3.1.1.1 Παραμετροποίηση <i>Becchetti – Greenlees</i>	79
3.1.1.2 Παραμετροποίηση <i>CH89</i>	81
3.1.2 Μικροσκοπικά Πρότυπα.....	81
3.1.2.1 Πρότυπο <i>JLM</i>	84
3.1.2.2 Πρότυπο των φλοιών.....	88
3.2 Ανάλυση της ελαστικής σκέδασης	89
3.2.1 Μακροσκοπικά πρότυπα.....	90
3.2.2 Μικροσκοπικά πρότυπα.....	91
3.2.2.1 Πρότυπο <i>JLM</i>	91
3.2.2.2 Πρότυπο των φλοιών.....	93
3.3 Ανάλυση της ανελαστικής σκέδασης –	
Διεγερμένη κατάσταση 2⁺	95
3.3.1 Προσδιορισμός της άλω.....	95
3.3.2 Προσδιορισμός της πυρηνικής παραμόρφωσης	96
3.3.2.1 Μακροσκοπικά πρότυπα.....	97
3.3.2.2 Μικροσκοπικά πρότυπα.....	99
3.4 Άλλα ανελαστικά κανάλια.....	100

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΣΥΖΗΤΗΣΗ

.....	107
-------	-----



ΠΑΡΑΡΤΗΡΙΟ Α

ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΡΑΔΙΟΕΝΕΡΓΩΝ ΔΕΣΜΩΝ

.....	113
-------	-----

ΠΑΡΑΡΤΗΡΙΟ Β

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΟΥ ΠΕΙΡΑΜΑΤΟΣ

Εισαγωγή	119
B.1 Παραγωγή τυχαίων αριθμών	120
B.2 Γωνιακή κατανομή	120
B.2.1 Ισοτροπική κατανομή.....	120
B.2.2 «Πραγματική» κατανομή.....	121
B.3 Ανάπλαση δέσμης	126
B.3.1 Δέσμη σημειακού προφίλ.....	126
B.3.2 Δέσμη με κυκλική διατομή	126
B.3.3 Δέσμη με «πραγματική» διατομή.....	127
B.4 Στόχος	128
B.4.1 Γωνία σκέδασης.....	128
B.4.2 Απώλεια της ενέργειας	129
B.4.3 Γωνιακή απόκλιση (Angular straggling)	130
B.4.4 Ενεργειακή απόκλιση (Energy straggling)	131
B.5 Ανίχνευση	131
B.5.1 Τροχιά του πρωτονίου.....	131
B.5.2 Σφαιρικός ανιχνευτής.....	132
B.5.3 Επίπεδος ανιχνευτής.....	134



ΠΑΡΑΡΤΗΜΙΑ Γ'

ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΤΟΥ ΜΟΥΣΤ

Εισαγωγή	137
Γ.1 Σύστημα αξόνων	137
Γ.2 Περιστροφές.....	139

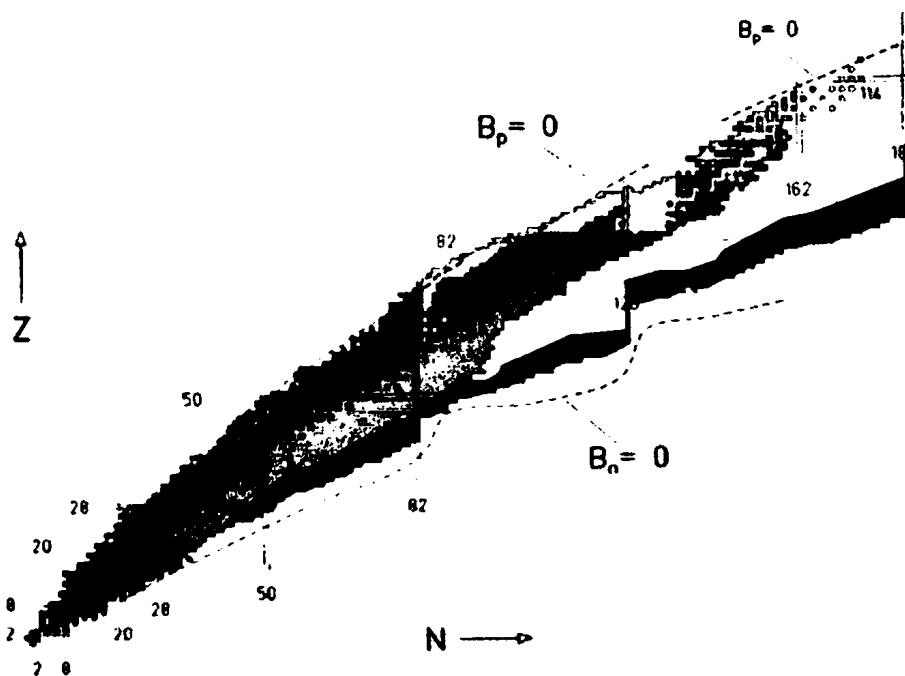
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

.....	143
-------	-----



ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία χρόνια με την ανάπτυξη των τεχνικών επιτάχυνσης για την παραγωγή ραδιενεργών δεσμών, η μελέτη πυρήνων μακριά από την κοιλάδα σταθερότητας, και μάλιστα πυρήνων με άλω ή επιδερμικά νετρόνια (halo nuclei – neutron skin nuclei) προσέλκυσε το ενδιαφέρον των ερευνητών. Η μελέτη των πυρήνων αυτών μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως δείκτης εγκυρότητας των μέχρι τώρα θεωριών, σχετικά με τη δομή των πυρήνων και των δυναμικών αλληλεπίδρασης. Είναι δυνατό, επίσης, να αποκαλύψει νέα στοιχεία για μια πιο γενικευμένη περιγραφή της πυρηνικής



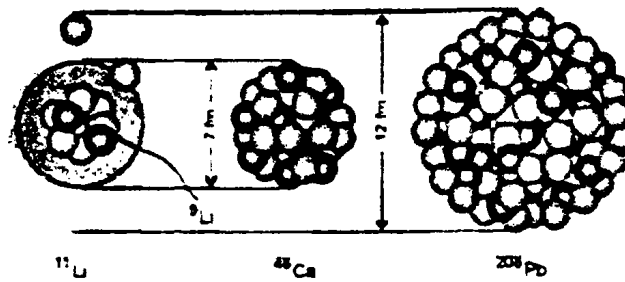
Σχήμα 1: Διάγραμμα των μέχρι τώρα γνωστών πυρήνων. Με μαύρο χρώμα δηλώνονται οι σταθεροί πυρήνες, ενώ οι δύο ακριανές γραμμές, γνωστές ως γραμμές αποσύνθεσης (drip lines), σημειώνουν τα όρια των δέσμιων πυρηνικών καταστάσεων. Η κάτω οριακή γραμμή είναι η γραμμή αποσύνθεσης των νετρονίων, ενώ η άνω οριακή γραμμή είναι η γραμμή αποσύνθεσης των πρωτονίων. Οι σταυροί δεικνύουν τους πυρήνες με μαγικό αριθμό.

δομής και του πυρηνικού δυναμικού.

Παρά τη σχετικά πρόωρη ανακάλυψη ορισμένων ελαφρών ραδιενεργών πυρήνων (το ${}^6\text{He}$ ανακαλύφθηκε το 1936 [Bj36] και το ${}^8\text{He}$ το 1966 [Ba66]), η πραγματική μελέτη των ιδιοτήτων τους ξεκίνησε στα μέσα της δεκαετίας του 1980 με τη δημιουργία ραδιενεργών δεσμών υψηλών ενεργειών. Τα πρώτα πειραματικά αποτελέσματα [Ta85a] [Ta85b] αποκάλυψαν πυρήνες με ιδιόμορφη δομή, οι οποίοι είναι γνωστοί ως πυρήνες με άλω (halo nuclei). Σύμφωνα με την κοινή της σημασία, η άλως είναι ένα σύστημα φωτεινών δακτυλίων γύρω από τον ήλιο ή τη σελήνη, που δημιουργείται λόγω της ανάκλασης ή της σκέδασης των ακτινών του φωτός από παγοκρυστάλλους της ατμόσφαιρας. Στην Πυρηνική Φυσική η κατάσταση της άλως είναι ένα φαινόμενο κατωφλίου, που προκύπτει από την ύπαρξη μια δέσμιας κατάστασης κοντά στο συνεχές. Ασθενώς συνδεδεμένα νουκλεόνια μπορούν να κινηθούν στο χώρο γύρω από την πυρηνική καρδιά και παρουσιάζουν μεγάλη πιθανότητα να βρεθούν σε αποστάσεις πολύ μεγαλύτερες από τη συνηθισμένη πυρηνική ακτίνα, δίνοντας έτσι την εντύπωση μιας πιο διάχυτης επιφάνειας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα πυρήνων με άλω είναι το ${}^{11}\text{Li}$. Αν και η πυκνότητα φορτίου του ${}^{11}\text{Li}$ είναι ίδια με αυτήν του σταθερού ${}^6\text{Li}$, η ακτίνα μάζας rms είναι ίση με αυτή του ${}^{48}\text{Ca}$ ενώ τα νετρόνια της άλως εκτείνονται σε απόσταση ίση με την ακτίνα μάζας του ${}^{208}\text{Pb}$. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει ότι τα δύο επιπλέον νετρόνια (νετρόνια στοιβάδας) του ${}^{11}\text{Li}$ εντοπίζονται κυρίως έξω από το μέσο πεδίο, που δημιουργείται από τα νουκλεόνια της καρδιάς, στοιχείο που δικαιώνει το όνομα «πυρήνας με άλω». (σχήμα 2).

Εκτός του ${}^{11}\text{Li}$ άλλοι ελαφροί πυρήνες με άλω είναι οι ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$ κ.α. Η δομή της άλως ενός νετρονίου (όπως το ${}^{11}\text{Be}$) μπορεί να περιγραφεί με ένα απλό πρότυπο δύο σωμάτων, ενώ η δομή της πολυνετρονιακής άλως (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$) είναι πολύ πιο περίπλοκη.



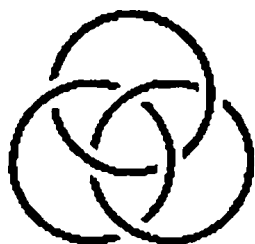


Σχήμα 2: Γεωμετρική δομή του πυρήνα ^{11}Li . Η ακτίνα rms είναι ίση με αυτή του ^{48}Ca , ενώ τα νετρόνια στοιβάδας βρίσκονται στην ίδια απόσταση με τα εξωτερικά νετρόνια του ^{208}Pb .

Εκτός από την κατηγορία πυρήνων με δομή άλω, υπάρχει μια δεύτερη κατηγορία εξωτικών πυρήνων, που παρουσιάζουν επιδερμίδα νετρονίων (neutron skin nuclei) [Ta95]. Η επιδερμίδα των νετρονίων παραπέμπει σε μεγάλη διαφορά των ενεργειών Fermi νετρονίων και πρωτονίων. Αυτή η διαφορά έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας ακτίνας νετρονίων ιδιαίτερα μεγαλύτερης από εκείνη των πρωτονίων. Σε θεωρητικά πλαίσια εικάζεται ότι η επιδερμίδα νετρονίων οδηγεί σε περισσότερο διάχυτη πυρηνική επιφάνεια [Do98] από αυτήν που παρατηρείται σε κλασικούς πυρήνες, με σημαντικά επακόλουθα στην αλληλεπίδραση spin - τροχιάς και στη σύζευξη νουκλεονίων (pairing) που παρατηρούνται για πυρήνες κοντά στην γραμμή αποσύνθεσης. Εντούτοις, ο βαθμός διάχυσης είναι εν γένει πολύ μεγαλύτερος στους πυρήνες με άλω από ότι σε πυρήνες με επιδερμίδα, με αποτέλεσμα στην πρώτη περίπτωση να υπάρχει σαφής διαχωρισμός μεταξύ άλω (στοιβάδα νετρονίων) και πυρηνικής καρδιάς. Παράδειγμα πυρήνων με επιδερμίδα νετρονίων αποτελούν οι πυρήνες $^{6,8}\text{He}$, οι οποίοι όμως, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, μπορεί να θεωρηθούν και ως πυρήνες με άλω δύο και τεσσάρων νετρονίων αντίστοιχα. Συγκεκριμένα για τον πυρήνα του ^6He υπάρχει διχογνωμία κυρίως σε θεωρητικά πλαίσια σχετικά με το αν ο πυρήνας αυτός έχει άλω ή επιδερμίδα, κάτι όμως που μπορεί πολύ δύσκολα να προσδιοριστεί πειραματικά. Στη διεθνή βιβλιογραφία υποστηρίζεται τόσο η άποψη ότι

πρόκειται για πυρήνα με άλω, όσο και η άποψη ότι πρόκειται για πυρήνα με επιδερμίδα νετρονίων [Si01][Ta92].

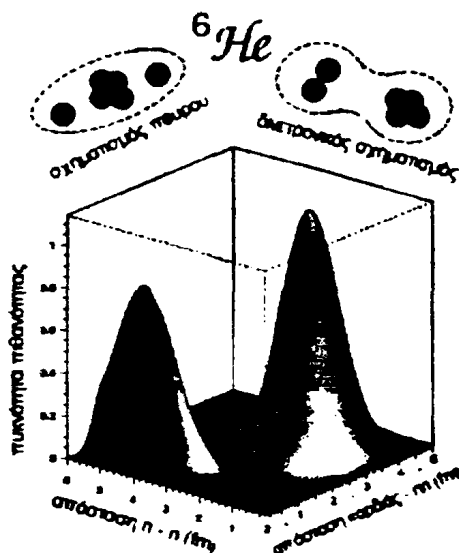
Επιπλέον, πυρήνες όπως το ${}^6\text{He}$ και το ${}^{11}\text{Li}$ ανήκουν στην ειδική κατηγορία των βορρομειακών πυρήνων. Αν και η βασική τους κατάσταση είναι δέσμια, δεν υπάρχουν αντίστοιχες δέσμιες καταστάσεις για τα υποσυστήματα, δηλαδή για τα συστήματα $\alpha+n$, $n+n$ για το ${}^6\text{He}$. Οι πυρήνες με αυτήν την ιδιότητα, ονομάζονται «Βορρομειακοί» από την τοπολογία των τριών δακτυλίων που φαίνεται στο σχήμα 3. Αυτοί οι δακτύλιοι είναι συνδεδεμένοι μεταξύ τους κατά τέτοιο τρόπο, ώστε όταν αποκοπεί ο ένας δακτύλιος, οι άλλοι δύο παύουν να είναι συνδεδεμένοι μεταξύ τους.



Σχήμα 3: Βορρομειακοί δακτύλιοι

Ένα ενδιαφέρον πρόβλημα στη δομή των βορρομειακών συστημάτων είναι ο τρόπος συσχέτισης των δύο νετρονίων της άλω. Για την περίπτωση του ${}^6\text{He}$ τα νετρόνια τείνουν να βρεθούν σε δύο καταστάσεις. Είτε βρίσκονται κοντά το ένα στο άλλο όταν το κέντρο μάζας τους είναι μακριά από την καρδιά του πυρήνα – ο δινετρονικός σχηματισμός – είτε βρίσκονται μακριά το ένα από το άλλο όταν το κέντρο μάζας τους βρίσκεται κοντά στην πυρηνική καρδιά – σχηματισμός πούρου. Στο σχήμα 4 εικονίζεται η πυκνότητα συσχέτισης (correlation density) του ${}^6\text{He}$, που είναι η θεωρητική πιθανότητα εύρεσης των τριών σωματίων σε διάφορες αποστάσεις μεταξύ τους. Από τη γραφική παράσταση φαίνεται καθαρά η ύπαρξη δύο κορυφών, που αντιστοιχούν στους δύο προηγούμενους σχηματισμούς που αναφέρθηκαν.





Σχήμα 4: Γραφική παράσταση της πυκνότητας συσχέτισης του ${}^6\text{He}$

Από τους βορρομειακούς πυρήνες, η περίπτωση του ${}^6\text{He}$ παρουσιάζει αρκετό ενδιαφέρον τόσο πειραματικά όσο και θεωρητικά και έχει απασχολήσει εκτενώς τη διεθνή βιβλιογραφία ([Da97] [Er97] [Cs94] [Cs95] [Fu84] [Ha95] [Ka00b] [Sa93] [Br84] [Ja96] [Ko89] [Ko97] [Na00a] [Na00b] [Au99] [Ha87] [Al82] [Ta88] [Ko92] [Ba94] [Al00] [Be98] [Su91] [Vi01] [Co98b]) λόγω της απλότητας των υποσυστημάτων που τον αποτελούν: την καρδιά ${}^4\text{He}$, που μπορεί σε πολύ καλή προσέγγιση να θεωρηθεί ως πυρηνικό σύστημα χωρίς εσωτερική δομή, και τα δύο νετρόνια. Στην περίπτωση αυτή, τα δυναμικά των δισωματιδιακών υποσυστημάτων είναι καλά ορισμένα και οι θεωρητικές προβλέψεις μπορεί να είναι αρκετά ακριβείς. Επομένως, ως εφαλτήριο για τη μελέτη των βορρομειακών πυρήνων προτείνεται η κατανόηση της δομής του πυρήνα ${}^6\text{He}$ και στη συνέχεια η ενασχόληση με περιπλοκότερα συστήματα όπως το ${}^8\text{He}$ και το ${}^{10}\text{He}$.

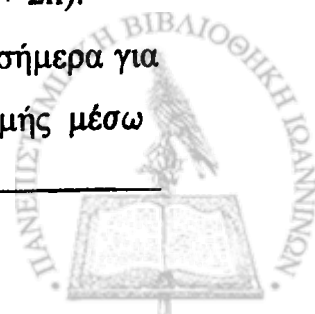
Η μελέτη ελαφρών εξωτικών πυρήνων μέσω της ελαστικής σκέδασης δίνει πληροφορίες σχετικά με την αλληλεπίδραση νουκλεονίου - νουκλεονίου μακριά από την κοιλάδα σταθερότητας. Οι παράμετροι αυτής της αλληλεπίδρασης είναι ενδιαφέρουσες για την μελέτη αυτής καθ' αυτής

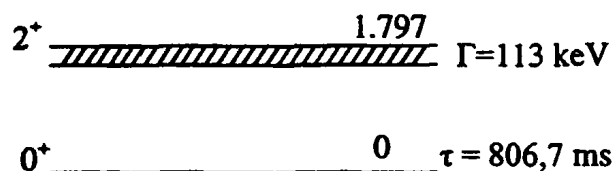
της ελαστικής σκέδασης, αλλά και απαραίτητες για την ανάλυση και την κατανόηση της δυναμικής πιο πολύπλοκων αντιδράσεων (ανελαστική σκέδαση, σχάση, αντιδράσεις μεταφοράς). Οι θεωρητικές μελέτες της ελαστικής σκέδασης ελαφρών πυρήνων με άλω προβλέπουν σημαντική μείωση του βάθους του πραγματικού μέρους του οπτικού δυναμικού σε σχέση με τις καθολικές παραμέτρους (global parameters), που έχουν εξαχθεί για τους σταθερούς πυρήνες. Επιπρόσθετα, προβλέπουν την αύξηση του φανταστικού μέρους, η οποία οδηγεί σε μεγαλύτερες τιμές της ολικής ενεργού διατομής [Za00]. Η επιβεβαίωση τέτοιων θεωριών είναι δυνατή με την πειραματική μελέτη της ελαστικής σκέδασης σε μεγάλο εύρος γωνιών και ενεργειών καθώς και με τον πειραματικό προσδιορισμό ολικών ενεργών διατομών [Vi01].

Εφόσον προσδιοριστεί η μορφή του δυναμικού, μπορεί ακολούθως να προχωρήσει κανείς με τη μελέτη της ανελαστικής σκέδασης και μάλιστα με τη μελέτη των γωνιακών κατανομών της. Η ανελαστική σκέδαση πρωτονίων είναι ένα ισχυρό εργαλείο για τον προσδιορισμό της πυρηνικής παραμόρφωσης. Επιπλέον, είναι η καταλληλότερη μέθοδος για την αναζήτηση διεγερμένων καταστάσεων και για τον προσδιορισμό της ενέργειας, του spin και της ομοτιμίας τους.

Στο παρόν σύγγραμμα επιχειρείται η μελέτη τόσο της δομής όσο και του πυρηνικού δυναμικού του ${}^6\text{He}$, μέσω του προσδιορισμού γωνιακών κατανομών ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε αντίστροφη κινηματική. Επιχειρείται, επίσης, έρευνα νέων συντονισμών στο φάσμα του συνεχούς πέρα από τις δύο ήδη γνωστές καταστάσεις [Aj98] (σχήμα 5). Από τις καταστάσεις αυτές, η βασική είναι δέσμια με χρόνο ζωής $\tau = 806,7 \text{ ms}$, ενώ η πρώτη διεγερμένη στα 1.797 MeV ανήκει ήδη στο φάσμα του συνεχούς. Μετά τα 0.9 MeV ($B_n=0.9 \text{ MeV}$) ο πυρήνας του ${}^6\text{He}$ διασπάται σε ένα σωματίο α και δύο νετρόνια (${}^6\text{He} \rightarrow \alpha + 2n$).

Οι πειραματικές μέθοδοι που έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι σήμερα για τη μελέτη του ${}^6\text{He}$ στηρίζονται στη μελέτη των κατανομών ορμής μέσω





${}^6\text{He}$

Σχήμα 5: Ενεργειακό διάγραμμα του ${}^6\text{He}$

πειραμάτων θρυμματισμού ([Ta88], [Ko92], [Ba94]), σε αντιδράσεις ανταλλαγής φορτίου σε στόχους ${}^6\text{Li}$ ([Sa93], [Br84], [Ja96], [Na00]) και στο φαινόμενο της αποσύνδεσης Coulomb (Coulomb disassociation) σε βαρείς στόχους ([Au99], [Ale00]). Τα αποτελέσματα των πειραμάτων αυτών ήταν πενιχρά. Πέρα από τον προσδιορισμό της ακτίνας και του πρώτου διεγερμένου επιπέδου, ελάχιστα άλλα στοιχεία είναι γνωστά για το ${}^6\text{He}$. Αυτό συμβαίνει εν μέρει επειδή οι πειραματικές μελέτες γίνονται στο φάσμα του συνεχούς, όπου οι διάφορες καταστάσεις επικαλύπτονται και εν μέρει επειδή οι παραπάνω μέθοδοι ενέχουν προβλήματα, λόγω της ανάμιξης φαινομένων που οφείλονται στην δομή του ${}^6\text{He}$ και φαινομένων που παρουσιάζονται λόγω του μηχανισμού αντίδρασης.

Στην παρούσα μελέτη για πρώτη φορά χρησιμοποιείται μια πιο ευθεία μέθοδος: αυτή της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης και του προσδιορισμού των γωνιακών κατανομών σε μεγάλο εύρος γωνιών. Η διάρθρωση της ύλης του συγγράμματος ακολουθεί την παρακάτω σειρά: στο πρώτο κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική διάταξη καθώς και η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε. Στο δεύτερο κεφάλαιο παρατίθεται ο τρόπος εξαγωγής των πειραματικών αποτελεσμάτων, ενώ το τρίτο κεφάλαιο αφιερώνεται στη θεωρητική ανάλυση των εν λόγω αποτελεσμάτων. Τέλος, καταγράφονται τα συμπεράσματα της παρούσας μελέτης καθώς και προτάσεις για την περαιτέρω μελέτη του ${}^6\text{He}$.

Το πείραμα στο οποίο στηρίζεται η παρούσα εργασία έγινε στο εργαστήριο *GANIL - Γαλλία* από πειραματική ομάδα του εργαστηρίου

DSM/DAPNIA CEA SACLAY, Gif-sur-Yvette – Γαλλία, με συμμετοχή της ομάδας μας από το *Πανεπιστήμιο των Ιωαννίνων, Ιωάννινα – Ελλάδα* και συμμετοχές από ομάδες του *Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, Orsay – Γαλλία* και του *University of Napoli and INFN Sezione di Napoli, Napoli – Ιταλία*. Η παραγωγή της ραδιενεργής δέσμης του ${}^6\text{He}$ περιγράφεται στο παράρτημα Α, ενώ στο παράρτημα Β ακολουθεί ο κώδικας προσομοίωσης του πειράματος. Τέλος, στο παράρτημα Γ αναφέρεται η γεωμετρία του πειράματος.



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1°

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Εισαγωγή

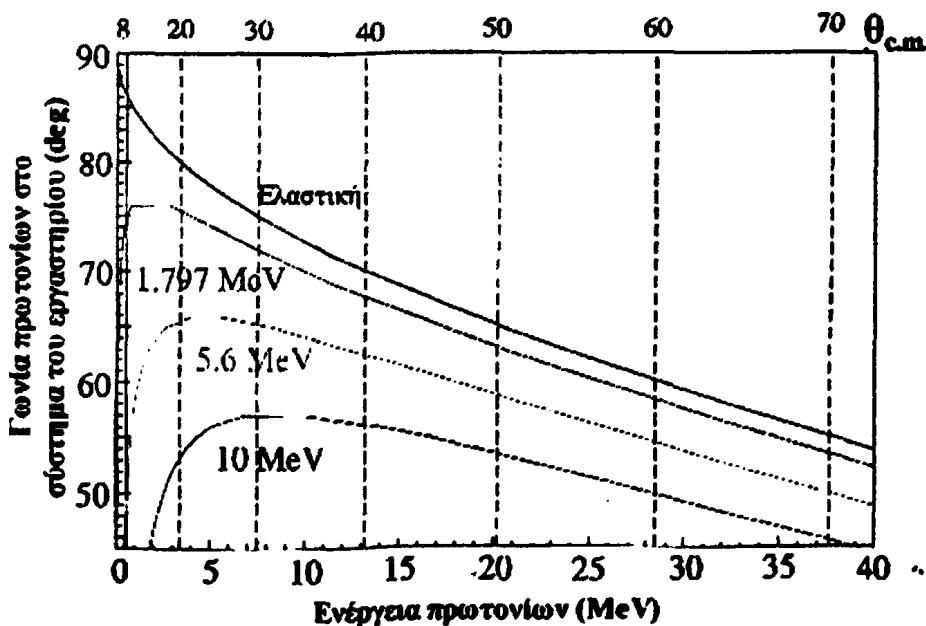
Για τη μελέτη των αντιδράσεων σκέδασης πρωτονίων ή άλλων ελαφρών πυρήνων από βαρείς ραδιενεργούς πυρήνες είναι υποχρεωτική η χρήση αντιδράσεων αντίστροφης κινηματικής. Στην παρούσα εργασία, όπου μελετάται ο ραδιενεργός πυρήνας ${}^6\text{He}$, χρησιμοποιήθηκαν οι αντίστροφες αντιδράσεις α) ελαστικής σκέδασης ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^1\text{H}$ και β) ανελαστικής σκέδασης ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}'){}^1\text{H}$ του ${}^6\text{He}$ με πρωτόνια. Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο *Ganil - Γαλλία*, όπου παρήχθη η ραδιενεργός δέσμη του ${}^6\text{He}$. Οι λεπτομέρειες για την παραγωγή της ραδιενεργού δέσμης περιγράφονται στο Παράρτημα Α. Το παρόν κεφάλαιο εστιάζεται στην υπόλοιπη πειραματική διάταξη.

Εν γένει, σε παρόμοια πειράματα, είναι συνήθης η χρήση φασματόμετρων για τη μέτρηση των σκεδαζόμενων βαρέων πυρήνων [Co96]. Εντούτοις, η μέθοδος αυτή παρουσιάζει τα παρακάτω δύο προβλήματα: α) Στην ελαστική σκέδαση οι βαρείς πυρήνες, εντοπίζονται μέσα σε ένα σχετικά μικρό κώνο, που στην περίπτωση του ${}^6\text{He}$ προβλέπεται να έχει γωνιακό άνοιγμα 10° . Η μικρή αυτή γωνιακή διασπορά στο σύστημα του εργαστηρίου έχει ως αποτέλεσμα τη μέτρηση της γωνιακής κατανομής της αντίδρασης με πολύ κακή διακριτική ικανότητα στο σύστημα κέντρου μάζας (1° στο σύστημα του εργαστηρίου αντιστοιχεί περίπου σε 10° στο σύστημα κέντρου μάζας), σε βαθμό που να κάνει τα αποτελέσματα ακατάλληλα για οποιαδήποτε θεωρητική επεξεργασία. β) Εάν ο βαρύς πυρήνας είναι ασθενώς δέσμιος, στην ανελαστική σκέδαση η πιθανή διάσπαση του διεγερμένου βαρέος πυρήνα, κατά την πτήση του

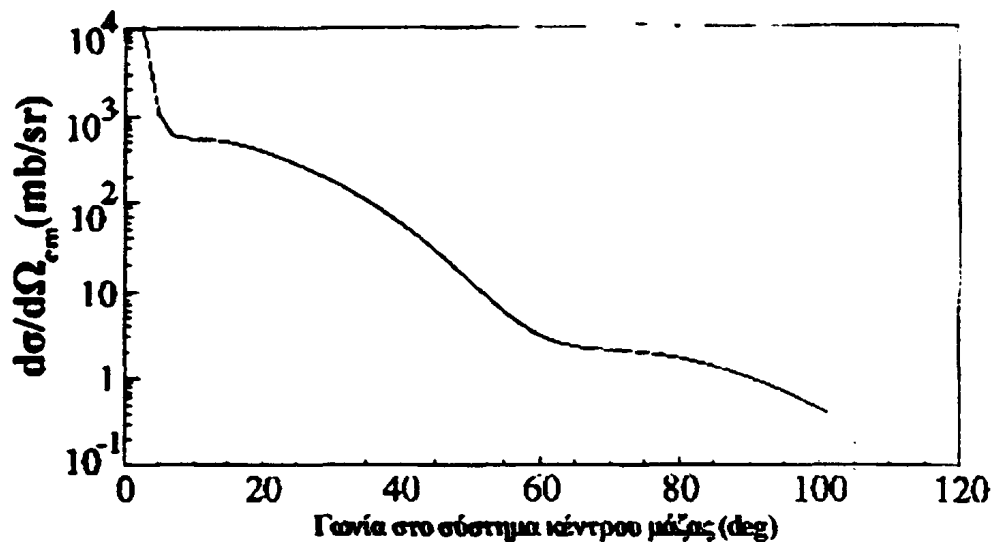
προς το φασματόμετρο, απαιτεί τον προσδιορισμό επιπλέον παραμέτρων από αυτών της αντίδρασης δύο σωμάτων για τον πλήρη καθορισμό της αντίδρασης. Π.χ., στην περίπτωση της ανελαστικής σκέδασης του ${}^6\text{He}$, το διεγερμένο ${}^6\text{He}$ διασπάται σε ένα σωματίο α και δύο νετρόνια. Συνακόλουθα, είναι αναγκαία η ανίχνευση τόσο του σωματίου α όσο και των δύο νετρονίων για τον πλήρη καθορισμό της κινηματικής της αντίδρασης.

Η εναλλακτική μέθοδος είναι η ανίχνευση του ελαφρού προϊόντος της σκέδασης. Το μεγάλο γωνιακό εύρος, που καλύπτουν τα σκεδαζόμενα ελαφρά σωματία, καθώς και η ανεξαρτησία τους από το είδος της σκέδασης, καθιστούν τη μέτρηση τους τη μέθοδο με τα περισσότερα πλεονεκτήματα για την εξαγωγή πληροφοριών σχετικά με την αντίδραση.

Ας θεωρήσουμε την παρούσα περίπτωση της σκέδασης του ${}^6\text{He}$ από στόχο πρωτονίων απ' όπου μπορούμε να αντλήσουμε αρκετά ενδιαφέρουσες πληροφορίες ως προς τις προϋποθέσεις που πρέπει να πληρεί ένας ανιχνευτής πρωτονίων ή εν γένει ελαφρών σωματιδίων. Στο σχήμα 6 βλέπουμε την κινηματική γραμμή της αντίδρασης ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^1\text{H}$, ενώ στο σχήμα 7 τη θεωρητική ενεργό διατομή της, βάσει του θεωρητικού



Σχήμα 6: Κινηματικές γραμμές της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης του ${}^6\text{He}$ σε πρωτόνια



Σχήμα 7: Θεωρητική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης του ${}^6\text{He}$ σε πρωτόνια σύμφωνα με το πρότυπο JLM.

- προτύπου JLM [Je76] [Je77]. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι αν θέλουμε να μετρήσουμε την ενεργό διατομή μιας τέτοιας αντίδρασης καλύπτοντας μεγάλο γωνιακό εύρος στο σύστημα κέντρου μάζας (σχήμα 7), πρέπει να χρησιμοποιηθεί κάποιος ανιχνευτής με όρια ενέργειας $\sim 0 - 40$ MeV (σχήμα 6). Σε περίπτωση που ο στόχος είναι σύνθετος, όπως π.χ. στο παρόν πείραμα, όπου χρησιμοποιήθηκε ως στόχος πρωτονίων το πολυπροπυλένιο ($(\text{CH}_3)_2$), το οποίο περιέχει και πυρήνες άνθρακα, υπάρχει περίπτωση η αντίδραση του ${}^6\text{He}$ με τον άνθρακα να δώσει ως προϊόντα άλλα ελαφρά σωματίδια, που θα μπορούσαν να δράσουν παρασιτικά στη μέτρηση. Επομένως, ο ανιχνευτής πρέπει επιπλέον να επιτρέπει την ταυτοποίηση των ελαφρών σωματιδίων που φθάνουν σ' αυτόν, προκειμένου να απορριφθούν τα σωματίδια που δεν προέρχονται από την υπό μελέτη αντίδραση. Το ανιχνευτικό σύστημα που κατασκευάστηκε για να πληρεί αυτές τις προϋποθέσεις και επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί στο παρόν πείραμα είναι το MUST (σχήματα 8, 9) (MUr à STrips, μτφ. «Μικρολωριδιακός τοίχος») [BI98] [Oi98].

Το MUST, όμως, δεν μπορεί να αντεπεξέλθει ικανοποιητικά στην ταυτόχρονη μελέτη της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης, επειδή δε

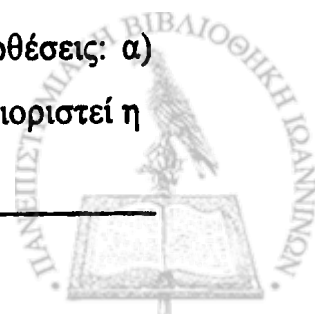
δύναται να διαχωρίζει επαρκώς τα πρωτόνια που προέρχονται από τα δύο είδη σκέδασης. Για τη λύση του προβλήματος αυτού εκμεταλλευόμαστε το γεγονός ότι το διεγερμένο ${}^6\text{He}$ διασπάται σε μικρό χρονικό διάστημα σε ένα σωματίο α και δύο νετρόνια. Με έναν κατάλληλα τοποθετημένο ανιχνευτή σε μικρές γωνίες στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου, μπορούμε να συλλέξουμε τους πυρήνες ${}^6\text{He}$ καθώς και τα σωματία α και να τα διαχωρίσουμε. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένας τοίχος από πλαστικούς σπινθηριστές βαρέων σωματιδίων καθώς και ένας μικρότερος πλαστικός ανιχνευτής κυκλικής διατομής, τοποθετημένος στις 0° (σχήματα 8, 9). Ο τελευταίος χρησιμοποιήθηκε και ως Faraday cup για τον προσδιορισμό του ακριβούς αριθμού των σωματιών της δέσμης και ακολούθως για την εξαγωγή της ενεργού διατομής της αντίδρασης.

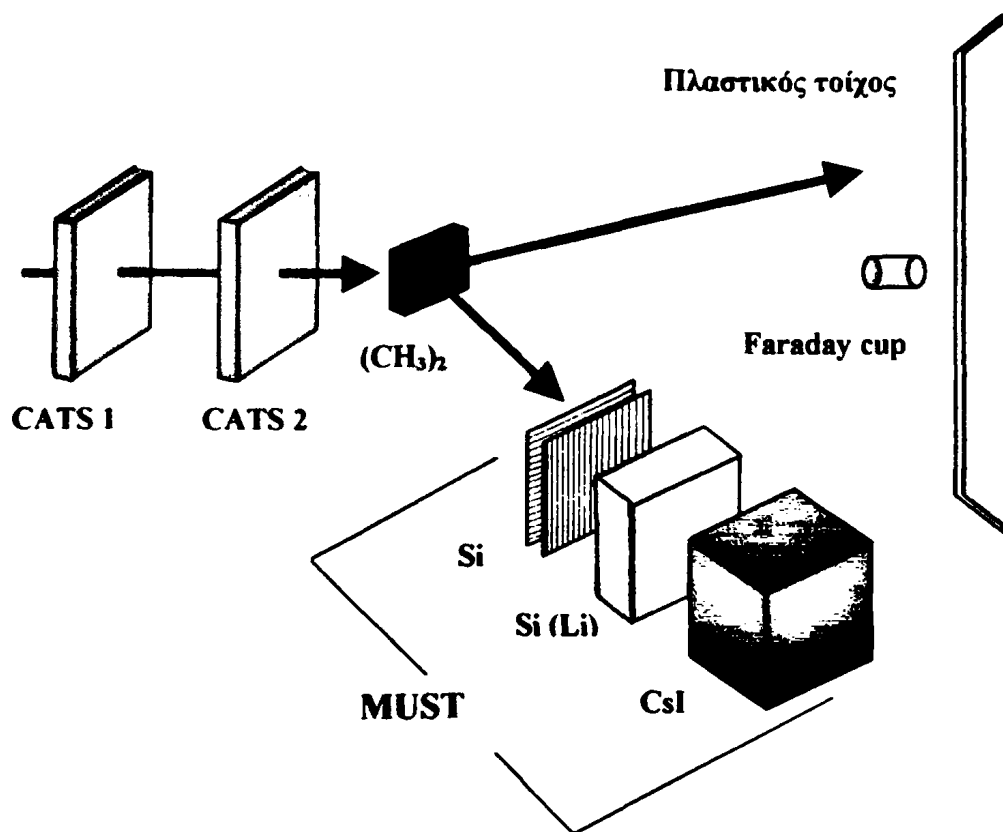
Χαρακτηριστικό των πειραμάτων με ραδιενεργές δέσμες είναι το μεγάλο προφίλ που παρουσιάζει η δέσμη και που μπορεί να καλύπτει μέχρι και επιφάνεια 1 cm^2 στο επίπεδο του στόχου. Μια τέτοια χωρική διασπορά καταστρέφει εντελώς το πλεονέκτημα της καλής γωνιακής διακριτικής ικανότητας, που μας προσφέρει ο ανιχνευτής MUST των ελαφρών σωματιδίων.

Η αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος γίνεται συνήθως με την τοποθέτηση ανιχνευτών δέσμης, ευαίσθητων ως προς την θέση, μπροστά από το στόχο και την καταγραφή της πορείας κάθε σωματίου προς το στόχο. Στην παρούσα περίπτωση χρησιμοποιήθηκαν δύο πολυσυρματικοί ανιχνευτές χαμηλής πίεσης ονομαζόμενοι CATS (σχήμα 8, 10, 11). Στις επόμενες παραγράφους ακολουθεί η λεπτομερής περιγραφή όλων των προαναφερθέντων ανιχνευτών.

1.1 Ο ανιχνευτής δέσμης CATS

Οι ανιχνευτές δέσμης πρέπει να πληρούν τις παρακάτω προϋποθέσεις: α) να είναι ευαίσθητοι ως προς τη θέση, ώστε να μπορεί να προσδιοριστεί η





Σχήμα 8: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης για τη μελέτη της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης του 3He σε στόχο πρωτονίων



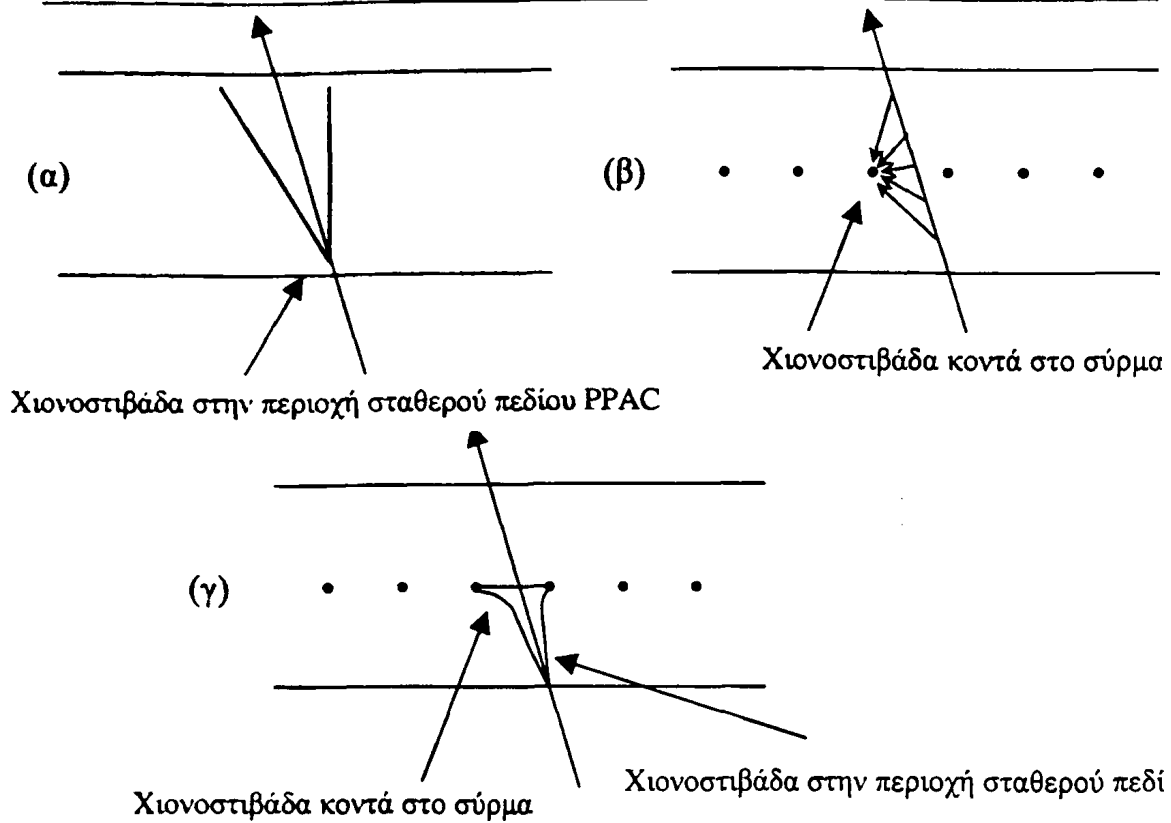
Σχήμα 9: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης, όπου διακρίνεται, δεξιά το ανιχνευτικό σύστημα MUST και αριστερά ο πλαστικός τοίχος και ο πλαστικός ανιχνευτής στις 0°

τροχιά των προσπιπτόντων πυρήνων της δέσμης, β) να λειτουργούν με δέσμες μεγάλης έντασης, χωρίς να αλλοιώνουν την τροχιά και την ενέργεια των ανιχνευομένων σωματίων και γ) να έχουν καλή χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα.

Οι πολυσυρματικοί ανιχνευτές χαμηλής πίεσης πληρούν αυτές τις προϋποθέσεις [Br79][Br82]. Το αηγμένο πεδίο E/P (ηλεκτρικό πεδίο διαιρεμένο με την πίεση του αερίου) είναι πολύ υψηλό και υπάρχουν δύο περιοχές πολλαπλασιασμού. Αντίθετα με τους πολυσυρματικούς ανιχνευτές υψηλής πίεσης, που έχουν μια περιοχή ενίσχυσης κοντά στα σύρματα της ανόδου, οι ανιχνευτές χαμηλής πίεσης έχουν μια πρώτη περιοχή πολλαπλασιασμού παρόμοια με αυτήν των ανιχνευτών χιονοστιβάδας παράλληλων πλακών PPAC (Parallel Plate Avalance Counter) κοντά στις καθόδους (σχήμα 10α) και μια δεύτερη περιοχή κοντά στα σύρματα της ανόδου, παρόμοια με εκείνη των πολυσυρματικών ανιχνευτών υψηλής πίεσης (σχήμα 10β). Στο σχήμα 10γ εικονίζεται η παραγωγή της χιονοστιβάδας στην περίπτωση των πολυσυρματικών ανιχνευτών χαμηλής πίεσης. Η πρώτη περιοχή πολλαπλασιασμού αποδίδει στον ανιχνευτή καλή χρονική διακριτική ικανότητα, ενώ η δεύτερη επιτρέπει τη δημιουργία ενός σήματος σημαντικής έντασης χωρίς την αλλοίωση της τροχιάς των σωματίων.

Επιπλέον, οι χωρισμένες σε λωρίδες κάθοδοι επιτρέπουν την εύρεση της θέσης του σωματίου από την κατανομή του φορτίου που δημιουργούν τα σωματίδια κατά την διέλευση τους από τον ανιχνευτή. Μέσα σε αυτά τα πλαίσια το εργαστήριο Saclay - Γαλλίας κατασκεύασε μια ομάδα πολυσυρματικών ανιχνευτών χαμηλής πίεσης με το όνομα CATS (σχήμα 11). (Chambre À Trajectoires de Saclay, μτφ. «Θάλαμοι τροχιάς του Saclay») [Ot99].





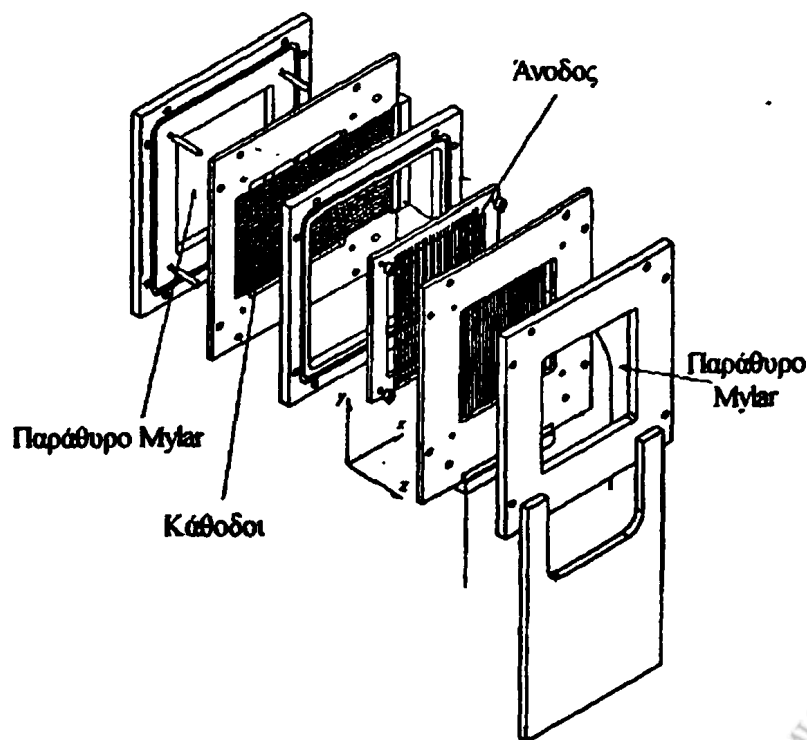
Σχήμα 10: Διαφορά στη δημιουργία χιονοστιβάδας μεταξύ πολυσυρματικών αναλογικών ανιχνευτών (α) παράλληλων πλακών, (β) υψηλής πίεσης (η χιονοστιβάδα δημιουργείται κοντά σε ένα σύρμα της ανόδου) και (γ) χαμηλής πίεσης (η δημιουργία της χιονοστιβάδας αρχίζει κατά την είσοδο στον ανιχνευτή). Δίνονται οι αναπαραστάσεις των εγκάρσιων κατόψεων



Σχήμα 11: Ο ανιχνευτής CATS

1.1.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά

Οι πολυσυρματικοί ανιχνευτές CATS αποτελούνται από δύο καθόδους με κοινή άνοδο (σχήμα 12). Η ενεργός επιφάνεια του ανιχνευτή είναι $70 \times 70 \text{ mm}^2$. Η άνοδος του ανιχνευτή αποτελείται από 71 επιχρυσωμένα σύρματα βολφραμίου, διαμέτρου $10 \text{ }\mu\text{m}$ τοποθετημένα ανά 1 mm . Όλα τα σύρματα είναι συνδεδεμένα παράλληλα και βρίσκονται σε θετικό δυναμικό μεταξύ 600 και 800 V . Εκατέρωθεν της ανόδου και σε απόσταση 3.2 mm βρίσκονται δύο κάθοδοι. Η κάθε κάθοδος αποτελείται από 28 λωρίδες πλάτους 2.54 mm . Η κατασκευή των λωρίδων έγινε με εξάχνωση χρυσού πάνω σε φύλλο Mylar. Η μεταξύ τους απόσταση είναι 0.2 mm . Η διεύθυνση των λωρίδων της μιας καθόδου είναι κάθετη στη διεύθυνση των λωρίδων της άλλης. Το όλο σύστημα περικλείεται από δύο παράθυρα Mylar πάχους $1.5 \text{ }\mu\text{m}$, ώστε να εξασφαλίζεται η κυκλοφορία του αερίου. Το αέριο που χρησιμοποιείται είναι καθαρό ισοβουτάνιο (C_4H_{10}) σε πίεση που κυμαίνεται από 6 έως 15 Torr , ανάλογα με την περιοχή ενέργειας στην οποία πρόκειται να λειτουργήσει ο ανιχνευτής.



Σχήμα 12: Σχηματικό διάγραμμα του ανιχνευτή CATS.

1.1.2 Ηλεκτρονική επεξεργασία σήματος

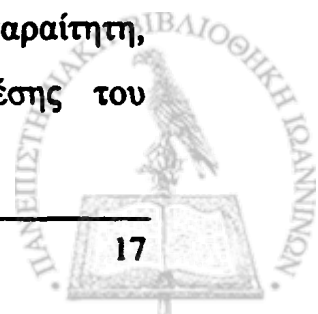
Οι προενισχυτές σήματος των συρμάτων της ανόδου του CATS βρίσκονται πάνω στη μηχανική υποστήριξη του ανιχνευτή, για τη βελτίωση της διακριτικής ικανότητας του φορτίου και του χρόνου. Τα σύρματα της ανόδου είναι συνδεδεμένα με έναν ενισχυτή που παρουσιάζει χαμηλό θόρυβο και έχει χρόνο ανόδου λιγότερο από 1 ns. Ο ενισχυτής παρέχει ένα χρονικό σήμα και ένα σήμα μέτρησης του ολικού φορτίου, που καταλήγει σε μία συνηθισμένη μονάδα QDC του προτύπου CAMAC. Το χρονικό σήμα διέρχεται από ένα διευκρινιστή σταθερού ποσοστού (CFD), που μπορεί να λειτουργήσει με πολύ χαμηλό κατώφλι (λιγότερο από 8 mV). Στη συνέχεια, μέσω μιας μονάδας πολλαπλών εξόδων, το σήμα κατευθύνεται στη μονάδα ταχείας σύμπτωσης (MCR) και σε μονάδες μετατροπής χρονικού σήματος σε αναλογικό ή ψηφιακό, για τη μέτρηση χρονικών διαφορών μεταξύ του ανιχνευτή CATS και των άλλων ανιχνευτών της πειραματικής διάταξης.

Κάθε λωρίδα των καθόδων είναι συνδεδεμένη με ένα διαφορικό ολοκληρωτή τεχνολογίας SMT (Surface Mounted Technology). Ο χρόνος ανόδου του σήματος είναι 10 ns. Ακολούθως, το σήμα εισέρχεται σε κοινούς ενισχυτές του προτύπου NIM και τέλος ολοκληρώνεται σε μια μονάδα QDC.

Οι συντημήσεις των ηλεκτρονικών μονάδων περιέχονται στον πίνακα 1.3.

1.1.3 Χωρική διακριτική ικανότητα

Η χωρική διακριτική ικανότητα των πολυσυρματικών ανιχνευτών εξαρτάται από τον υπό ανίχνευση πυρήνα αλλά και από τον αλγόριθμο που χρησιμοποιείται για την εύρεση της θέσης του σωματιδίου. Απαραίτητη, όμως, προϋπόθεση για τον ακριβή προσδιορισμό της θέσης του



κεντροειδούς είναι η ύπαρξη της ίδιας απολαβής σε όλους τους ενισχυτές των λωρίδων.

1.1.3.1 Αλγόριθμοι εύρεσης της θέσης του σωματιδίου

Οι αλγόριθμοι εύρεσης της θέσης του διερχόμενου σωματίου μπορούν να χωρισθούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

- στους αλγόριθμους που στηρίζονται στον υπολογισμό της θέσης από την εύρεση του κέντρου βάρους ενός προκαθορισμένου αριθμού λωρίδων. Τότε η θέση X_n του σωματιδίου δίνεται από τη σχέση

$$X_n = \frac{\sum_{i=1}^n x_i Q_i}{\sum_{i=1}^n Q_i} \quad (1.1)$$

όπου x_i είναι η θέση του μέσου της λωρίδας i και Q_i το φορτίο που συλλέγει. Σε ιδανικές συνθήκες όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των συρμάτων που λαμβάνονται υπόψη, τόσο καλύτερος είναι ο προσδιορισμός της θέσης. Στην πραγματικότητα λόγω του ηλεκτρονικού θορύβου η θεώρηση πολλών λωρίδων στον υπολογισμό της θέσης μπορεί να οδηγήσει σε παραπλανητικά αποτελέσματα. Συνήθως περιοριζόμαστε στη χρήση τριών ή τεσσάρων λωρίδων (μέθοδος X_3 και X_4 αντιστοίχως).

- στους αλγόριθμους που προσεγγίζουν την κατανομή του φορτίου μέσω μιας αναλυτικής συνάρτησης με κατάλληλο προσδιορισμό των παραμέτρων τους από τη μέτρηση του φορτίου. Τέτοιου είδους συναρτήσεις είναι η Lorentzian, η Gaussian και το τετράγωνο του αντίστροφου υπερβολικού συνημιτόνου (Sechs) [La95], μέσω των οποίων γίνεται η ανάπλαση της χιονοστιβάδας των ηλεκτρονίων. Η θέση του κεντροειδούς της κατανομής του φορτίου μέσω π.χ. της μεθόδου Sechs δίνεται από τη σχέση:



$$Sechs = \frac{\alpha_3}{\pi} \tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2}}{2 \sinh \left(\frac{\pi w}{\alpha_3} \right)} \right) + x_1 \text{ όπου} \quad (1.2)$$

$$\alpha_3 = \frac{\pi w}{\cosh^{-1} \left(\frac{1}{2} \left(\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2} \right) \right)}$$

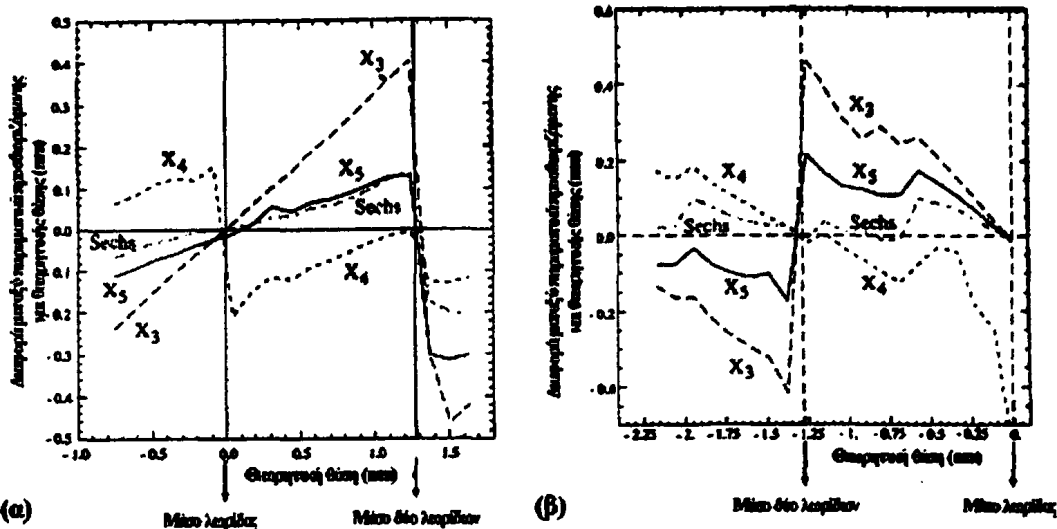
Στις παραπάνω σχέσεις με w συμβολίζουμε το πλάτος της κάθε λωρίδας, με Q_1 το φορτίο της πιο σημαντικής λωρίδας και με $Q_{2,3}$ τα φορτία των γειτονικών της λωρίδων.

Λόγω του πεπερασμένου πλάτους των λωρίδων και της μη αμελητέας απόστασης μεταξύ τους, οι περισσότεροι αλγόριθμοι δε δίνουν την ακριβή θέση του διερχόμενου πυρήνα [En81] [La95]. Στον υπολογισμό της θέσης υπεισέρχεται ένα σφάλμα λόγω των στατιστικών διακυμάνσεων μέτρησης του φορτίου και ένα συστηματικό σφάλμα λόγω του αλγόριθμου που χρησιμοποιείται. Για τον προσδιορισμό του συστηματικού σφάλματος πραγματοποιήθηκαν ο παρακάτω δοκιμές.

α) Δοκιμή με πηγή ^{241}Am

Η πηγή του ^{241}Am προσαρμόστηκε σε ένα πλαίσιο, ικανό να μετακινείται στο επίπεδο XY σε βήματα των 100 μm . Με τον τρόπο αυτό σαρώθηκε η περιοχή μεταξύ των μέσων δύο λωρίδων του ανιχνευτή και μελετήθηκε η σχέση της πραγματικής θέσης των σωματίων α με αυτήν που δίνεται από τους διάφορους αλγόριθμους. Στα σχήματα 13α, 13β συγκρίνονται τα παραπάνω πειραματικά αποτελέσματα με τη θεωρητικά προσδιοριζόμενη θέση. Είναι εμφανές ότι η συμπεριφορά των δύο καθοδικών επιπέδων X και Y είναι διαφορετική και πρέπει να αντιμετωπισθούν ως δύο ξεχωριστές περιπτώσεις.





Σχήμα 13: Διαφορά μεταξύ πειραματικά προσδιοριζόμενης και θεωρητικής θέσης (α) για το επίπεδο X και (β) για το επίπεδο Y

Επίπεδο X, λωρίδες κάθετες στα σύρματα της ανόδου

Τα αποτελέσματα δείχνουν μια ισχυρή μη γραμμικότητα στην περιοχή μεταξύ των δύο λωρίδων, εξαιτίας του ανομοιογενούς ηλεκτρικού πεδίου που εμφανίζεται εκεί. Η συστηματική αυτή απόκλιση της υπολογιζόμενης θέσης από την πραγματική θέση χρησιμοποιήθηκε για τη βελτίωση των υπάρχοντων αλγόριθμων και συγκεκριμένα του αλγόριθμου κέντρου βάρους X_3 . Η διορθωμένη μορφή του αλγόριθμου αυτού έχει ως εξής:

$$X_3^{cor} = \frac{X_3 - (2.54 \cdot n_1 + 1.27)}{0.68} + (2.54 \cdot n_1 + 1.27) \quad (1.3)$$

όπου n_1 είναι η λωρίδα με το μέγιστο φορτίο.

Με τη μέθοδο αυτή επιτεύχθηκε μια χωρική διακριτική ικανότητα μικρότερη των 300 μm .



Επίπεδο Y, λωρίδες παράλληλες στα σύρματα της ανόδου

Τα αποτελέσματα της δοκιμής γι' αυτό το επίπεδο, αν και δε διαφέρουν σημαντικά από αυτά για το επίπεδο X, δεν ήταν δυνατό να χρησιμοποιηθούν για τη βελτίωση των αλγόριθμων. Ο κύριος λόγος είναι η μη περιοδική θέση των λωρίδων του επιπέδου σε σχέση με τα σύρματα της ανόδου. Αποτέλεσμα αυτής της ανομοιογένειας είναι η δημιουργία διαφορετικού ηλεκτρικού πεδίου για κάθε ζεύγος λωρίδων. Η διακριτική ικανότητα προσδιορίστηκε στα 500 μm .

β) Δοκιμή με δέσμη ^{40}Ar

Για τη δοκιμή αυτή χρησιμοποιήθηκε δέσμη του σταθερού ισότοπου ^{40}Ar , ενέργειας 77 MeV. Στη θέση του στόχου τοποθετήθηκε ένα πλέγμα με οπές διαμέτρου 0.2 mm και στη συνέχεια αναπαράχθηκε η εικόνα του πλέγματος με διάφορες μεθόδους εύρεσης της θέσης. Τα καλύτερα αποτελέσματα για το επίπεδο X επιτεύχθηκαν με τη χρήση του διορθωμένου για συστηματικά σφάλματα αλγόριθμου κέντρου βάρους X_3^{cor} με διακριτική ικανότητα 0.24 mm και με τη μέθοδο Sechs με διακριτική ικανότητα 0.39 mm.

Η διακριτική ικανότητα στο επίπεδο Y με τη χρήση οποιασδήποτε μεθόδου δεν ξεπέρασε τα 0.5 mm.

Τα παραπάνω αποτελέσματα για τη χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή CATS, καθώς και η σύγκριση τους με τα αντίστοιχα αποτελέσματα, που προσδιορίστηκαν από το πείραμα του ^6He , συγκεντρώθηκαν στον πίνακα 1.1.



ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1

Χωρική διακριτική ικανότητα για δύο δέσμες με τη χρήση των μεθόδων X_3^{cor} και Sechs.

Πυρήνας	Χωρική διακριτική ικανότητα (nm)			
	Επίπεδο X		Επίπεδο Y	
	X_3^{cor}	Sechs	X_3^{cor}	Sechs
${}^6\text{He}$	0.39	0.44	0.5	0.5
${}^{40}\text{Ar}$	0.24	0.39	0.5	0.5

1.1.3.2 Κανονικοποίηση του επαγόμενου φορτίου στις λωρίδες των καθόδων

Η εύρεση της θέσης των σωματιδίων που διέρχονται μέσω του ανιχνευτή υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τη θέση του κεντροειδούς της κατανομής του φορτίου, που επάγεται στις λωρίδες των καθόδων. Για την πραγμάτωση του υπολογισμού πρέπει προηγουμένως να κανονικοποιηθούν οι απολαβές όλων των ενισχυτών. Ο προσδιορισμός της απολαβής κάθε λωρίδας καθώς και της θέσης και του πλάτους του κατωφλίου γίνεται με τη σύνδεση μιας γεννήτριας παλμών ρεύματος στην άνοδο του ανιχνευτή. Με τη βοήθεια της γεννήτριας παράγεται ένας προκαθορισμένος αριθμός παλμών, οι οποίοι χρησιμεύουν ως παλμοί αναφοράς για την κανονικοποίηση. Στη συνέχεια, κατά την διάρκεια του πειράματος, το φορτίο που επάγεται στην κάθε λωρίδα κανονικοποιείται βάσει του τύπου:

$$Q_i = (p - p_i) \cdot \frac{g_i}{g_{ref}} \quad (1.4)$$

όπου p είναι το φορτίο που επάγει ένα γεγονός στη λωρίδα i , p_i η θέση του κατωφλίου, g_i η απολαβή του ενισχυτή της συγκεκριμένης λωρίδας και g_{ref} η απολαβή του ενισχυτή μιας λωρίδας, η οποία επιλέγεται ως λωρίδα αναφοράς.



1.1.4 Χρονική διακριτική ικανότητα

Η χρονική διακριτική ικανότητα των πολυσυρματικών ανιχνευτών εξαρτάται άμεσα από το είδος και την ενέργεια του πυρήνα που ανιχνεύεται κάθε φορά και πιο συγκεκριμένα από την ενέργεια που χάνει κατά τη διέλευσή του από τον ανιχνευτή. Η χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μειώνεται με την αύξηση του μαζικού αριθμού του ανιχνευόμενου πυρήνα. Στην περίπτωση του ${}^6\text{He}$ η απώλεια ενέργειας είναι πολύ μικρή και οι συνθήκες λειτουργίας του ανιχνευτή είναι οριακές. Στον πίνακα 1.2 είναι συγκεντρωμένες οι διακριτικές ικανότητες που μετρήθηκαν με τρεις διαφορετικούς πυρήνες.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2

Χρονική διακριτική ικανότητα για τρεις ραδιενεργές δέσμες. Ο χρόνος πτήσης μετρήθηκε μεταξύ δύο ανιχνευτών CATS

Πυρήνας	Ενέργεια (MeV/A)	Απώλεια ενέργειας (keV)	Χρονική διακριτική ικανότητα (ps)
${}^6\text{He}$	42.87	1.4	1200
${}^{20}\text{O}$	43.27	18	540
${}^{30}\text{S}$	52.84	58	440

1.1.5 Ανάπλαση της τροχιάς της δέσμης με τη χρήση των CATS

Για την ανάπλαση της τροχιάς της δέσμης χρησιμοποιήθηκαν δύο ανιχνευτές CATS, που τοποθετήθηκαν σε απόσταση 1555 mm και 375 mm μπροστά από το στόχο (σχήμα 14). Με τη χρήση των ανιχνευτών αυτών, επιδιώκεται ο προσδιορισμός των σημείων (x_i, y_i, z_i) για τη δημιουργία του προφίλ της δέσμης στο στόχο. Τα σημεία αυτά, όπως φαίνεται από το σχήμα 14, μπορούν να προσδιοριστούν από την τομή της ευθείας

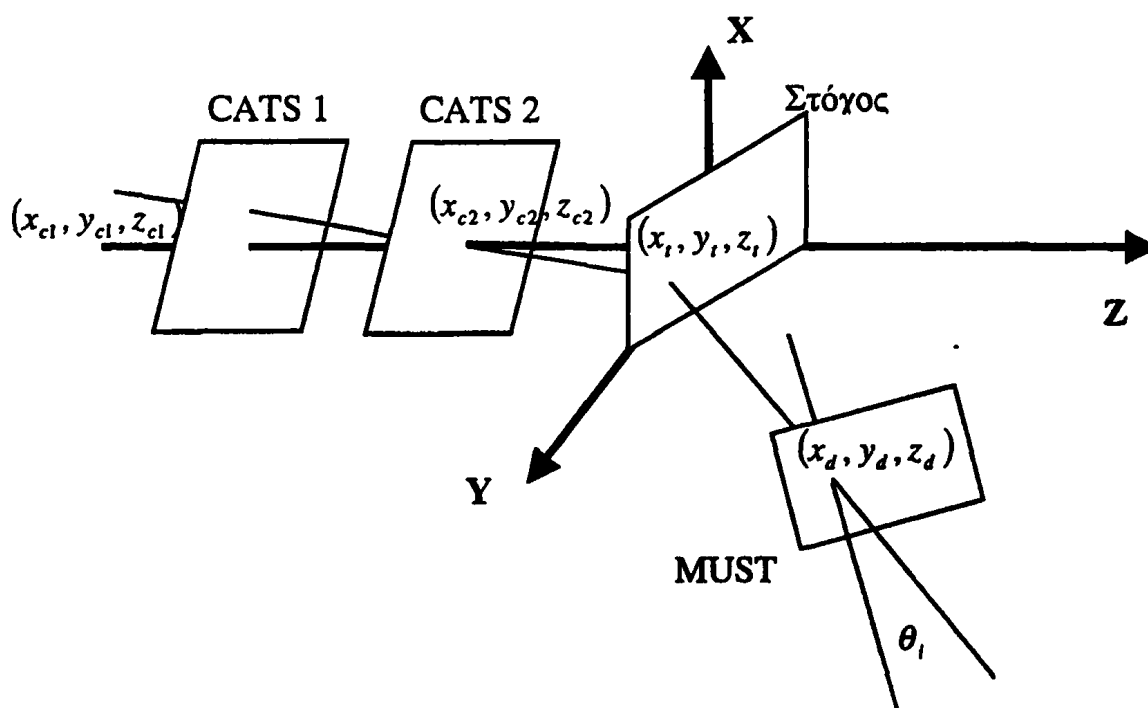


$$\begin{aligned}
 y &= \frac{(x_{c1} - x_{c2})}{(z_{c1} - z_{c2})} \cdot x + \left(y_{c1} - \frac{(y_{c2} - y_{c1})}{(z_{c2} - z_{c1})} \cdot z_{c1} \right) \\
 z &= \frac{(y_{c2} - y_{c1})}{(z_{c2} - z_{c1})} \cdot x + \left(x_{c1} - \frac{(x_{c1} - x_{c2})}{(z_{c1} - z_{c2})} \cdot z_{c1} \right)
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$

και του επιπέδου του στόχου το οποίο βρίσκεται υπό γωνία 135° ως προς τον άξονα Oz

$$A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D = 0 \tag{1.6}$$

Ο προσδιορισμός των σημείων $(x_{ci}, y_{ci}, z_{ci}), i=1,2$ (σχήμα 14) – (σχέση 1.5) μπορεί να γίνει με χρήση του αλγόριθμου X_3^{cor} , που περιγράφεται στην παράγραφο 1.1.3.1, για τις συντεταγμένες x_{ci}, y_{ci} ενώ η συντεταγμένη $z_{ci}, (i=1,2)$ του κάθε σημείου είναι σταθερή και ορίζεται ως η κάθετος στον ανιχνευτή.



Σχήμα 14: Γεωμετρία της πειραματικής διάταξης ανιχνευτές δέσμης CATS – στόχος – ανιχνευτής πρωτονίων MUST

Αναζητώντας τις κοινές λύσεις της ευθείας (1.5) και του επιπέδου του

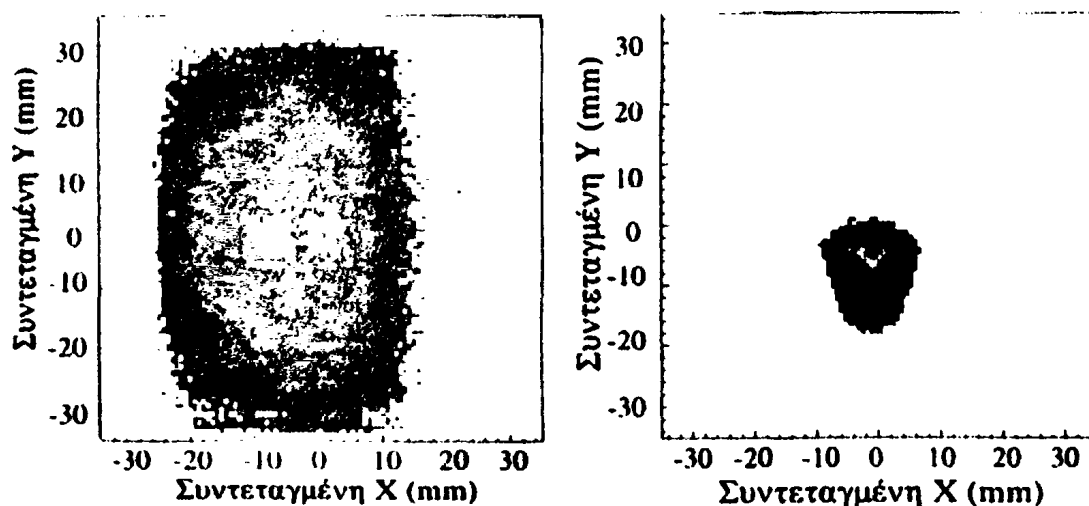
στόχου (1.6), βρίσκουμε κάθε φορά το σημείο πρόσκρουσης των πυρήνων στο στόχο (x_t, y_t, z_t) :

$$\begin{aligned} X_t &= (-m \cdot q + p + n \cdot p) / (n + 1) \\ Y_t &= q / (n + 1) \\ Z_t &= -Y_t \end{aligned} \quad (1.7)$$

όπου

$$\begin{aligned} m &= (X_{c1} - X_{c2}) / (Z_{c1} - Z_{c2}) \\ n &= (Y_{c2} - Y_{c1}) / (Z_{c2} - Z_{c1}) \\ p &= X_{c1} - m \cdot Z_{c1} \\ q &= Y_{c1} - n \cdot Z_{c1} \end{aligned}$$

Γνωρίζοντας τα σημεία (x_t, y_t, z_t) , μπορούμε να αναπλάσουμε το προφίλ της δέσμης πάνω στο στόχο. Στο σχήμα 15α απεικονίζεται το προφίλ της δέσμης στον πρώτο ανιχνευτή, ενώ το σχήμα 15β παριστά το προφίλ της δέσμης πάνω στο στόχο έπειτα από τη διαδικασία που περιγράφηκε. Η ακριβής θέση των δύο ανιχνευτών προσδιορίστηκε με την τοποθέτηση ενός πλέγματος με γνωστή διάταξη άνισων κυκλικών οπών. Η σωστή αναπαράσταση της εικόνας του πλέγματος μέσω των τροχιών των σωματιδίων που διαπερνούσαν το πλέγμα οδήγησε στις απαραίτητες διορθώσεις για τη θέση των δύο ανιχνευτών.

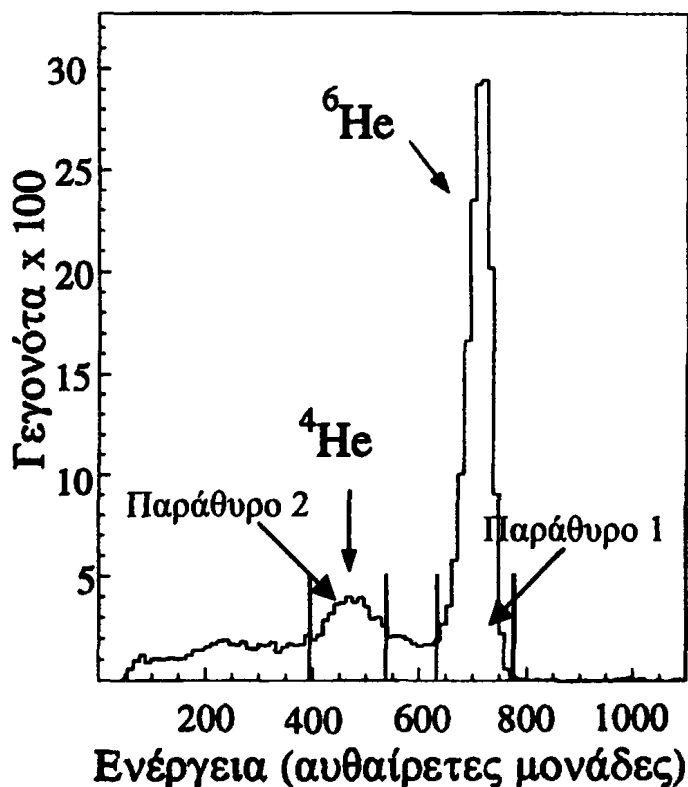


Σχήμα 15: Προφίλ της δέσμης (α) στον πρώτο ανιχνευτή CATS και (β) στο στόχο

1.2 Ο πλαστικός ανιχνευτής

1.2.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά

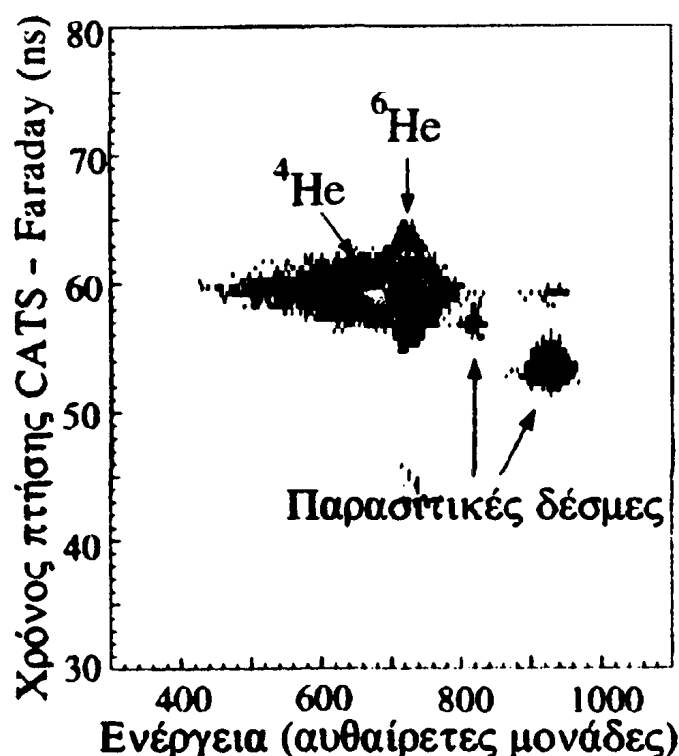
Για την ανίχνευση των ελαστικά σκεδασθέντων πυρήνων ${}^6\text{He}$ και των σωματίων α , που προκύπτουν από τη διάσπαση του διεγερμένου ${}^6\text{He}$, τοποθετήθηκε ένας ανιχνευτικός «τοίχος», που αποτελούνταν από 6 πλαστικούς σπινθηριστές τύπου BC-408. Ο κάθε ανιχνευτής είχε διαστάσεις $50 \times 8 \times 3 \text{ cm}^3$, ώστε στο σύνολο τους να καλύπτουν ένα γωνιακό άνοιγμα 70° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, ικανό να ανιχνεύσει και τις πιο ακραίες περιπτώσεις διάσπασης του διεγερμένου ${}^6\text{He}$. Το πάχος κάθε ανιχνευτή επιλέχθηκε, έτσι ώστε οι πυρήνες να σταματούν μέσα στο πλαστικό. Στο κάθε άκρο του ανιχνευτή προσαρμόστηκαν δύο φωτοπολλαπλασιαστές για τη συλλογή του



Σχήμα 16: Μονοδιάστατο ενεργειακό φάσμα του πλαστικού ανιχνευτή

παραγόμενου φωτός από τα διερχόμενα σωματρία. Στο σχήμα 16 φαίνεται ένα τυπικό ενεργειακό φάσμα από τον πλαστικό σπινθηριστή, όπου διακρίνονται καθαρά οι κορυφές των γεγονότων, που προέρχονται από τους πυρήνες του ${}^6\text{He}$ και του ${}^4\text{He}$.

Εκτός από τον πλαστικό τοίχο χρησιμοποιήθηκε και ένας πρόσθετος σπινθηριστής κυκλικής διατομής (Faraday cup), ο οποίος τοποθετήθηκε μπροστά του, ώστε να σταματήσει και να καταμετρήσει τον αριθμό των σωματίων της δέσμης. Επιπρόσθετα, μέσω της μεθόδου χρόνου πτήσης μεταξύ αυτού και των ανιχνευτών CATS έγινε δυνατός ο διαχωρισμός του ${}^6\text{He}$ από τους παρασιτικούς πυρήνες της δέσμης. Στο σχήμα 17 εικονίζεται ένας πίνακας χρόνου πτήσης, όπου φαίνεται η δέσμη του ${}^6\text{He}$ καθώς και οι παρασιτικές δέσμες των ${}^8\text{Bi}$ και ${}^9\text{Be}$.



Σχήμα 17: Χρόνος πτήσης μεταξύ CATS 1 και Faraday cup, όπου διακρίνονται οι παρασιτικές δέσμες

1.2.2 Ηλεκτρονική επεξεργασία σήματος

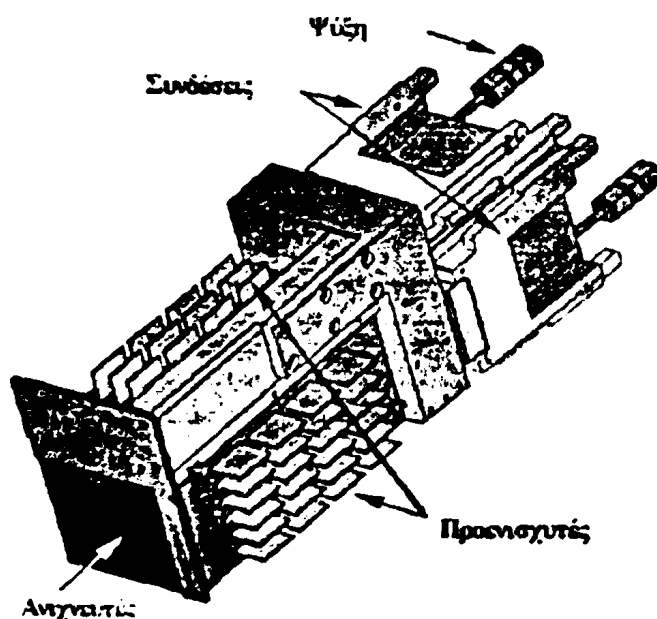
Το σήμα των φωτοπολλαπλασιαστών κάθε σπινθηριστή του πλαστικού τοίχου χωρίζεται σε δύο τμήματα, μέσω μιας μονάδας διαίρεσης του σήματος. Το ένα σήμα μετά από μια καθυστέρηση, απαραίτητη για το συγχρονισμό με τα σήματα των άλλων ανιχνευτών, καταλήγει σε μία μονάδα ολοκλήρωσης φορτίου (QDC). Το δεύτερο σήμα εισέρχεται σε ένα διευκρινιστή πολλαπλών εξόδων, με σκοπό να χρησιμοποιηθεί για το χρονισμό των γεγονότων που φτάνουν στον πλαστικό ανιχνευτή. Μία έξοδος χρησιμοποιείται ως σήμα εκκίνησης σε ένα μετατροπέα χρονικού σήματος σε αναλογικό σήμα (TAC) μεταξύ του πλαστικού ανιχνευτή και των δύο ανιχνευτών CATS. Μία δεύτερη έξοδος καταλήγει σε μια μονάδα ταχείας σύμπτωσης (MCR) μεταξύ όλων των ανιχνευτών, που χρησιμοποιείται ως ο κύριος σκανδαλιστής των υπόλοιπων ηλεκτρονικών μονάδων. Τέλος, μία τρίτη έξοδος καταλήγει σε μία μονάδα μετατροπής του χρονικού σήματος σε αναλογικό σήμα (TAC), για τον υπολογισμό της χρονικής διαφοράς έλευσης του σήματος μεταξύ των δύο άκρων κάθε τμήματος του πλαστικού τοίχου. Αυτή η χρονική διαφορά θα μπορούσε να επιτρέψει την κατά προσέγγιση εκτίμηση της θέσης του ανιχνευόμενου σωματίου, αλλά το ύψος του κάθε πλαστικού σπινθηριστή περιορίζει την ακρίβεια στη μέτρηση της ακριβούς θέσης του σωματιδίου. Η αβεβαιότητα αυτή στον προσδιορισμό της θέσης δεν επηρέασε τα αποτελέσματά μας, αφού ο πρωταρχικός σκοπός της χρήσης του πλαστικού «τοίχου» στο παρόν πείραμα ήταν ο διαχωρισμός των σωματίων και όχι η ακριβής μέτρηση της θέσης τους.

1.3 ΤΟ ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ MUST

Το ανιχνευτικό σύστημα MUST αποτελείται από 8 αυτόνομες ανιχνευτικές διατάξεις - τηλεσκόπια ελαφρών σωματιδίων. Η κάθε διάταξη αποτελείται



από τις ακόλουθες τρεις μονάδες ανίχνευσης, ακτινικά από το κέντρο προς την περιφέρεια: ένα λεπτό ανιχνευτή πυριτίου – μικρολωριδιακό ανιχνευτή διπλής όψης, έναν ανιχνευτή πυριτίου – λιθίου (Si(Li)) και έναν ανιχνευτή ιωδιούχου κασίου (CsI) (σχήμα 18). Οι οκτώ αυτές μονάδες τοποθετημένες έτσι, ώστε να σχηματίζουν έναν ανιχνευτικό «τοίχο» σε μεταβαλλόμενη απόσταση από το στόχο προσφέρουν την κάλυψη μιας αρκετά μεγάλης στερεάς γωνίας. Στο συγκεκριμένο πείραμα του ${}^6\text{He}$ η απόσταση αυτή ήταν 15 cm από το στόχο καλύπτοντας έτσι ένα γωνιακό εύρος από 60° έως 90° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. (σχήμα 9)

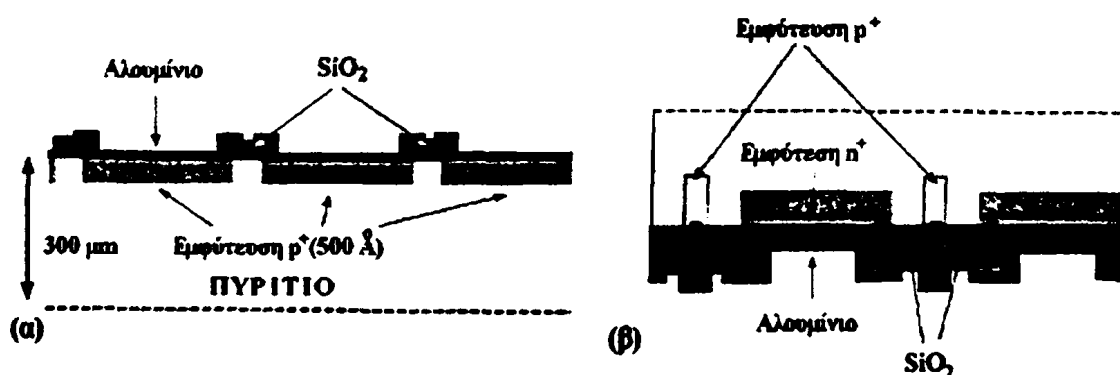


Σχήμα 18: Μονάδα ανιχνευτή MUST

1.3.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά

Οι μικρολωριδιακοί ανιχνευτές διπλής όψης παρέχουν ακριβείς μετρήσεις της θέσης των ανιχνευόμενων σωματιδίων. Χρησιμοποιούνται κατά κόρον στα πειράματα της φυσικής υψηλών ενεργειών, όπου η ακρίβεια στη μέτρηση της θέσης φτάνει την τάξη των μικρομέτρων. Μία από τις καινοτομίες του ανιχνευτικού συστήματος MUST είναι η ταυτόχρονη μέτρηση της θέσης και του χρόνου άφιξης των σωματιδίων.

Ο πρώτος ανιχνευτής είναι ένας μικρολωριδιακός ανιχνευτής πυριτίου, διπλής όψεως: Η επιφάνεια εισόδου, στην οποία θα αναφερόμαστε από εδώ και στο εξής ως πλευρά x, είναι χωρισμένη σε 60 κατακόρυφες λωρίδες πλάτους 910 μm , που απέχουν μεταξύ τους 90 μm . Η κατασκευή της επιφάνειας εισόδου στηρίζεται στην επιφανειακή τεχνολογία κατασκευής ανιχνευτών πυριτίου [Ke80]. Για τη δημιουργία των λωρίδων χρησιμοποιείται η τεχνική εμφύτευσης ^{11}B στην επιφάνεια του πυριτίου δημιουργώντας έτσι επιφάνειες επαφής pn (σχήμα 19α). Η επιφάνεια εξόδου (ωμική επιφάνεια), στην οποία θα αναφερόμαστε ως πλευρά y, είναι επίσης χωρισμένη σε 60 οριζόντιες λωρίδες πλάτους 890 μm . Οι λωρίδες αυτές είναι κατασκευασμένες με εμφύτευση As και είναι κάθετες στις λωρίδες εισόδου. Και στις δύο περιπτώσεις κατά μήκος των λωρίδων εναποτίθεται Al για τη συλλογή του παραγόμενου φορτίου (σχήμα 19β). Στην περίπτωση της πλευράς y για τη μόνωση των λωρίδων εμφυτεύεται ανάμεσά τους ημιαγωγός τύπου p^+ . Ολόκληρος ο ανιχνευτής τοποθετείται σε δυναμικό ανάστροφης πόλωσης 40 V. Το αποτέλεσμα του συνδυασμού των δύο αυτών επιφανειών είναι ένας ανιχνευτής, αποτελούμενος από 3600 κυψελίδες - εμβαδού $\sim 1 \text{ mm}^2$ η κάθε μια - ικανός για ανίχνευση πρωτονίων με ενέργεια μέχρι 6 MeV.



Σχήμα 19: (α) Η επιφάνεια εισόδου και (β) η επιφάνεια εξόδου του ανιχνευτή πυριτίου

Η κάθε μία λωρίδα είναι συνδεδεμένη με το δικό της προενισχυτή, ο οποίος βρίσκεται πάνω στη μητρική κάρτα της κάθε μονάδας. Η επιλογή

της τοποθέτησης των προενισχυτών κοντά στον ανιχνευτή θεωρήθηκε αναγκαία για τη μείωση των παρασιτικών χωρητικοτήτων, που θα είχαν ως αποτέλεσμα την παραμόρφωση του χρονικού σήματος. Οι έξοδοι των προενισχυτών των λωρίδων της x πλευράς παρέχουν και ενεργειακό και χρονικό σήμα. Για τη βελτίωση της χρονικής διακριτικής ικανότητας επιλέχθηκαν προενισχυτές ρεύματος για τις λωρίδες της επιφάνειας εισόδου. Για την επίτευξη μιας εξίσου καλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας στις λωρίδες της ωμικής επιφάνειας επιλέχθηκε η χρήση προενισχυτών φορτίου με απολαβή 20 mV/MeV.

Ο δεύτερος ανιχνευτής βρίσκεται σε απόσταση 5 mm από τον πρώτο και είναι ένας συνηθισμένος ανιχνευτής πυριτίου λιθίου Si(Li), πάχους 3 mm. Το πάχος αυτό είναι αρκετό για να σταματήσει πρωτόνια με ενέργεια μέχρι 25 MeV. Η ενεργός επιφάνεια του ανιχνευτή είναι 58 x 58 mm², η δε ανάστροφη τάση πόλωσης είναι 400 V. Στην επιφάνεια εισόδου του υπάρχει ένα λεπτό φύλλο χρυσού, ενώ κατά την έξοδο τα σωματίδια συναντούν μια νεκρή ζώνη πάχους 500 μm λόγω περίσσειας λιθίου. Η νεκρή αυτή ζώνη έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας περιοχής, στην οποία η μέτρηση της ενέργειας είναι ανακριβής. Κάθε ανιχνευτής Si(Li) είναι συνδεδεμένος με έναν προενισχυτή φορτίου, παρόμοιο με εκείνο που χρησιμοποιείται στην επιφάνεια εξόδου των μικρολωριδιακών ανιχνευτών πυριτίου.

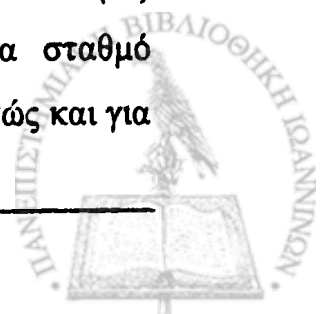
Ο τρίτος ανιχνευτής κάθε διάταξης του MUST είναι ένας ανιχνευτής ιωδιούχου καισίου CsI, που έχει πάχος 30 mm, παρουσιάζει ενεργό επιφάνεια 60 x 60 mm² και είναι προσαρμοσμένος σε μία φωτοδίοδο. Η χρήση αυτού του ανιχνευτή ανεβάζει την ολική ενεργειακή ανιχνευτική ικανότητα του συστήματος σε 60 MeV, όσον αφορά στην ανίχνευση πρωτονίων.



1.3.2 Ηλεκτρονική και λογική επεξεργασία σήματος

Ο μεγάλος αριθμός σημάτων προς επεξεργασία, που προέρχεται από τους μικρολωριδιακούς ανιχνευτές (120 λωρίδες ανά ανιχνευτή), έκανε απαραίτητη τη χρήση ηλεκτρονικών του προτύπου VXI. Κάθε ανιχνευτής πυριτίου συνδέεται με μία κάρτα επεξεργασίας VXI (SMP128X), η οποία δημιουργεί τόσο λογικά όσο και αναλογικά σήματα. Οι οκτώ ανιχνευτές πυριτίου λιθίου καταλήγουν σε μία μόνο κάρτα (TRIGGER 8X), η οποία εκτός από τα αναλογικά σήματα, παρέχει και σήματα σκανδαλισμού για το συγχρονισμό των οκτώ καρτών SMP128X. Όλες οι κάρτες είναι εφοδιασμένες με μετατροπείς αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (ADC) και επεξεργαστές ψηφιακών σημάτων (DSP), οι οποίοι μετατρέπουν τα αναλογικά και λογικά σήματα των ανιχνευτών σε ψηφιακά και στη συνέχεια τα επεξεργάζονται. Με κατάλληλο προγραμματισμό οι κάρτες αυτές παρέχουν τη δυνατότητα τεσσάρων τρόπων συλλογής των δεδομένων. Χαρακτηριστικά αναφέρουμε ότι ο πρώτος τρόπος λειτουργίας αποστέλλει στο σύστημα συλλογής δεδομένων τα σήματα και από τις 120 λωρίδες του κάθε ανιχνευτή. Στις άλλες μορφές λειτουργίας ο προγραμματισμός των DSP απορρίπτει τα σήματα που δεν προέρχονται από πραγματικά γεγονότα (δηλαδή το θόρυβο), μειώνοντας έτσι σημαντικά τον αριθμό των πληροφοριών που αποστέλλονται προς τη συλλογή δεδομένων. Ο επεξεργαστής ψηφιακών σημάτων (DSP) που υπάρχει στην κάρτα TRIGGER 8X στέλνει μία κωδικοποιημένη λέξη, που χρησιμοποιείται για να βρεθεί ποιος ανιχνευτής έχει μια χρήσιμη πληροφορία προς επεξεργασία.

Ολόκληρο το σύστημα DAQ (Data Acquisition), τύπου VXI, επικοινωνεί μέσω ενός τοπικού δικτύου ETHERNET με μια κύρια μονάδα επεξεργαστή, VME167. Η λειτουργία της εν λόγω μονάδας είναι διττή α) αποστέλλει τις πληροφορίες από το σύστημα DAQ σε ένα σταθμό εργασίας, ο οποίος είναι υπεύθυνος για την αποθήκευσή τους καθώς και για

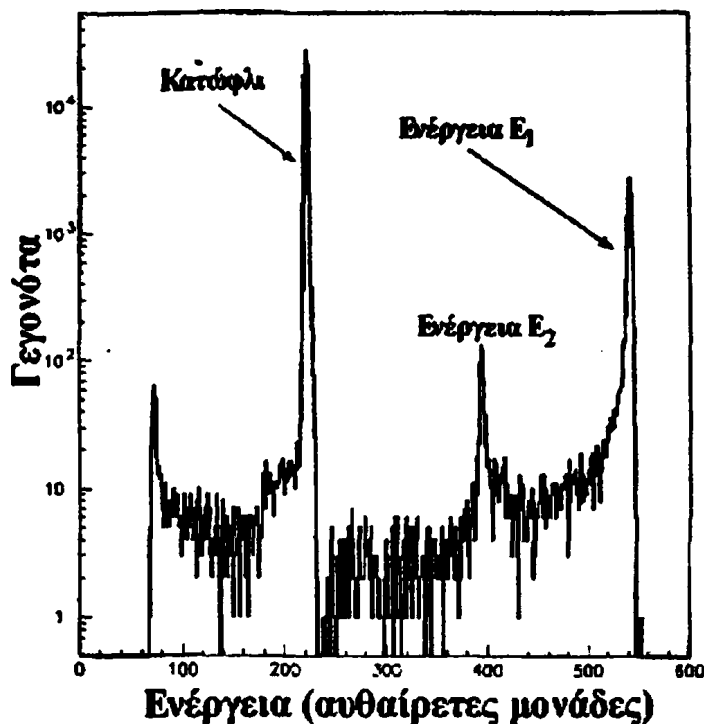


την απεικόνιση των φασμάτων κατά τη διάρκεια του πειράματος και β) μεταφέρει προς το VXI εντολές και παραμέτρους από έναν προσωπικό ηλεκτρονικό υπολογιστή μέσω του λογισμικού Labview. Για τη συλλογή των δεδομένων χρησιμοποιείται το πρόγραμμα OASIS. Το πρόγραμμα αυτό κατασκευάστηκε από το τμήμα πληροφορικής του IPN – Orsay.

1.3.3 Προσδιορισμός διακριτικών ικανοτήτων

α) Δοκιμή με πηγή ^{241}Am

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα προσδιορίστηκε με μια ραδιενεργό πηγή ^{241}Am (ενέργεια σωματίων α : 5.48 MeV) σε 60 keV στην επιφάνεια εισόδου και 50 keV στην επιφάνεια εξόδου. Κατά τη συλλογή των δεδομένων αποκαλύφθηκε ένα εγγενές πρόβλημα του ανιχνευτή. Εν γένει τα σωματία α περνούν αποκλειστικά από τις λωρίδες p_n του ανιχνευτή αφήνοντας ενέργεια E_1 . Μερικά, όμως, από τα σωματία α περνούν καταρχήν μεταξύ των λωρίδων p_n και στη συνέχεια από την περιοχή p^+ μεταξύ των λωρίδων n^+ , αφήνοντας μικρότερο ποσοστό ενέργειας και ως εκ τούτου καταγράφονται στο ενεργειακό φάσμα σε μία δεύτερη κορυφή με ενέργεια E_2 ($E_2 < E_1$) (σχήμα 20). Επειδή δεν είναι δυνατός ο υπολογισμός της ολικής ενέργειας αυτών των γεγονότων, αποφασίστηκε η απόρριψη τους κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων, κάτι που γίνεται εφικτό με κατάλληλο προγραμματισμό των DSP. Η καλύτερη διακριτική ικανότητα που προσφέρουν οι λωρίδες της επιφάνειας εξόδου οδήγησε τελικά στη χρήση των λωρίδων της πλευράς y για τη μέτρηση της ενέργειας, ενώ οι λωρίδες της πλευράς x περιορίστηκαν στη μέτρηση των χρονικών σημάτων.



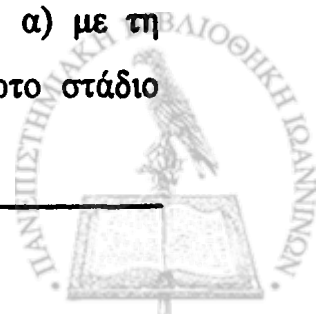
Σχήμα 20: Ενεργειακό φάσμα των σωματιών α

β) Δοκιμή με δέσμη πρωτονίων

Σε μια δεύτερη δοκιμή που έγινε χρησιμοποιήθηκε δέσμη πρωτονίων 12 MeV και επαληθεύτηκαν τα παραπάνω αποτελέσματα. Επίσης, προσδιορίστηκε η χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, ίση με 500 ps μέσω της μεθόδου χρόνου πτήσης μεταξύ της συχνότητας του κυκλοτρονίου και του MUST.

1.3.4 Ταυτοποίηση σωματιδίων

Ένα από τα τηλεσκόπια του συστήματος χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη των αντιδράσεων αντίστροφης κινηματικής ${}^1\text{H}({}^{40}\text{Ar}, {}^{40}\text{Ar}){}^1\text{H}$ και ${}^1\text{H}({}^{40}\text{Ar}, {}^{40}\text{Ar}'){}^1\text{H}$, με σκοπό τον έλεγχο της ικανότητας του MUST ως προς την ταυτοποίηση ελαφρών σωματιδίων [Οι98]. Η ταυτοποίηση των προσπιπτόντων σωματιδίων έγινε με τη χρήση δύο μεθόδων: α) με τη μέθοδο χρόνου πτήσης για σωματίδια που σταματούν στο πρώτο στάδιο



ανίχνευσης και β) με τη μέθοδο τηλεσκοπίου $\Delta E - E$ για σωματΙΑ με ενέργεια αρκετή, ώστε να διαπεράσουν τον μικρολωριδιακό ανιχνευτή πυριτίου ΔE .

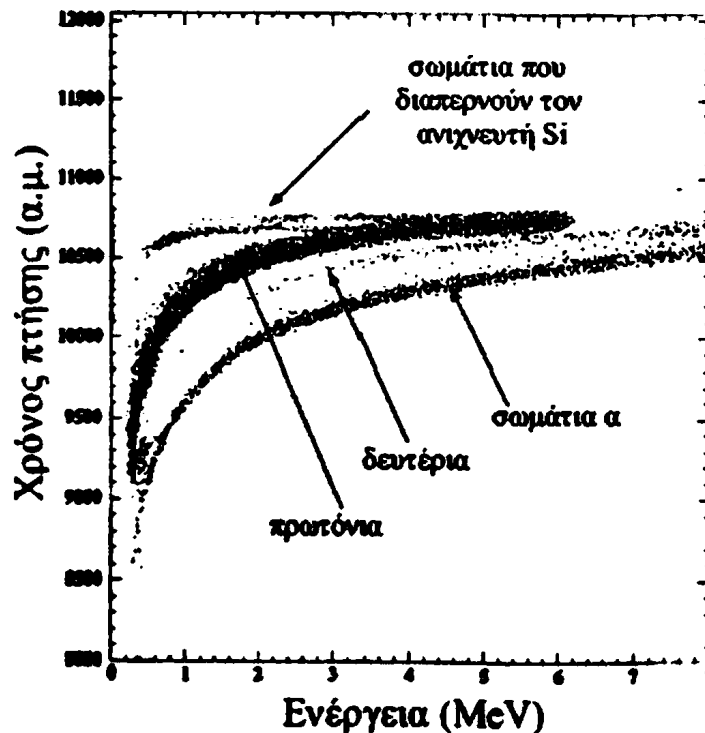
α) Μέθοδος χρόνου πτήσης

Στην πρώτη περίπτωση προσδιορίζεται ο χρόνος πτήσης, Δt , των ελαφρών σωματιών μεταξύ των ανιχνευτών δέσμης CATS και του πρώτου σταδίου του MUST. Η κινητική ενέργεια, E , κάθε σωματίου είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου του χρόνου Δt , ανάλογη της μάζας του σωματίου m και του τετραγώνου της απόστασης x που διανύει το σωματίο:

$$E = \frac{1}{2} m \frac{x^2}{\Delta t^2} \quad (1.8)$$

όπου η απόσταση x είναι σταθερή.

Επομένως, κάνοντας το διάγραμμα χρόνου πτήσης ως προς την ενέργεια του σωματίου μπορούμε να διαχωρίσουμε τα διαφορετικά

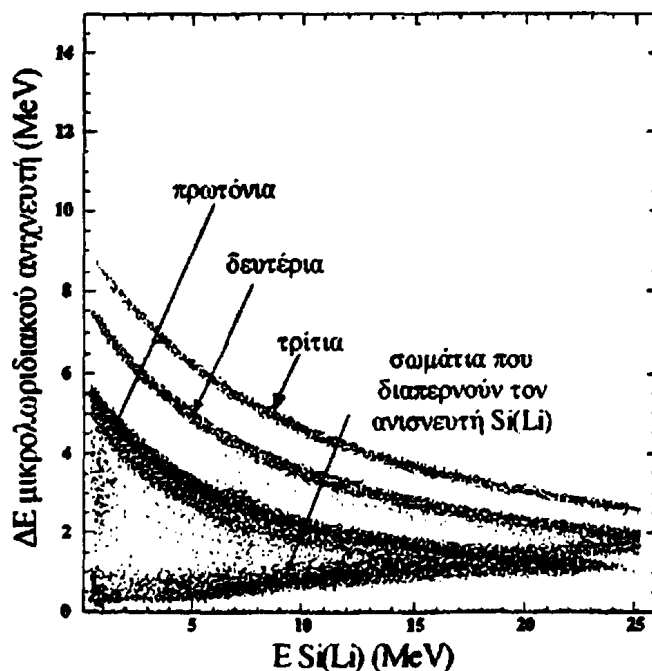


Σχήμα 21: Ταυτοποίηση σωματιδίων με την μέθοδο χρόνου πτήσης

σωμάτια ως προς τη μάζα τους (σχήμα 21). Στο παρόν πείραμα, για τη μέτρηση του χρόνου πτήσης, χρησιμοποιήθηκε το χρονικό σήμα του ανιχνευτή CATS ως σήμα εκκίνησης στην εσωτερική μονάδα TAC των καρτών SMP128X του MUST, ενώ ως σήμα τερματισμού το χρονικό σήμα που παίρνουμε από την επιφάνεια εισόδου του ανιχνευτή πυριτίου. Η κινητική ενέργεια των σωματίων προσδιορίστηκε από την επιφάνεια εξόδου του ανιχνευτή πυριτίου.

β) Μέθοδος τηλεσκοπίου $\Delta E - E$

Στη δεύτερη περίπτωση τα σωματρία περνούν το πρώτο στάδιο ανίχνευσης αφήνοντας ένα μικρό μέρος της ενέργειας τους (ΔE) και στη συνέχεια



Σχήμα 22: Ταυτοποίηση σωματιδίων με την μέθοδο $\Delta E - E$

σταματάνε στον ανιχνευτή Si(Li). Το ποσό της ενέργειας που χάνουν εξαρτάται από το υλικό του ανιχνευτή, από το φορτίο του ανιχνευόμενου σωματίου και από τη μάζα του. Ακολουθώντας, με κατάλληλη εκμετάλλευση αλγόριθμων ισχύος ανάλυσης είναι δυνατή η αναγνώριση των σωματίων βάσει της μάζας και του φορτίου τους (σχήμα 22). Η ίδια ακριβώς μέθοδος



χρησιμοποιείται για την αναγνώριση των σωματίων που διαπερνούν τον ανιχνευτή Si(Li) και σταματούν στον ανιχνευτή CsI. Η αναγνώριση των σωματίων με τη χρήση των δύο αυτών μεθόδων κρίνεται ικανοποιητική.

1.3.5 Ενεργειακή βαθμονόμηση του MUST

1.3.5.1 Βαθμονόμηση των μικρολωριδιακών ανιχνευτών πυριτίου

Για την ενεργειακή βαθμονόμηση της κάθε μονάδας του MUST χρησιμοποιήθηκε μια πηγή σωματίων α τριών κορυφών. Με τη χρήση ενός αυτόματου αλγόριθμου βαθμονόμησης προσδιορίστηκαν οι απολαβές και οι θέσεις των ενεργειακών κατωφλίων των 120 λωρίδων (60 κάθετες και 60 οριζόντιες) κάθε ανιχνευτή πυριτίου του ανιχνευτικού συστήματος. Στη συνέχεια οι τιμές αυτές διοχετεύτηκαν μέσω ενός προσωπικού ηλεκτρονικού υπολογιστή στους επεξεργαστές DSP της κάθε κάρτας VXI, έτσι ώστε να είναι δυνατή η on-line βαθμονόμηση των γεγονότων κατά τη διάρκεια του πειράματος.

1.3.5.2 Βαθμονόμηση των ανιχνευτών Si(Li)

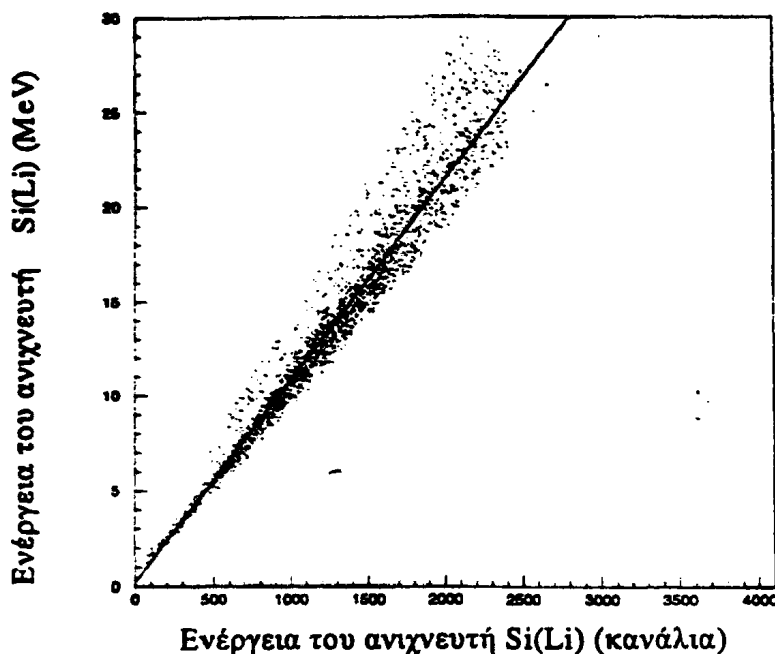
Η μικρή ενέργεια των σωματίων α της πηγής, δεν επιτρέπει τη διέλευση τους από τους ανιχνευτές πυριτίου. Για τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών Si(Li) χρησιμοποιήθηκαν τα σκεδαζόμενα πρωτόνια, που προέρχονται από το ${}^6\text{He}$ και έχουν ενέργεια μεγαλύτερη των 6 MeV, ώστε να είναι ικανά να διαπεράσουν το πρώτο στάδιο ανίχνευσης. Προκειμένου να προσδιοριστεί η ενέργεια, με την οποία εισέρχονται στους ανιχνευτές πυριτίου – λιθίου, ακολουθείται η εξής διαδικασία που συνοψίζεται στα ακόλουθα τρία βήματα:

- i) Προσδιορίζεται το μήκος που διατρέχουν τα πρωτόνια μέσα στο μικρολωριδιακό ανιχνευτή Si σε μm , δεδομένου του πάχους του ($300 \mu\text{m}$), ως $D = 300 \cdot \theta$, όπου θ , είναι η γωνία εισόδου των πρωτονίων στον ανιχνευτή. Ο προσδιορισμός της γωνίας θ , γίνεται μέσω του εσωτερικού γινομένου του διανύσματος $\vec{X}_d = (x_d - x_i) \cdot \hat{i} + (y_d - y_i) \cdot \hat{j} + (z_d - z_i) \cdot \hat{k}$ και του διανύσματος \vec{X}_b , που είναι κάθετο στον ανιχνευτή (σχήμα 14).
- ii) Υπολογίζεται η απώλεια ενέργειας του κάθε πρωτονίου στο μικρολωριδιακό ανιχνευτή πυριτίου. Γνωρίζοντας την ενέργεια εισόδου των πρωτονίων και την απόσταση που διέτρεξαν μέσα στο πυρίτιο από το βήμα (i), με τη χρήση ενός αλγόριθμου υπολογισμού της ισχύος ανάσχεσης βρίσκεται η ενέργεια εξόδου των πρωτονίων από τον ανιχνευτή πυριτίου και συνεπώς η ενέργεια εισόδου στους ανιχνευτές πυριτίου – λιθίου.
- iii) Πραγματοποιείται η βαθμονόμηση των ανιχνευτών πυριτίου – λιθίου. Από τα βήματα (i) και (ii) κατασκευάζεται ένας πίνακας της ενέργειας εισόδου στον ανιχνευτή Si(Li) ως προς το αντίστοιχο κανάλι, στο οποίο ανιχνεύθηκε το γεγονός, και προσδιορίζεται η καλύτερη ευθεία $E = f(ch)$. Για την εύρεση της καλύτερης ευθείας, χρησιμοποιήθηκε ο αλγόριθμος Robust [Pr97], λόγω της αρκετά μεγάλης διασποράς των πειραματικών σημείων, όπως φαίνεται στο σχήμα 23.

1.3.5.3 Ενεργειακή βαθμονόμηση των ανιχνευτών CsI

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι παρόμοια με αυτή για τους ανιχνευτές πυριτίου λιθίου, συμπεριλαμβάνοντας στον υπολογισμό της ισχύος ανάσχεσης την ενέργεια που χάνουν τα πρωτόνια, λόγω της διέλευσής τους από τον ανιχνευτή πυριτίου – λιθίου.





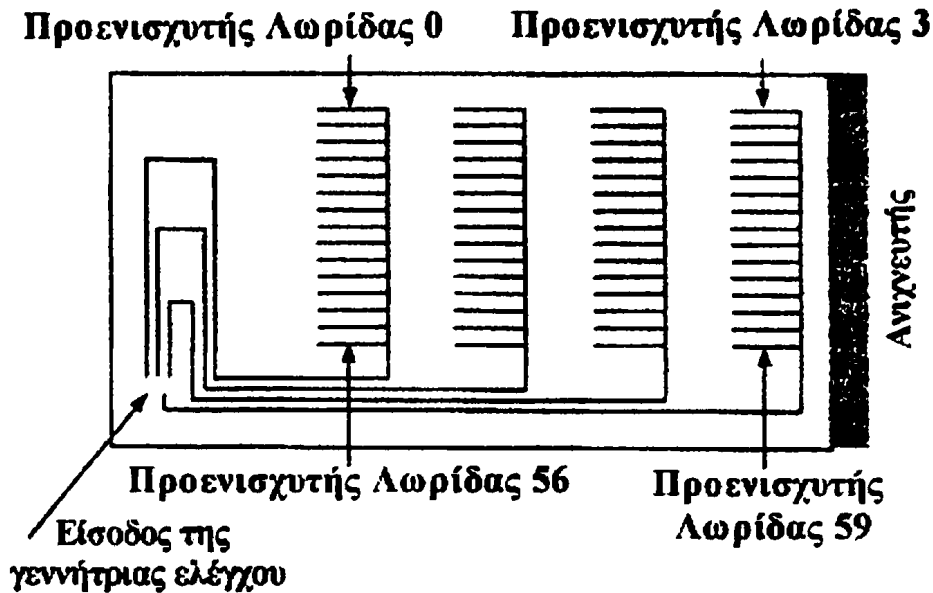
Σχήμα 23: Ενέργεια εισόδου πρωτονίων στον ανιχνευτή Si(Li) ως προς κανάλια

1.3.6 Χρονικός συγχρονισμός των λωρίδων του ανιχνευτή MUST

Εξαιτίας της διαφορετικής θέσης των προενισχυτών των λωρίδων του ανιχνευτή MUST στις μητρικές κάρτες (σχήμα 24), δύο γεγονότα που φτάνουν συγχρόνως σε δύο λωρίδες του ανιχνευτή δίνουν σήματα στους προενισχυτές που παρουσιάζουν μια χρονική διαφορά μεταξύ τους, λόγω της διαφοράς δρόμου που έχουν να διασχίσουν τα αντίστοιχα φορτία. Για το συγχρονισμό των λωρίδων, κατά την προετοιμασία του πειράματος κάθε προενισχυτής συνδέθηκε με μία παλμική γεννήτρια. Στη συνέχεια, ενεργοποιώντας έναν προενισχυτή κάθε φορά, καταγράφηκε το χρονικό σήμα που έφτανε από τον κάθε προενισχυτή.

Γνωρίζοντας πλέον ότι όλοι οι προενισχυτές λαμβάνουν ένα σήμα συγχρόνως και συγκρίνοντας τις διαφορές του χρόνου, που χρειαζόταν κάθε φορά αυτό το σήμα για να φτάσει στην συλλογή δεδομένων, έγινε εφικτός ο συγχρονισμός όλων των λωρίδων. Η διαφορά χρόνου μεταξύ δύο

γειτονικών στηλών μετρήθηκε στα 150 ps, ενώ μεταξύ δύο διαδοχικών γραμμών στα 50 ps.



Σχήμα 24: Διάταξη των προενισχυτών πάνω στη μητρική κάρτα

1.4 Ηλεκτρονική διάταξη

Στο σχήμα 25 απεικονίζεται η ηλεκτρονική διάταξη του πειράματος, ενώ στον πίνακα 1.3 συνοψίζονται οι συντμήσεις των ηλεκτρονικών μονάδων που χρησιμοποιήθηκαν.

Η λογική των ηλεκτρονικών διατάξεων, που χρησιμοποιήθηκαν για τους φωτοπολλαπλασιαστές του πλαστικού τοίχου καθώς και γι' αυτόν του Faraday cup, είναι ως ένα σημείο κοινή. Το αρχικό σήμα μέσω ενός διαχωριστή (Splitter) χωρίζεται σε δύο επιμέρους σήματα: το πρώτο χρησιμοποιείται για τη μέτρηση του φορτίου και καταλήγει σε μια μονάδα QDC, ενώ το δεύτερο χρησιμοποιείται για το χρονισμό των γεγονότων του πλαστικού τοίχου με τους άλλους ανιχνευτές. Αφού περάσει από ένα διευκρινιστή σταθερού ποσοστού (Constant Fraction Discriminator), κατευθύνεται σε ένα διευκρινιστή σκανδαλισμού κατά την άνοδο πολλαπλών εξόδων (LEFIFO - Leading Edge Fan In Fan Out), από τον

οποίο χρησιμοποιούνται τρεις έξοδοι. Η μία έξοδος περνάει μέσα από μία γεννήτρια καθυστέρησης και σήματος πύλης (GDG - Gate and Delay Generator) και καταλήγει ως σήμα τερματισμού (είσοδος STOP) σε δύο μονάδες μετατροπής του χρόνου σε ψηφιακή πληροφορία, TDC (Time to Digital Converter). Οι δύο αυτές μονάδες έχουν ως σκοπό τη μέτρηση του χρόνου μεταξύ των ανιχνευτών CATS 1, CATS 2 και του πλαστικού τοίχου. Η δεύτερη έξοδος, ακολουθώντας παρόμοια πορεία, καταλήγει σε μια μονάδα μετατροπής χρόνου σε αναλογικό παλμό, TAC (Time to Analog Converter). Το σήμα, που προέρχεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές στο αριστερό μέρος του τοίχου, χρησιμοποιείται ως σήμα έναρξης, ενώ ως σήμα τερματισμού χρησιμοποιείται αυτό που προέρχεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές στο δεξί μέρος. Τέλος, η τρίτη έξοδος από το LEFIFO εισέρχεται σε μια μονάδα ταχείας σύμπτωσης.

Σε ό,τι αφορά στους ανιχνευτές δέσμης, η κάθε λωρίδα των καθόδων καταλήγει σε μια μονάδα μέτρησης φορτίου (QDC). Το σήμα που προέρχεται από την άνοδο χρησιμοποιείται για το χρονισμό των CATS, τόσο με τον πλαστικό τοίχο όσο και με το ανιχνευτικό σύστημα MUST. Το χρονικό αυτό σήμα διαχωρίζεται και πάλι μέσω ενός LEFIFO. Η μία έξοδος χρησιμοποιείται ως κοινό σήμα έναρξης των μονάδων TDC, στις οποίες καταλήγουν τα χρονικά σήματα του πλαστικού ανιχνευτή. Η δεύτερη έξοδος, αφού περάσει από μία πύλη OR μεταξύ των δύο CATS, καταλήγει ως σήμα έναρξης στην εσωτερική μονάδα TAC, του VXI του ανιχνευτή MUST. Μία τρίτη έξοδος εισέρχεται ως σήμα έναρξης σε μία εξωτερική μονάδα TAC. Το σήμα λήξης έρχεται από το MUST μέσω ενός LEFIFO. Σκοπός της ύπαρξης αυτής της εξωτερικής μονάδας TAC είναι η επιβεβαίωση των μετρήσεων της εσωτερικής μονάδας χρονισμού του VXI. Τέλος, μία τέταρτη έξοδος από κάθε LEFIFO καταλήγει στη μονάδα ταχείας σύμπτωσης.

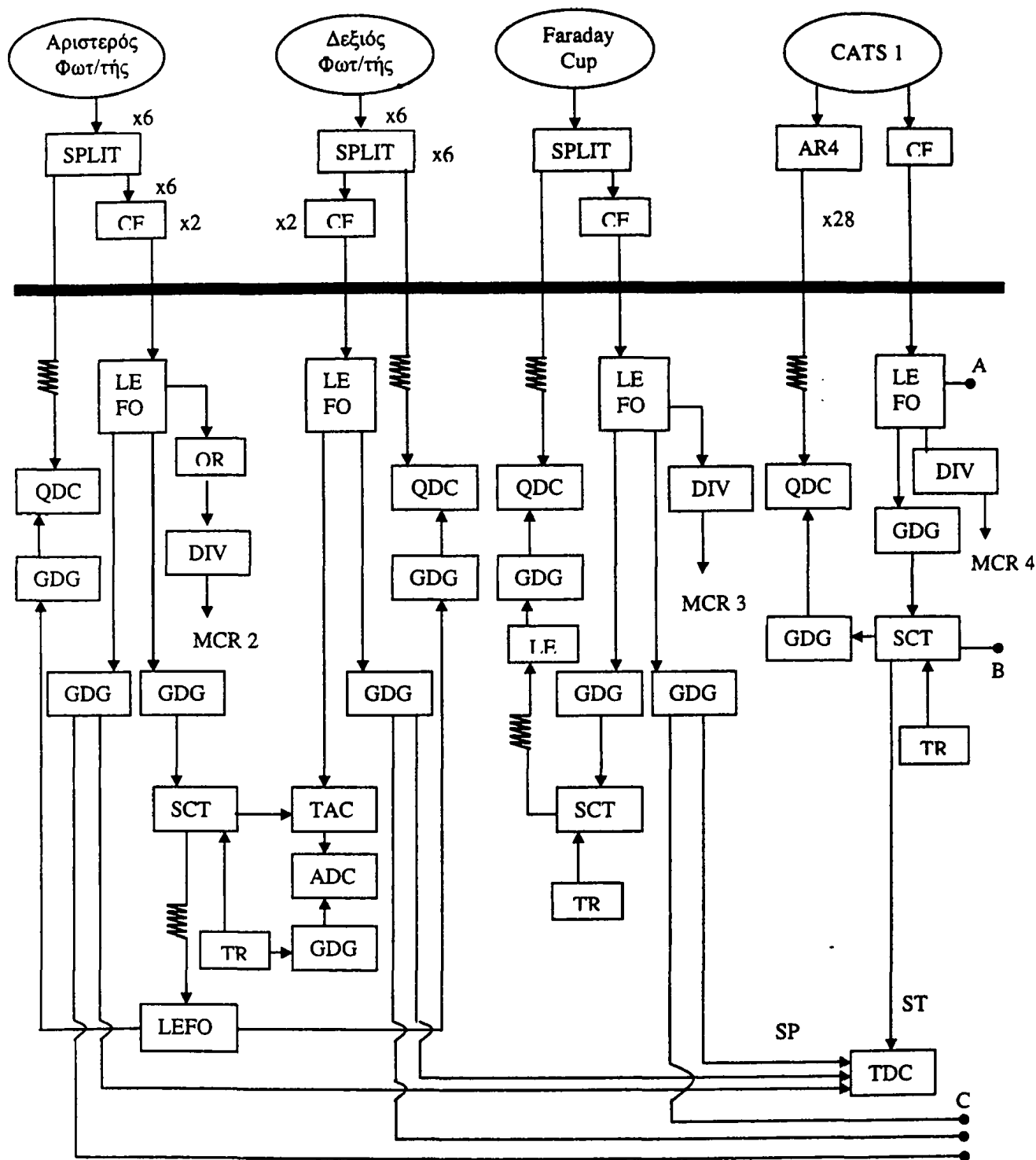
Η μονάδα ταχείας σύμπτωσης (MCR) έχει πέντε διαύλους εισόδου και είναι υπεύθυνη για το σκανδαλισμό των ψηφιακών μονάδων καταμέτρησης

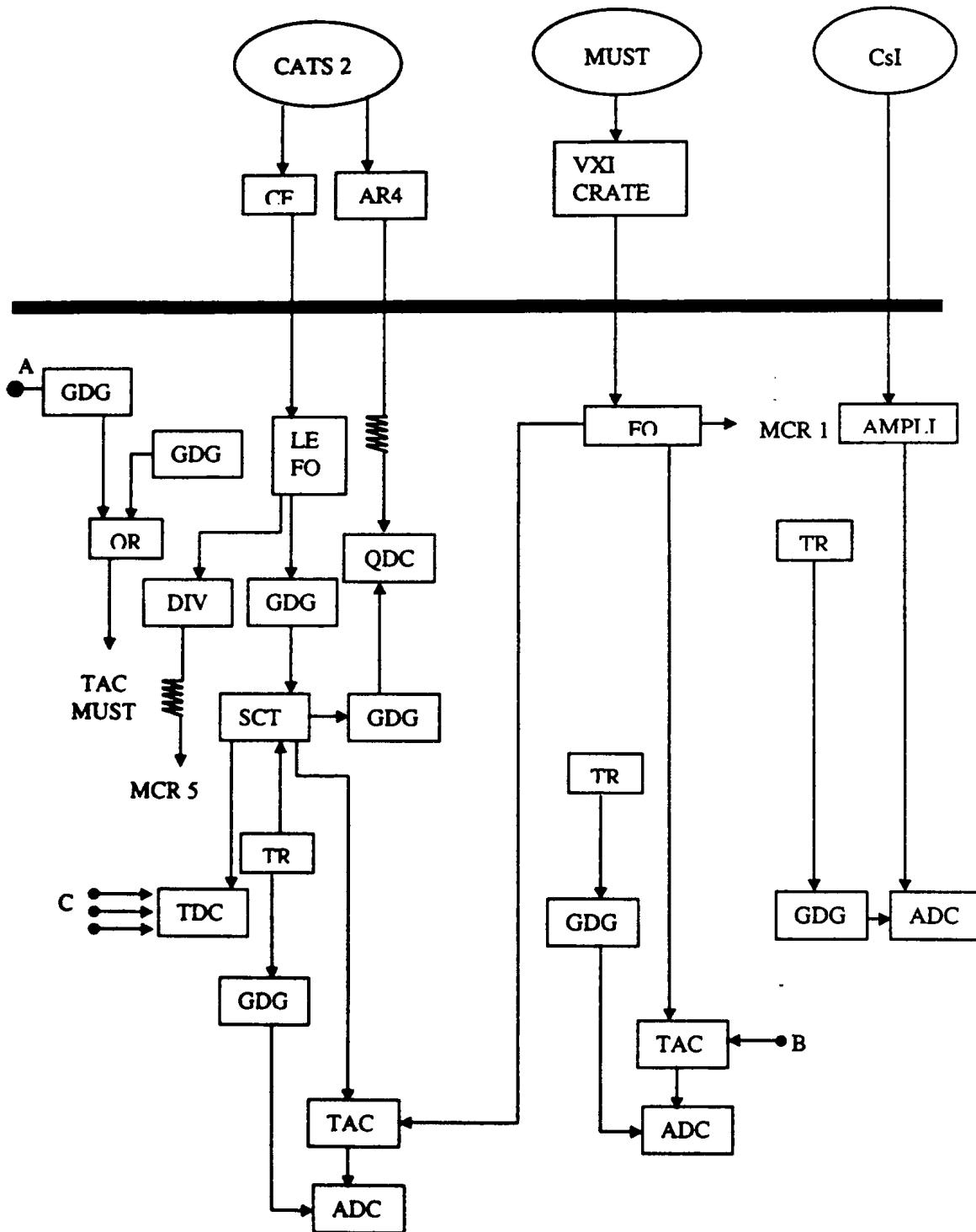
του προτύπου CAMAC (σήμα TR). Το πρώτο σήμα που θα φτάσει σε έναν από αυτούς τους διαύλους «ανοίγει ένα παράθυρο» σύμπτωσης, διάρκειας 100 ns. Σε αυτό το χρονικό διάστημα η μονάδα αναμένει την άφιξη των σημάτων από τους υπόλοιπους διαύλους. Στο τέλος αυτού του «παράθυρου» η μονάδα αποστέλλει μία δυαδική πληροφορία στη συλλογή δεδομένων, η οποία περιέχει τον αριθμό των διαύλων, που έστειλαν σήμα μέσα στο προκαθορισμένο παράθυρο σύμπτωσης. Σε κάθε δίαυλο εισόδου τοποθετήθηκαν τα σήματα από τους πέντε ανιχνευτές (MUST, CATS 1, CATS 2, OR των αριστερών φωτοπολλαπλασιαστών του πλαστικού τοίχου και το Faraday cup). Για την αποφυγή καταμέτρησης πολλών γεγονότων χωρίς την παρουσία του ανιχνευτή MUST, όλες οι άλλοι είσοδοι διαιρέθηκαν πριν την εισαγωγή τους στη μονάδα.



Πίνακας 1.3
Συντμήσεις ηλεκτρονικών μονάδων

Συντμήση	Αγγλική ορολογία	Ελληνική ορολογία
SPLIT	Splitter	Διαχωριστής
CF	Constant Fraction Discriminator	Διευκρινιστής σταθερού ποσοστού
ADC	Analog to Digital Converter	Μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακή πληροφορία
LEFO	Leading Edge Fan In Fan Out	Διευκρινιστής σκανδαλισμού κατά την άνοδο πολλών εισόδων με πολλές εξόδους
GDG	Gate and Delay Generator	Γεννήτρια παραγωγής σήματος ενεργοποίησης διέλευσης παλμών, με επιλεγόμενη καθυστέρηση
SCT	Discriminator	Διευκρινιστής
TAC	Time to Analog Converter	Μετατροπέας χρονικού σε αναλογικό σήμα
TDC	Time to Digital Converter	Μετατροπέας χρονικού σήματος σε ψηφιακή πληροφορία
MCR	Module de Coincidence Rapide	Μονάδα ταχείας σύμπτωσης
AR4	Amplificateur Rapide	Ενισχυτής ταχέος σήματος
AMPLI	Amplificateur	Ενισχυτής
DIV	Division	Διαιρέτης
FO	Fan In Fan Out	Μονάδα πολλαπλών εισόδων και εξόδων
OR	OR Gate	Πύλη Ή





Σχήμα 25: Ηλεκτρονική διάταξη του πειράματος

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο

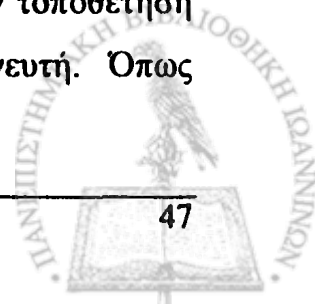
ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή

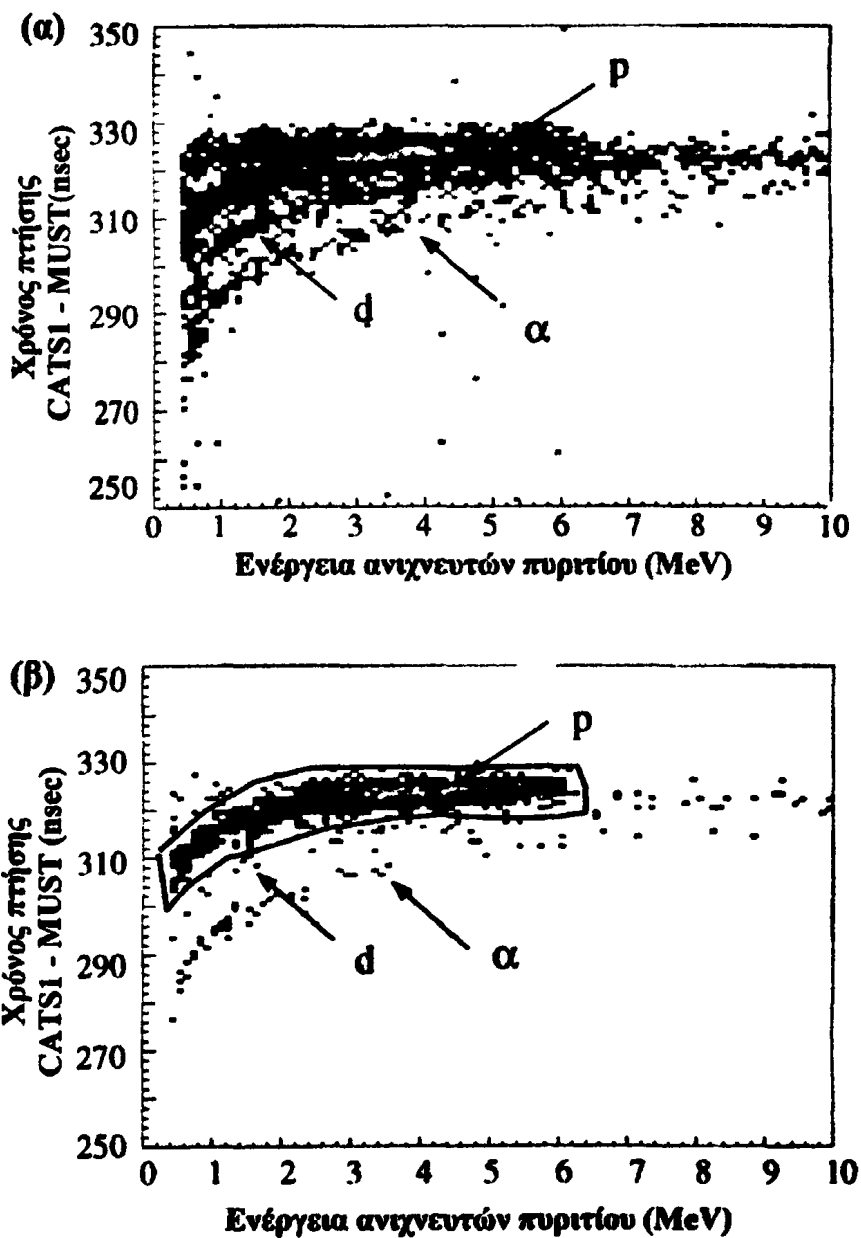
Στα πλαίσια του σκοπού του πειράματος που αναλύεται στην παρούσα διατριβή, η επεξεργασία των δεδομένων εστιάστηκε στον προσδιορισμό του ενεργειακού διαγράμματος του ${}^6\text{He}$ (παρ. 2.2) και των γωνιακών κατανομών της βασικής κατάστασης και άλλων διεγερμένων καταστάσεων (παρ. 2.3). Προηγήθηκε ο διαχωρισμός πρωτονίων των αντιδράσεων που μας ενδιαφέρουν – ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^1\text{H}$ και ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}'){}^1\text{H}$ – από τα πρωτόνια άλλων διεργασιών, που έχει ήδη περιγραφεί (παρ. 1.3.1) και ο διαχωρισμός της ελαστικής από την ανελαστική σκέδαση που θα περιγραφεί ακολούθως (παρ. 2.1).

2.1 Ταυτοποίηση πρωτονίων – Διαχωρισμός ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης

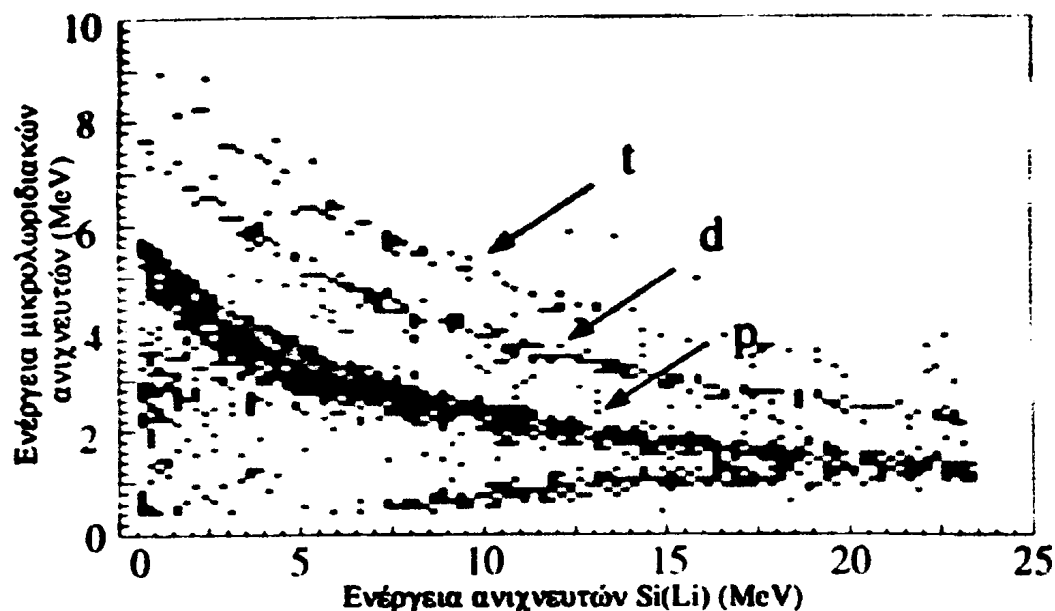
Για την ταυτοποίηση των σωματιδίων που ανιχνεύονται στο MUST χρησιμοποιήθηκαν οι μέθοδοι της παραγράφου 1.4.4. Στα σχήματα 26 και 27 φαίνονται τα αποτελέσματα αυτών των μεθόδων στο παρών πείραμα. Στο σχήμα 26α εικονίζεται ο πίνακας χρόνου πτήσης μεταξύ των ανιχνευτών CATS1 και MUST, ενώ στο σχήμα 26β εικονίζεται ο πίνακας χρόνου πτήσης μεταξύ των ανιχνευτών CATS1 και MUST με την επιπλέον συνθήκη τα σωματίδια που ανιχνεύονται να προέρχονται από την σκέδαση των πυρήνων του ${}^6\text{He}$. Η συνθήκη αυτή γίνεται εφικτή με την τοποθέτηση παραθύρων στο ενεργειακό φάσμα του πλαστικού ανιχνευτή. Όπως



φαίνεται στο σχήμα 10 το παράθυρο 1 επιλέγει τα πρωτόνια που προέρχονται από την ελαστική σκέδαση, ενώ το παράθυρο 2 επιλέγει τα



Σχήμα 26: Πίνακας χρόνου πτήσης μεταξύ των ανιχνευτών CATS 1 και MUST α) χωρίς συνθήκη – όλα τα σωμάτια β) με την συνθήκη τα σωμάτια να είναι πυρήνες ${}^4\text{He}$



Σχήμα 27: Πίνακας ΔΕ - Ε

πρωτόνια που προέρχονται από την ανελαστική σκέδαση. Η σύγκριση των σχημάτων 26α, 26β κάνει εμφανή την αναγκαιότητα χρήσης του πλαστικού ανιχνευτή. Όσον αφορά τα πρωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη των 6 MeV, (δηλαδή πρωτόνια που διαπερνούν το πρώτο στάδιο ανίχνευσης του MUST αφήνοντας μέρος της ενέργειας τους σε αυτό) ο διαχωρισμός τους από τα άλλα σωματίδια δεν μπορεί να γίνει με την χρήση του χρόνου πτήσης. Για τον διαχωρισμό αυτών των πρωτονίων από τα άλλα σωματίδια που ανιχνεύθηκαν στον ανιχνευτή MUST, δημιουργήθηκαν πίνακες ΔΕ - Ε. Στο σχήμα 27 εικονίζεται ένας τυπικός πίνακας ΔΕ - Ε, μεταξύ των μικροωριδιακών ανιχνευτών και των ανιχνευτών Si(Li) όπου φαίνονται τα διάφορα ανιχνευθέντα σωματίδια.

2.2 Προσδιορισμός των ενεργειακών φασμάτων του ⁶He

Για την μετατροπή των συλλεχθέντων φασμάτων πρωτονίων ως προς την γωνία, σε φάσματα πρωτονίων ως προς την ενέργεια και εν συνεχεία σε φάσματα ⁶He ως προς την ενέργεια, είναι απαραίτητος ο προσδιορισμός

των κινηματικών γραμμών της αντίδρασης. Οι γραμμές αυτές συσχετίζουν την γωνία σκέδασης των πρωτονίων με την ενέργεια τους. Πριν λοιπόν τον προσδιορισμό των ενεργειακών φασμάτων ${}^6\text{He}$ παρατίθεται ο υπολογισμός της γωνίας και της ενέργειας σκέδασης πρωτονίων.

2.2.1 Υπολογισμός της γωνίας σκέδασης

Η γωνία σκέδασης των πρωτονίων, μπορεί να υπολογισθεί από το εσωτερικό γινόμενο των διανυσμάτων που αναπαριστούν την πορεία του πυρήνα προς τον στόχο και την πορεία των πρωτονίων μετά την σκέδαση από τον στόχο προς τον ανιχνευτή. Το πρώτο διάνυσμα μπορεί να υπολογιστεί από τα σημεία (X_{c1}, Y_{c1}, Z_{c1}) του πρώτου ανιχνευτή CATS από το οποίο διήλθε ο πυρήνας και το σημείο (X_{c2}, Y_{c2}, Z_{c2}) του δεύτερου ανιχνευτή CATS ως:

$$\vec{X}_1 = (X_{c2} - X_{c1}) \cdot \hat{i} + (Y_{c2} - Y_{c1}) \cdot \hat{j} + (Z_{c2} - Z_{c1}) \cdot \hat{k} \quad (2.1)$$

και αναπαριστά τη διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο. Για το δεύτερο διάνυσμα είναι απαραίτητα τα σημεία πρόσπτωσης στο στόχο (X_t, Y_t, Z_t) και ανίχνευσης στον ανιχνευτή MUST (X_d, Y_d, Z_d) . Ο προσδιορισμός του σημείου πρόσκρουσης (X_t, Y_t, Z_t) κάθε πυρήνα του ${}^6\text{He}$ στο στόχο έχει ήδη περιγραφεί στην παράγραφο 1.1.5 (Εξ. 1.7). Ο προσδιορισμός του σημείου ανίχνευσης (X_d, Y_d, Z_d) γίνεται μέσω του ανιχνευτή MUST. Οι επεξεργαστές DSP αποστέλλουν στην συλλογή δεδομένων δύο λέξεις, η κάθε μια από τις οποίες περιέχει την λωρίδα του επιπέδου X και την λωρίδα του επιπέδου Y από τις οποίες πέρασε το σκεδαζόμενο πρωτόνιο. Με κατάλληλους γεωμετρικούς μετασχηματισμούς είναι εφικτός επίσης ο προσδιορισμός της συντεταγμένης z του κάθε σημείου του ανιχνευτή, η οποία είναι σταθερή καθ' όλη την διάρκεια του πειράματος και εξαρτάται μόνο από την αρχική θέση των ανιχνευτών. Το



διάνυσμα που περιγράφει την διεύθυνση του σκεδαζομένου πρωτονίου από τον στόχο στον ανιχνευτή μπορεί να γραφεί ως:

$$\vec{X}_d = (X_d - X_i) \cdot \hat{i} + (Y_d - Y_i) \cdot \hat{j} + (Z_d - Z_i) \cdot \hat{k} \quad (2.2)$$

Επομένως η γωνία σκέδασης του κάθε πρωτονίου βρίσκεται από το εσωτερικό γινόμενο των διανυσμάτων \vec{X}_i, \vec{X}_d ως:

$$\begin{aligned} \theta &= \arccos \frac{\vec{X}_i \cdot \vec{X}_d}{|\vec{X}_i| \cdot |\vec{X}_d|} = \\ &= \arccos \frac{(x_i - x_{cl}) \cdot (x_d - x_i) + (y_i - y_{cl}) \cdot (y_d - y_i) + (z_i - z_{cl}) \cdot (z_d - z_i)}{\sqrt{((x_i - x_{cl})^2 + (y_i - y_{cl})^2 + (z_i - z_{cl})^2)} \cdot \sqrt{(x_d - x_i)^2 + (y_d - y_i)^2 + (z_d - z_i)^2}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.2.2 Προσδιορισμός ενέργειας πρωτονίων – Κινηματικές γραμμές

Η ενέργεια των πρωτονίων που αποστέλλουν οι επεξεργαστές DSP των καρτών VXI πρέπει να διορθωθούν κατά το ποσό της ενέργειας που χάθηκε λόγω της ισχύος ανάσχεσης κατά την διέλευση τους από τον στόχο. Για τον σκοπό αυτό γίνεται η παραδοχή ότι η αντίδραση συμβαίνει στο μέσο του στόχου. Εν συνεχεία γνωρίζοντας την πορεία του πρωτονίου μέσα στον στόχο από το διάνυσμα \vec{X}_d (Εξ. 2.2) και λαμβάνοντας υπόψη ότι ο στόχος βρίσκεται υπό γωνία 45° , προσδιορίζεται η γωνία δ (σχήμα 28)

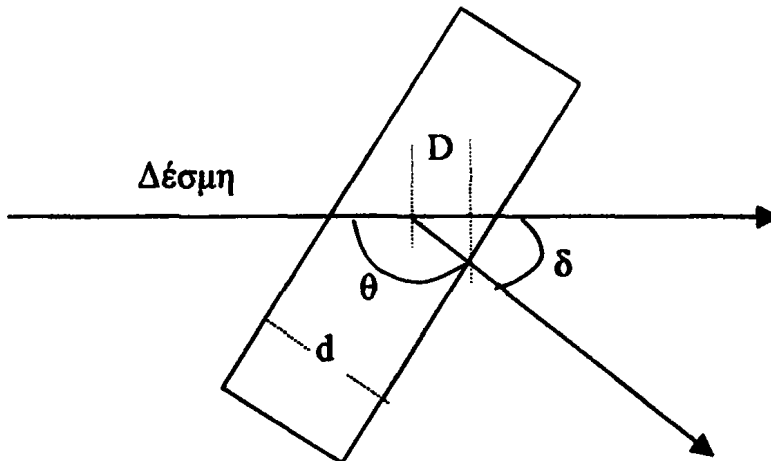
$$\cos \delta = \frac{Y_d + Z_d}{\sqrt{X_d^2 + Y_d^2 + Z_d^2} \cdot \sqrt{2}} \quad (2.4)$$

και ως εκ τούτου η απόσταση D σε cm που διένυσε το πρωτόνιο μέσα στο στόχο:

$$D = \frac{d}{2 \cdot \cos \delta \cdot \rho_{\text{np}}} \quad (2.5)$$

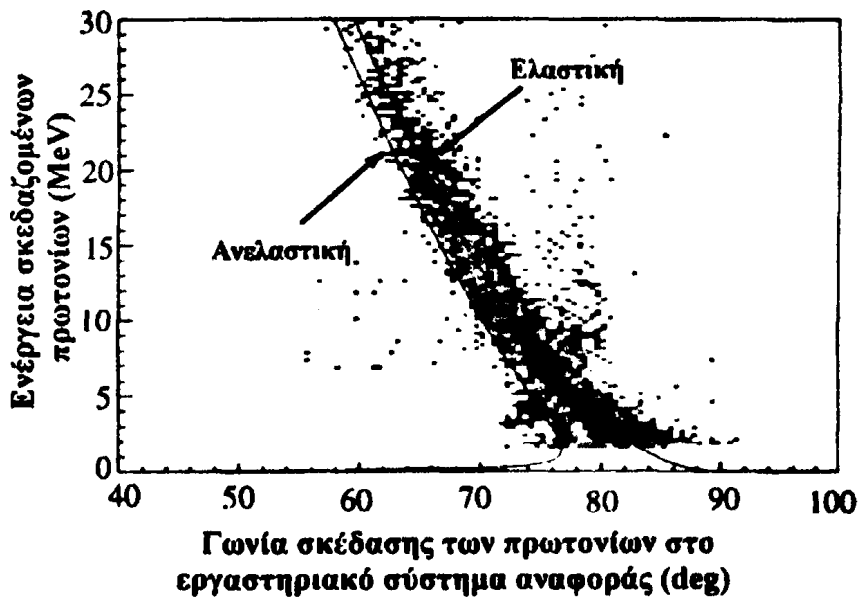
όπου d είναι το πάχος του στόχου σε $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ και $\rho_{\text{np}} = 0.0896$ είναι η πυκνότητα του προπυλενίου σε $\mu\text{g}/\text{cm}^3$. Το 2 στον παρονομαστή προέρχεται από τη θεώρηση ότι η αντίδραση γίνεται στο μέσο του στόχου.

Τέλος με την βοήθεια ενός αλγορίθμου ισχύος ανάσχεσης (PEDRA) υπολογίζεται η ενέργεια του πρωτονίου αμέσως μετά την αντίδραση.



Σχήμα 28: Γεωμετρία για τον υπολογισμό της απόστασης D

Έχοντας πλέον υπολογίσει την γωνία σκέδασης και την αντίστοιχη ενέργεια των πρωτονίων, είναι δυνατή η χάραξη των κινηματικών γραμμών. Στο σχήμα 29, οι πειραματικές κινηματικές γραμμές της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης συγκρίνονται με τις αντίστοιχες θεωρητικές.



Σχήμα 29: Πειραματικές και θεωρητικές κινηματικές γραμμές για την ελαστική και ανελαστική σκέδαση

2.2.3 Υπολογισμός της ενέργειας διέγερσης ${}^6\text{He}$ – Ενεργειακά φάσματα ${}^6\text{He}$

Έχοντας περάσει τα βήματα των παραγράφων 2.2.1 και 2.2.2 μπορούμε να κατασκευάσουμε ενεργειακά φάσματα πρωτονίων. Το τελευταίο βήμα που περιγράφεται σε αυτή την παράγραφο είναι η μετατροπή των φασμάτων αυτών σε ενεργειακά φάσματα του ${}^6\text{He}$.

Γνωρίζοντας την κινηματική της αντίδρασης μπορούμε να εξάγουμε το Q της αντίδρασης που ισούται με την ενέργεια διέγερσης του ${}^6\text{He}$. Λύνοντας τη δευτεροβάθμια εξίσωση που προκύπτει από τη διατήρηση της ορμής και τη διατήρηση της ενέργειας η παρακάτω σχέση που προκύπτει συνδέει την ενέργεια διέγερσης του ${}^6\text{He}$ με την ενέργεια των σκεδασθέντων πρωτονίων:

$$E_{\text{He}}^* = -Q = -\sqrt{(m_{\text{He}} + E_{\text{He}} - E_p)^2 - (-2 \cdot E_{\text{He}} \cdot E_p - 2 \cdot E_p \cdot (m_{\text{He}} + m_p) + 2 \cdot p_p \cdot p_{\text{He}} \cdot \cos\theta_p)} - (m_{\text{He}} + E_{\text{He}} - E_p) \quad (2.6)$$

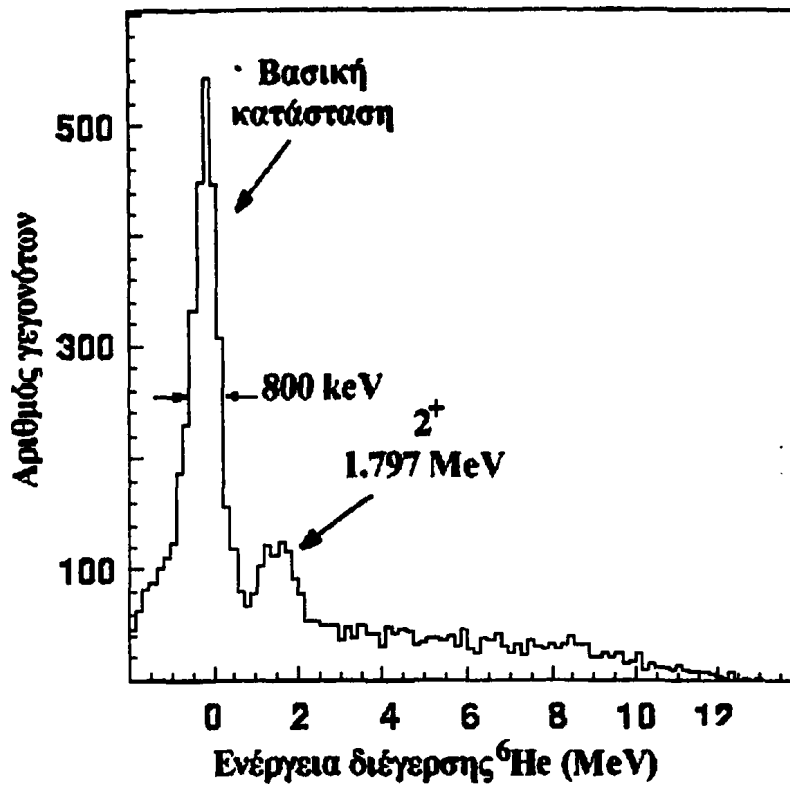
όπου θ_p είναι η γωνία σκέδασης των πρωτονίων, p_p είναι η ορμή των πρωτονίων

$$p_p = \frac{1}{c} \sqrt{2 \cdot m_p \cdot c^2 \cdot E_p + E_p^2} \quad (2.7\alpha)$$

και p_{He} η ορμή των πυρήνων του ${}^6\text{He}$

$$p_{\text{He}} = \frac{1}{c} \sqrt{2 \cdot m_{\text{He}} \cdot c^2 \cdot E_{\text{He}} + E_{\text{He}}^2} \quad (2.7\beta)$$

Εν συνεχεία για κάθε πρωτόνιο που ανιχνεύεται, υπολογίζεται βάσει των προηγούμενων τύπων η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα του ${}^6\text{He}$ και τοποθετείται ένα γεγονός στο φάσμα της ενέργειας διέγερσης. Στο σχήμα 30 απεικονίζεται ένα φάσμα ενέργειας διέγερσης, όπως προκύπτει από την παραπάνω διαδικασία. Το φάσμα αυτό περιλαμβάνει γεγονότα για γωνίες ανίχνευσης από 70° έως 90° .



Σχήμα 30: Ενεργειακό φάσμα του ${}^6\text{He}$ μέσω του ανιχνευτή MUST

2.3 Γωνιακές κατανομές

Η διαφορική ενεργός διατομή μιας αντίδρασης, σε ένα γωνιακό διάστημα $\vartheta \pm d\vartheta$ στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου δίνεται από τον τύπο:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_d}{N_i \cdot \Delta\Omega \cdot C_i} \quad (2.8)$$

όπου N_d είναι ο αριθμός των ανιχνευόμενων σωματιδίων (πρωτονίων), N_i ο αριθμός των προσπιπτόντων σωματιδίων στο στόχο (πυρήνες ${}^6\text{He}$), $\Delta\Omega$ είναι η στερεά γωνία υπό την οποία ανιχνεύονται τα σωματίδια για το συγκεκριμένο γωνιακό εύρος και τέλος C_i είναι ο αριθμός των κέντρων σκέδασης που παρουσιάζει ο στόχος. Η σταθερά C_i δίνεται από την σχέση:

$$C_i = \frac{d \cdot N_A \cdot 10^{-3}}{7 \cdot \cos(45^\circ)}$$

όπου d είναι το πάχος του στόχου σε $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ και N_A ο αριθμός Αβογαδρό. Στη συνέχεια, πολλαπλασιάζοντας την ενεργό διατομή



της αντίδρασης στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς με την κατάλληλη Ιακωβιανή, υπολογίζεται εύκολα η διαφορική ενεργός διατομή στο σύστημα κέντρου μάζας. Η Ιακωβιανή δίνεται από τη σχέση:

$$J = \frac{\gamma \cdot p_{cm}^2 \cdot (p_{cm} + \beta \cdot \cos \chi - \sqrt{m_p^2 - p_{cm}^2})}{p_p'^3} \quad (2.9)$$

όπου $\beta = \frac{p_p}{E_T}$ και $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$. Στις παραπάνω σχέσεις με p_p συμβολίζεται

η σχετικιστική ορμή του πρωτονίου πριν την αντίδραση, με p_{cm} η σχετικιστική ορμή του κέντρου μάζας ενώ με χ , η γωνία σκέδασης του πρωτονίου. Με τόνο δηλώνονται οι ίδιες ποσότητες μετά την αντίδραση.

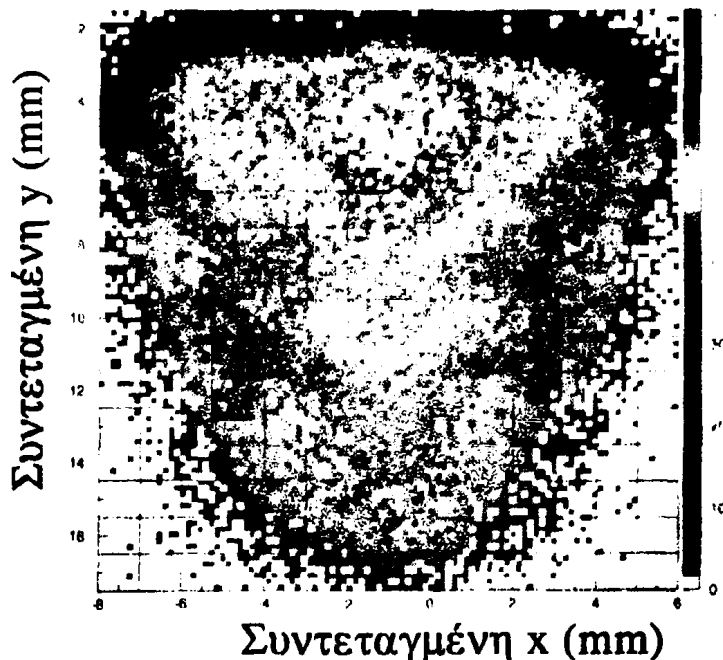
Στις επόμενες παραγράφους θα εξεταστούν αναλυτικά οι ποσότητες που υπεισέρχονται στον τύπο της ενεργού διατομής καθώς και η αναλυτική μέθοδος που επιλέχθηκε για την εξαγωγή της. Για την επιβεβαίωση της ορθότητας της μεθόδου, δημιουργήθηκε μια προσομοίωση του πειράματος που περιγράφεται στο παράρτημα Β.

2.3.1 Υπολογισμός της στερεάς γωνίας, $\Delta\Omega$

Στα πειράματα με σταθερές δέσμες όπου το προφίλ της δέσμης είναι μικρό και η δέσμη είναι κάθετη στο στόχο, ο υπολογισμός της στερεάς γωνίας γίνεται μέσω της σχέσης:

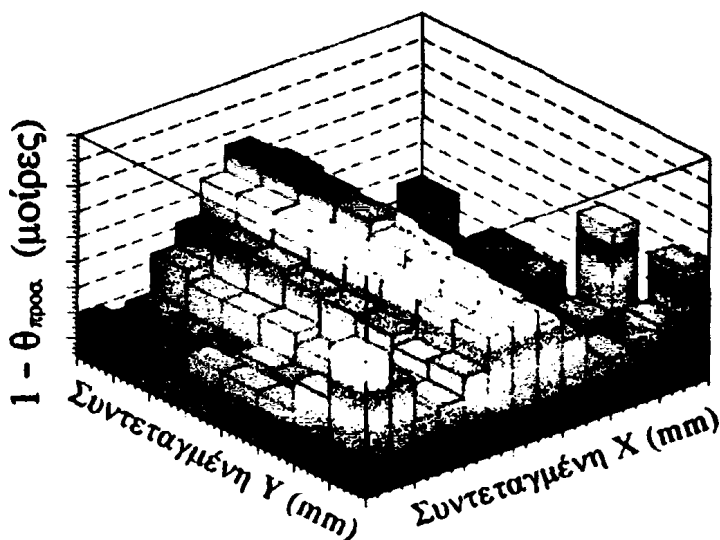
$$\Delta\Omega = \frac{S_d}{R^2} \quad (2.10)$$

όπου S_d είναι η επιφάνεια του ανιχνευτή και R^2 είναι η απόσταση στόχου - ανιχνευτή. Στην περίπτωση των ραδιενεργών δεσμών δεν ισχύει ο απλός αυτός τύπος, επειδή το προφίλ της δέσμης είναι εκτενές και επιπρόσθετα η γωνία πρόσπτωσης στο στόχο δεν είναι η ίδια σε όλη την επιφάνεια του στόχου. Για τους δύο αυτούς λόγους, ο στόχος διαμερίστηκε σε κυψελίδες του 1 mm^2 , έτσι ώστε να μπορεί να αντιμετωπιστεί ως ένα σύνολο από



Σχήμα 31: Προφίλ της δέσμης του ${}^6\text{He}$ στο στόχο - διαμερισμός του στόχου σε κυψελίδες

στόχους επιφάνειας 1 mm^2 (σχήμα 31). Με αυτόν τον διαμερισμό έγινε, επίσης, δυνατή η απόδοση μιας γωνίας πρόσπτωσης ϑ_{inc} σε κάθε κυψελίδα ως προς την κάθετο στο στόχο (σχήμα 32). Ο διαμερισμός των κυψελίδων στον ανιχνευτή καθορίστηκε από την διακριτική ικανότητα του, επίσης σε



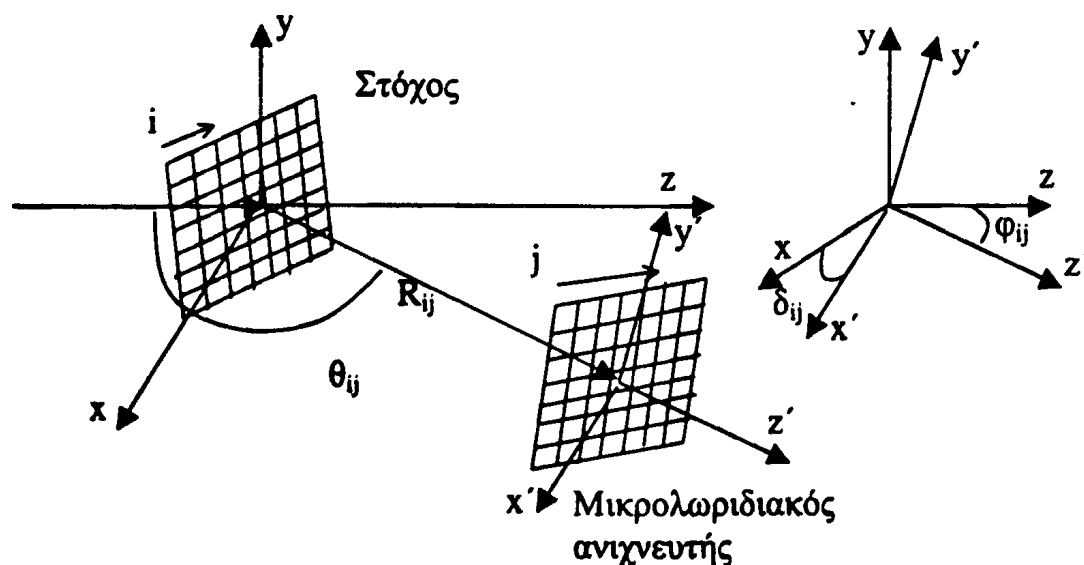
Σχήμα 32: Η γωνία πρόσπτωσης των πυρήνων του ${}^6\text{He}$ σε σχέση με τις συντεταγμένες του στόχου.

1 mm². Κατ' αυτόν τον τρόπο ο ανιχνευτής αντιμετωπίστηκε ως ένα σύνολο $j = 3600$ ανιχνευτών (αντίστοιχος με τον αριθμό των j κυψελίδων του). Αντιμετωπίζοντας πλέον ξεχωριστά το κάθε ζεύγος κυψελίδας – στόχου με κυψελίδα – ανιχνευτή μπορεί να γίνει χρήση της εξίσωσης (2.10).

Στην σχέση (2.10) υπεισέρχεται η απόσταση R_{ij} μεταξύ του κέντρου της κυψελίδας i του στόχου και του κέντρου της κυψελίδας j του ανιχνευτή MUST, η οποία υπολογίζεται γεωμετρικά (σχήμα 33). Επειδή η κάθε κυψελίδα του ανιχνευτή δεν είναι παράλληλη ως προς τις κυψελίδες του στόχου, το εμβαδόν του ανιχνευτή που «βλέπει» η κάθε κυψελίδα του στόχου είναι $1 \cdot \cos \delta_{ij} \cdot \cos \phi_{ij}$ mm² και η εξίσωση (2.10) γίνεται:

$$\Delta\Omega_i = \sum_j \frac{\cos \delta_{ij} \cdot \cos \phi_{ij}}{R_{ij}^2 / \text{mm}^2} \quad (2.11)$$

Οι γωνίες δ_{ij} και ϕ_{ij} ορίζονται στο σχήμα 33.



Σχήμα 33: Γεωμετρία ανιχνευτή – στόχου για τον υπολογισμό της στερεάς γωνίας

Τέλος, για τον υπολογισμό της στερεάς γωνίας μεταξύ των γωνιών σκέδασης $\vartheta - d\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ προστίθενται οι στερεές γωνίες των ζευγών κυψελίδων ανιχνευτή - στόχου με γωνίες ϑ_i μεταξύ του διαστήματος $\vartheta \pm d\vartheta$. Στον υπολογισμό των γωνιών σκέδασης έχει συμπεριληφθεί η γωνία πρόσπτωσης ϑ_{inc} . Ο τελικός τύπος, δηλαδή, που δίνει την στερεά γωνία είναι:

$$\Delta\Omega = \sum_i \Delta\Omega_i \quad (2.12)$$

2.3.2 Υπολογισμός του αριθμού των προσπιπτόντων σωματιδίων

Το πρώτο στάδιο στην καταμέτρηση των προσπιπτόντων σωματιδίων ήταν ο διαχωρισμός των πυρήνων του ${}^6\text{He}$ από τις παρασιτικές δέσμες. Η επιλογή αυτή έγινε με τη μέθοδο χρόνου πτήσης μεταξύ του ανιχνευτή CATS1 και του μικρού πλαστικού ανιχνευτή (Faraday cup) (σχήμα 17). Έπειτα, έγινε η καταμέτρηση των προσπιπτόντων πυρήνων σε κάθε κυψελίδα του στόχου με την τοποθέτηση κατάλληλων παραθύρων στους δύο ανιχνευτές CATS (σχήμα 31). Τέλος, έγινε το άθροισμα όλων των γεγονότων των κυψελίδων του στόχου οι οποίες έδιναν γωνία σκέδασης μέσα στο γωνιακό διάστημα $\vartheta \pm d\vartheta$.

2.3.3 Γωνιακή κατανομή της ελαστικής σκέδασης

Στο σχήμα 24, όπου εικονίζεται το φάσμα της ενέργειας διέγερσης του ${}^6\text{He}$, είναι εμφανής η κορυφή που προκύπτει από την ελαστική σκέδαση ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^1\text{H}$. Ορίζοντας λοιπόν ένα παράθυρο που να περιλαμβάνει αυτή την κορυφή ήταν δυνατή η επιλογή πρωτονίων που προέρχονταν από την ελαστική σκέδαση των πυρήνων του ηλίου. Στη συνέχεια το γωνιακό εύρος του ανιχνευτικού συστήματος MUST στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς (45° - 90°) διαιρέθηκε σε βήματα της μίας μοίρας και

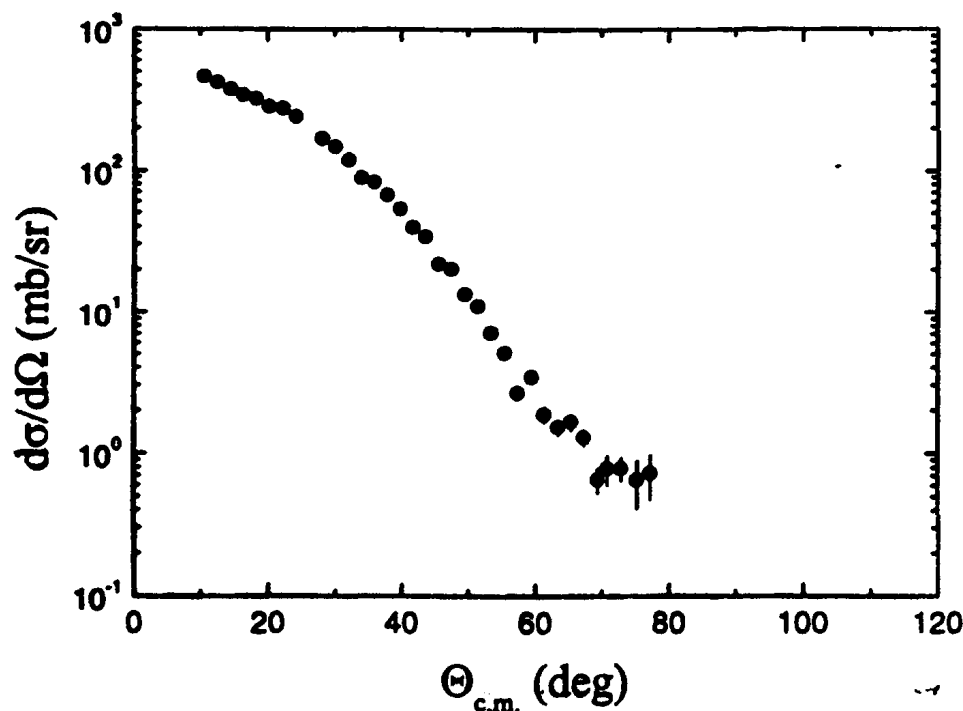


προσδιορίστηκε η αντιστοιχία όλων των γωνιών ϑ_y σε κάθε ένα από τα γωνιακά βήματα. Ακολούθως έγινε η καταμέτρηση των γεγονότων N_y σε κάθε γωνία ϑ_y και αφού διαιρέθηκε με την απόδοση του ανιχνευτή, προσδιορίστηκε ο συνολικός αριθμός των πρωτονίων $N_i = \sum_j N_y$ και αντιστοιχίστηκε σε βήματα μιας μέσης γωνίας σκέδασης $\bar{\vartheta} \pm \sigma(\bar{\vartheta})$, όπου

$$\bar{\vartheta} = \frac{\sum_i N_i \cdot \sum_j \vartheta_y}{\sum_i N_i}$$

$$\text{και } \sigma(\bar{\vartheta}) = \left\{ \frac{\sum_i \left(N_i^2 \cdot \sum_j \sigma^2(\vartheta_y) \right) + \sum_i \left(\left(\sum_{k \neq i} N_k \cdot \left(\sum_j (\vartheta_y - \vartheta_{k_j}) \right) \right)^2 \right)}{\left(\sum_i N_i \right)^2 + \left(\sum_i N_i \right)^4} \cdot \sigma^2(N_i) \right\}^{1/2}$$

Έχοντας πλέον υπολογίσει όλες τις απαραίτητες ποσότητες που υπεισέρχονται στη σχέση 2.8 υπολογίστηκε η ενεργός διατομή για κάθε



Σχήμα 34: Γωνιακή κατανομή της ελαστικής σκέδασης

γωνία $\bar{\vartheta} \pm d\bar{\vartheta}$ στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. Στη συνέχεια, οι ποσότητες $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ και $\bar{\vartheta}$ πολλαπλασιάστηκαν με τις κατάλληλες ποσότητες για τη μετατροπή τους στο σύστημα κέντρου μάζας. Στην ελαστική σκέδαση υπάρχει αντιστοιχία μεταξύ των γωνιών στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς και των γωνιών στο σύστημα κέντρου μάζας ένα προς ένα. Τα αποτελέσματα δίνονται στο σχήμα 34.

2.3.4 Γωνιακές κατανομές διεγερμένων καταστάσεων

Για την εξαγωγή των γωνιακών κατανομών των καταστάσεων που παρατηρήθηκαν κατά την ανελαστική σκέδαση, ακολουθήθηκε ένας διαφορετικός δρόμος απ' αυτόν για την ελαστική λόγω των διαφόρων ιδιοτήτων τους και κυρίως λόγω της χαμηλής στατιστικής. Κατ' αρχήν αναλύθηκε η διεγερμένη κατάσταση στα 1.797 MeV (η κορυφή είναι εμφανής στο σχήμα 35) και στη συνέχεια εξετάστηκε η ύπαρξη ή μη, άλλων διεγερμένων μη δέσμιων καταστάσεων στο εύρος των ενεργειών διέγερσης μεταξύ 2 και 12 MeV [La02].

2.3.4.1 Γωνιακή κατανομή της κατάστασης στα 1.797 MeV

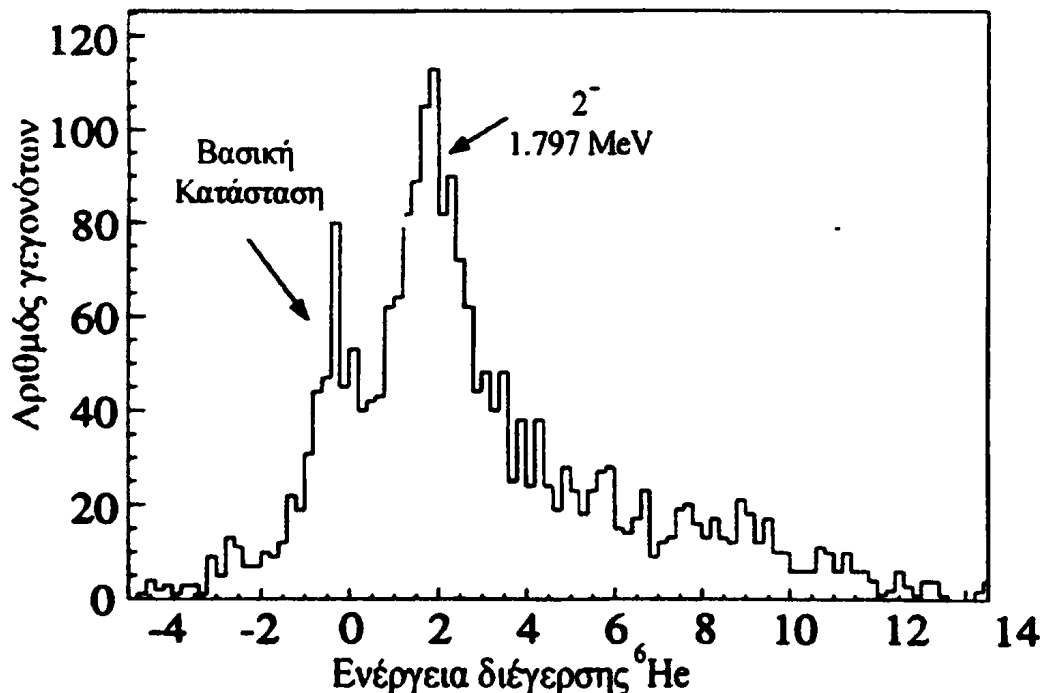
Για την εξαγωγή της γωνιακής κατανομής ανελαστικών συντονισμών θεωρήθηκαν τα πρωτόνια που προέρχονται από ανελαστική σκέδαση. Η ταυτοποίηση αυτών των πρωτονίων εξασφαλίστηκε με την επιλογή των σωματίων α στον πλαστικό ανιχνευτή. Τα σωματία α προέρχονται από την αποδιέγερση των πυρήνων του ${}^6\text{He}$ σε ένα σωματίο α και δύο νετρόνια.

Μία διαφοροποίηση από την περίπτωση της ελαστικής σκέδασης είναι ότι δεν υπάρχει πλέον σχέση ένα προς ένα μεταξύ των γωνιών του εργαστηριακού συστήματος και του συστήματος κέντρου μάζας. Υπάρχουν δηλαδή δύο γωνίες κέντρου μάζας που αντιστοιχούν στην ίδια γωνία του εργαστηριακού συστήματος αναφοράς. Για να αποτραπεί η σύγχυση των



διαφορετικών γεγονότων που ανιχνεύθηκαν στο ίδιο εύρος γωνιών, πριν την εξαγωγή της ενεργού διατομής τα σημεία αυτά διαχωρίστηκαν με βάση την ενέργεια τους.

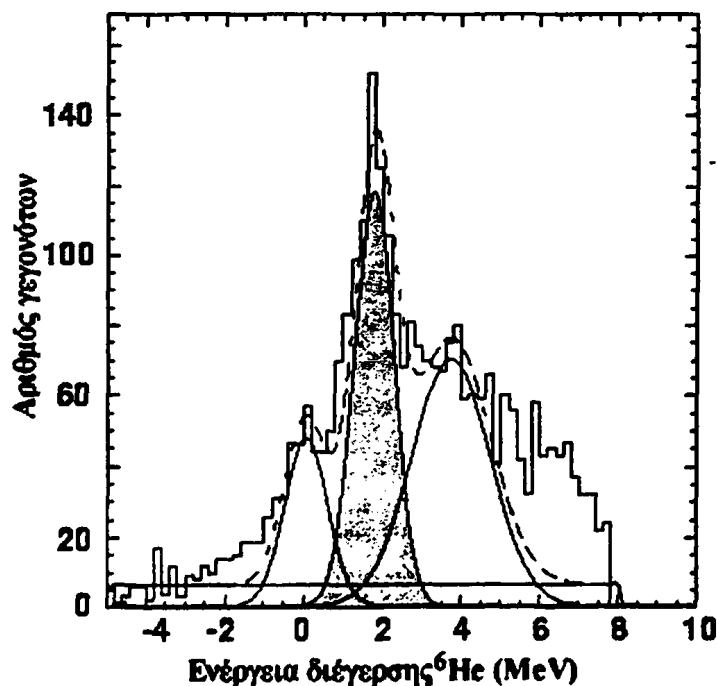
Μια άλλη διαφοροποίηση είναι η ύπαρξη υποβάθρου. Για την αφαίρεση του υποβάθρου, η γωνιακή κατανομή διαιρέθηκε σε βήματα των 2° αντί της 1° για την ελαστική σκέδαση, στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, λόγω της χαμηλής στατιστικής και δημιουργήθηκαν τα ενεργειακά φάσματα του ${}^6\text{He}$. Ένα τυπικό φάσμα φαίνεται στο σχήμα 35 όπου είναι εμφανής η κορυφή στα 1.797 MeV . Σε ορισμένες περιπτώσεις (σχήμα 36), η κορυφή αυτή είχε επικάλυψη με την κορυφή της ελαστικής σκέδασης λόγω πλημμελούς επιλογής των σωματίων α στον πλαστικό ανιχνευτή, ή και μιας άλλης μικρής ανελαστικής κορυφής στα $\sim 3 \text{ MeV}$ η οποία εμφανίζεται μόνο μεταξύ των $10^\circ - 40^\circ$ και στην οποία θα αναφερθούμε παρακάτω. Για την αφαίρεση αυτών των γεγονότων έγινε



Σχήμα 35: Ενεργειακό φάσμα για την ανελαστική σκέδαση, προερχόμενο από την πρόσθεση όλων των μονάδων του MUST.

προσαρμογή δύο ή τριών κανονικών κατανομών. Ο αριθμός των γεγονότων αυτών δεν ξεπέρασε το 20% του συνολικού αριθμού. Εν γένει αφαιρέθηκε ένα γραμμικό υπόβαθρο που αντιστοιχεί στο «χόρτο» που προέρχεται από τη διέγερση του συνεχούς, το οποίο δεν ξεπέρασε το 2%.

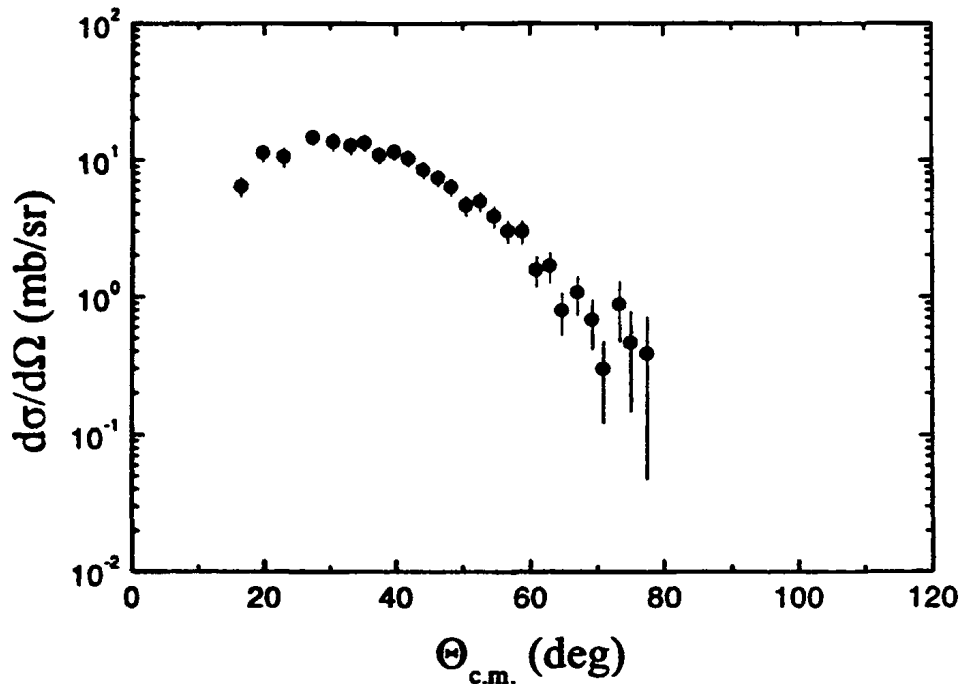
Η διαδικασία αυτή ακολουθήθηκε μόνο για τον προσδιορισμό του υποβάθρου. Λόγω του ότι η εξάρτηση των γωνιών σκέδασης των διαφόρων διεγερμένων επιπέδων από την ενέργεια ήταν πολύ πιο έντονη απ' ό τι στην ελαστική σκέδαση, με συνέπεια τη συγκέντρωση σημείων στις μικρές γωνίες του συστήματος κέντρου μάζας και ελαχίστων σημείων σε μεγαλύτερες γωνίες, κρίθηκε καταλληλότερη μια διαίρεση του γωνιακού εύρους κατ' ευθείαν στο σύστημα κέντρου μάζας. Για το σκοπό αυτό, υπολογίστηκε η κινηματική γραμμή της κατάστασης 1.797 MeV και χωρίστηκε σε βήματα της μίας μοίρας στο σύστημα κέντρου μάζας. Στη συνέχεια έγινε η αντιστοιχία μεταξύ των γωνιών στο κέντρο μάζας και των γωνιών στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς και ακολουθήθηκε η ίδια



Σχήμα 36: Υπολογισμός του υποβάθρου. Φάσμα ${}^6\text{He}$ στο γωνιακό εύρος 70° με 75° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς.



πορεία με αυτήν της ελαστικής σκέδασης για ενέργειες διέγερσης μεταξύ των 1.3 και 2.3 MeV. Η γωνιακή κατανομή που προέκυψε με αυτόν τον τρόπο, και μετά από την αφαίρεση του υποβάθρου, εικονίζεται στο σχήμα 37.

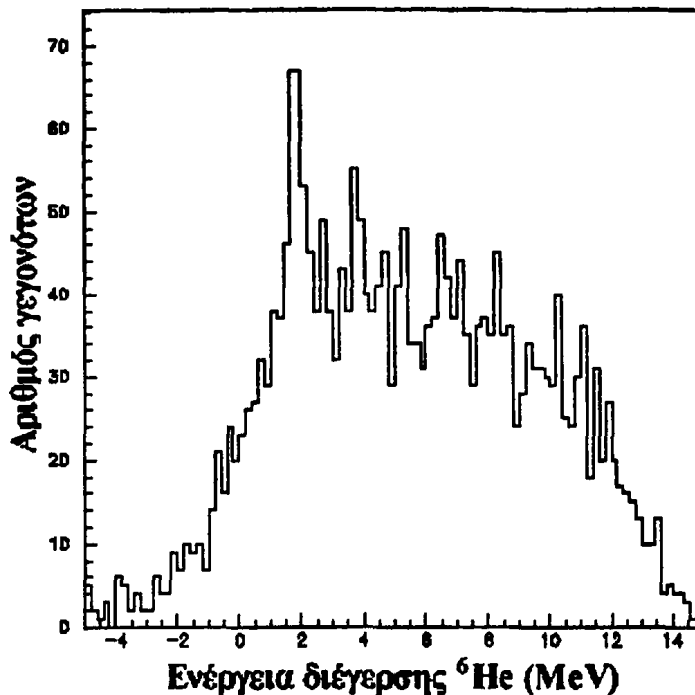


Σχήμα 37: Γωνιακή κατανομή της διεγερμένης μη δέσμιας κατάστασης στα 1.797 MeV

2.3.4.2 Γωνιακές κατανομές άλλων μη δέσμιων διεγερμένων καταστάσεων

Στο φάσμα του σχήματος 36, είναι εμφανές δεξιά της κορυφής στα 1.797 MeV, ένα ομαλά αναπτυσσόμενο υπόβαθρο. Το υπόβαθρο αυτό είναι περισσότερο εμφανές όταν η συλλογή δεδομένων γίνεται στο γωνιακό εύρος των $45^\circ - 75^\circ$ στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς (σχήμα 38), και πιθανόν να προκύπτει από την υπέρθεση πολλών συντονισμών ευρέος πλάτους. Για την καλύτερη κατανόηση αυτού του υποβάθρου, το φάσμα της ενέργειας διέγερσης αναλύθηκε σε βήματα των δέκα, των πέντε και των δύο μοιρών στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, ξεχωριστά για τους δύο στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Ενδεικτικά, στα σχήματα 39, 40 και 41 φαίνονται τα φάσματα αυτά για το στόχο πάχους 1.48 mg/cm^2 .

Πάνω στο υπόβαθρο αυτό ξεχωρίζουν κάποιοι οξείς συντονισμοί περίπου στα 2.8, 7, 8 και 11 MeV. Στη συνέχεια, για την ανάδειξη τυχόν άλλων

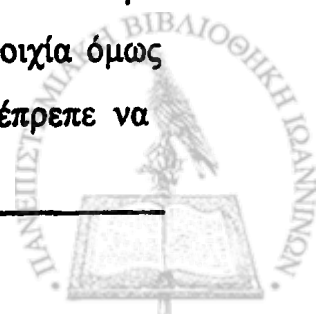


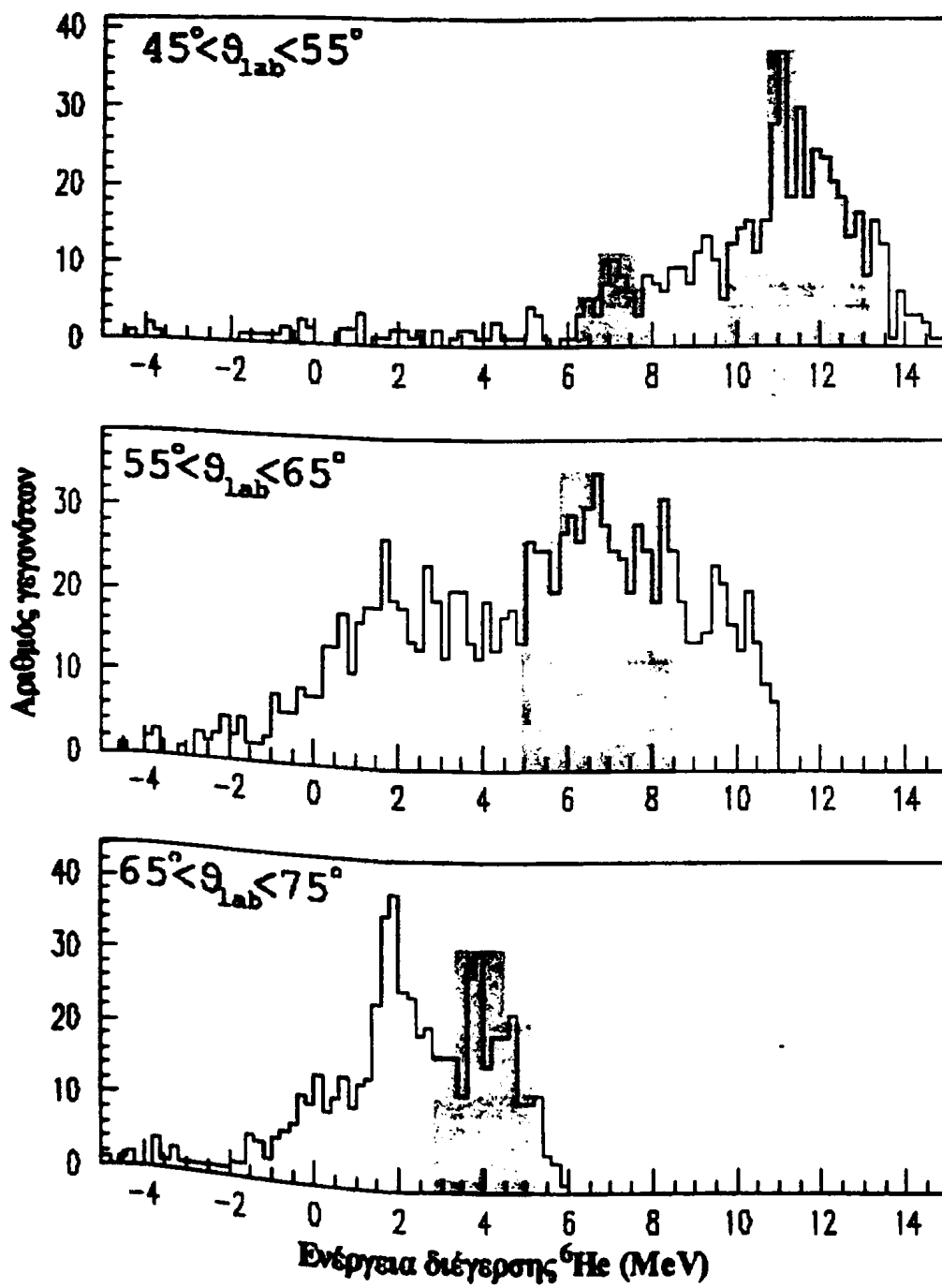
Σχήμα 38: Ενεργειακό φάσμα για την ανελαστική σκέδαση για το γωνιακό εύρος των $45^\circ - 75^\circ$ στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς

συντονισμών πέραν αυτών που ήδη πιθανολογούνται από τα παραπάνω φάσματα και την επιβεβαίωση αυτών που ήδη προτάθηκαν από τα ενεργειακά φάσματα ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία.

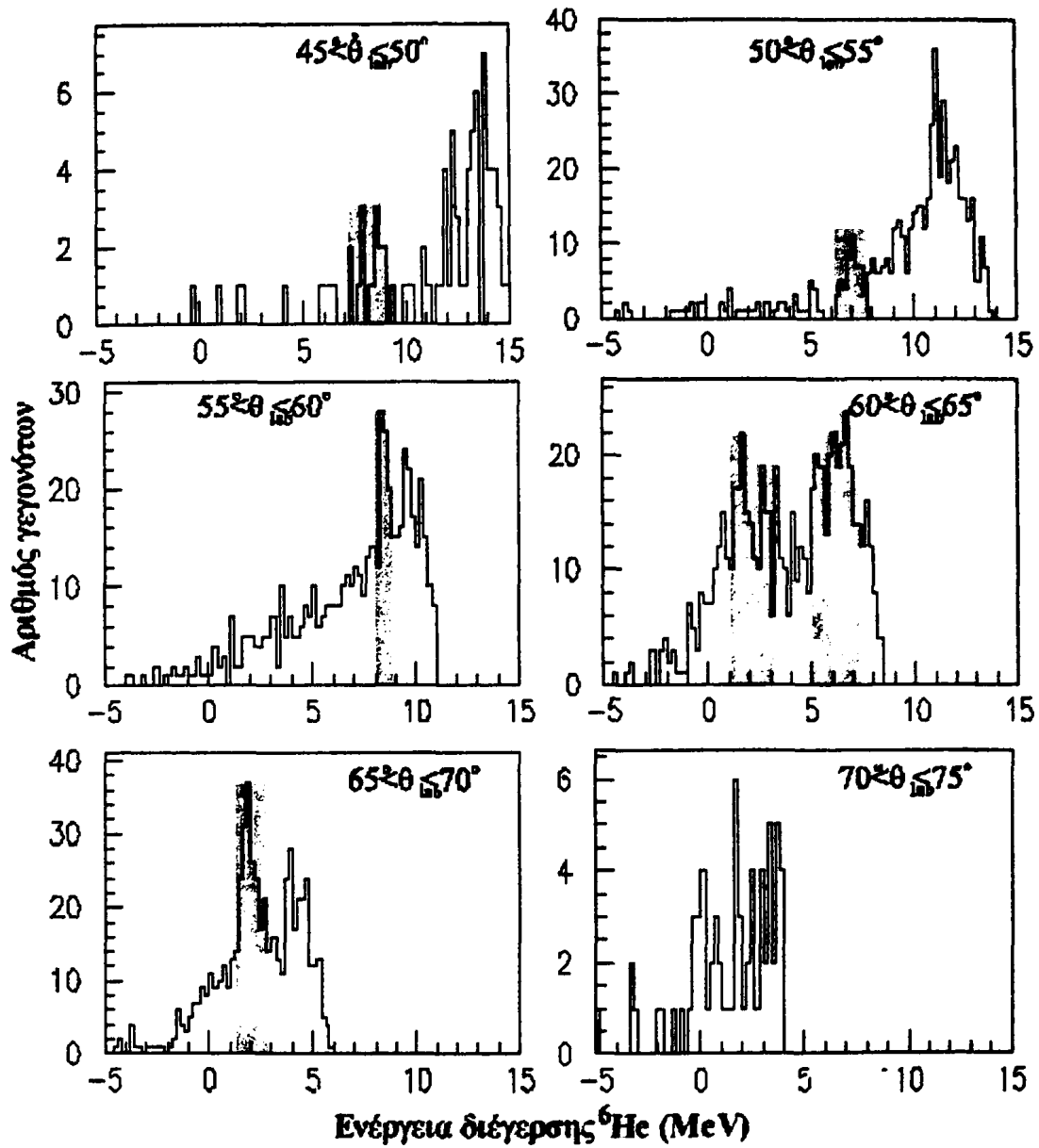
Το φάσμα της ενέργειας διέγερσης χωρίστηκε σε βήματα των 500 KeV, με αρχή τα 0.8 MeV έως τα 12.8 MeV και προσδιορίστηκαν οι γωνιακές κατανομές του κάθε ενεργειακού βήματος, υιοθετώντας την ίδια μέθοδο με αυτήν της κορυφής των 1.797 MeV με τις εξής επιπλέον διαφοροποιήσεις.

Κατ' αρχήν το γωνιακό βήμα στο σύστημα κέντρου μάζας έγινε μεγαλύτερο των 2° εξαιτίας της μικρής στατιστικής. Αναλυτικότερα χρησιμοποιήθηκαν βήματα των 5° και των 10° . Για την αντιστοιχία όμως μεταξύ των γωνιών των δύο συστημάτων (CM και LAB) έπρεπε να



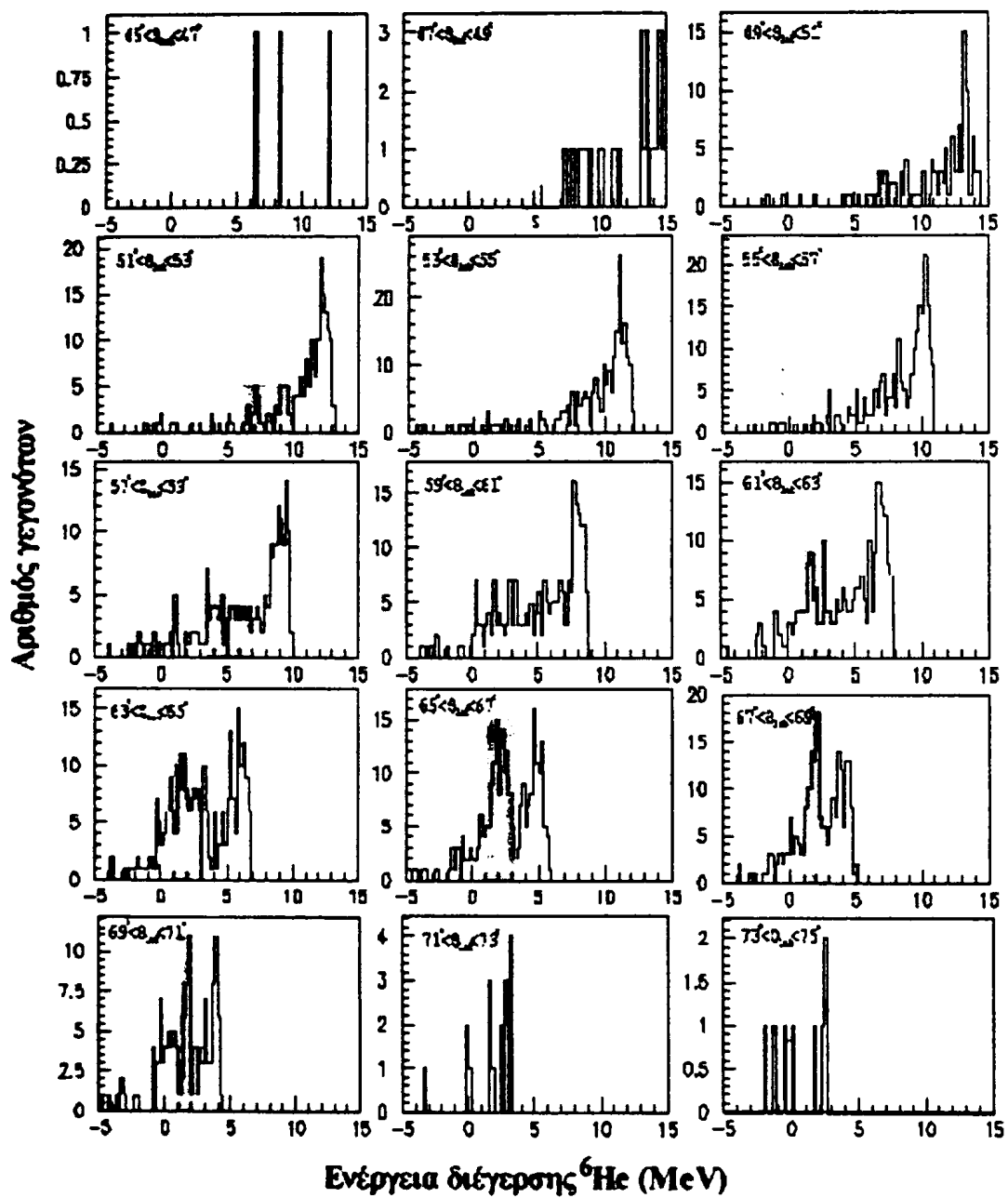


Σχήμα 39: Φάσματα των ενεργειών διέγερσης για το γωνιακό εύρος 45° έως 75° σε βήματα των 10° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς.



Σχήμα 40: Φάσματα των ενεργειών διέγερσης για το γωνιακό εύρος 45° έως 75° σε βήματα των 5° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς.

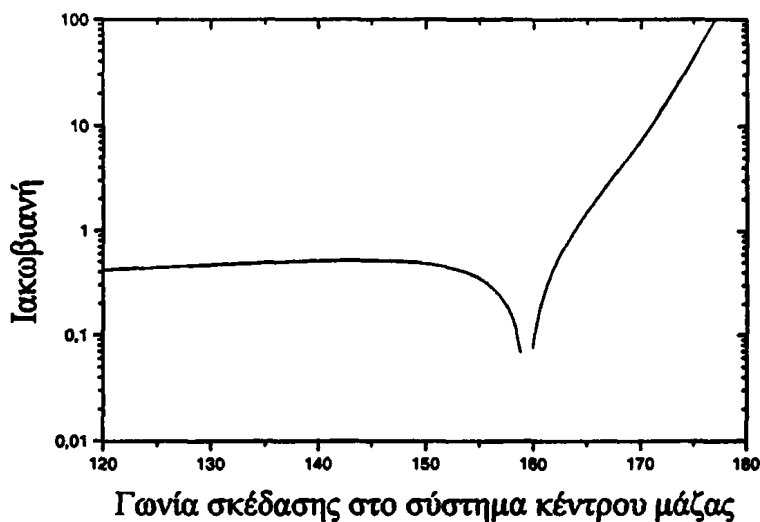




Σχήμα 41: Φάσματα των ενεργειών διέγερσης για το γωνιακό εύρος 45° έως 75° σε βήματα των 2° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς.

επιλεχθεί μια συγκεκριμένη ενέργεια διέγερσης και όχι ένα εύρος ενεργειών. Επιλέχθηκε σε κάθε περίπτωση η μέση ενέργεια του κάθε βήματος, π.χ. για το εύρος μεταξύ 0.8 MeV και 1.3 MeV, ως μέση ενέργεια διέγερσης επιλέχθηκε η 1.05 MeV. Με χρήση της κινηματικής γραμμής αυτής της ενέργειας έγινε τόσο ο διαχωρισμός μεταξύ των δύο λύσεων της κινηματικής όσο και η αντιστοιχία μεταξύ των γωνιών των δύο συστημάτων αναφοράς.

Η ίδια επιλογή ενέργειας έγινε και κατά τον πολλαπλασιασμό της ενεργού διατομής στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς με την κατάλληλη Ιακωβιανή για την εύρεση της ενεργού διατομής στο σύστημα κέντρου μάζας. Το πρόβλημα όμως που παρουσιάστηκε εδώ είναι η ταχεία μεταβολή της Ιακωβιανής στις γωνίες που βρίσκονται ανάμεσα στις δύο λύσεις της κινηματικής γραμμής, όπως φαίνεται στο σχήμα 42.



Σχήμα 42: Η εξέλιξη της Ιακωβιανής ως προς τις γωνίες κέντρου μάζας

Για την εύρεση της ενεργού διατομής στο σύστημα κέντρου μάζας, το κάθε γεγονός πολλαπλασιάστηκε με την αντίστοιχη Ιακωβιανή και έπειτα τα γεγονότα αυτά αθροίστηκαν ώστε να βρεθεί ο αριθμός των ανιχνευομένων πρωτονίων όπως περιγράφηκε στην παράγραφο 2.3.3.

Στα σχήματα 43α και 43β, εικονίζονται οι γωνιακές κατανομές για όλα τα ενεργειακά διαστήματα όπως προέκυψαν από την παραπάνω

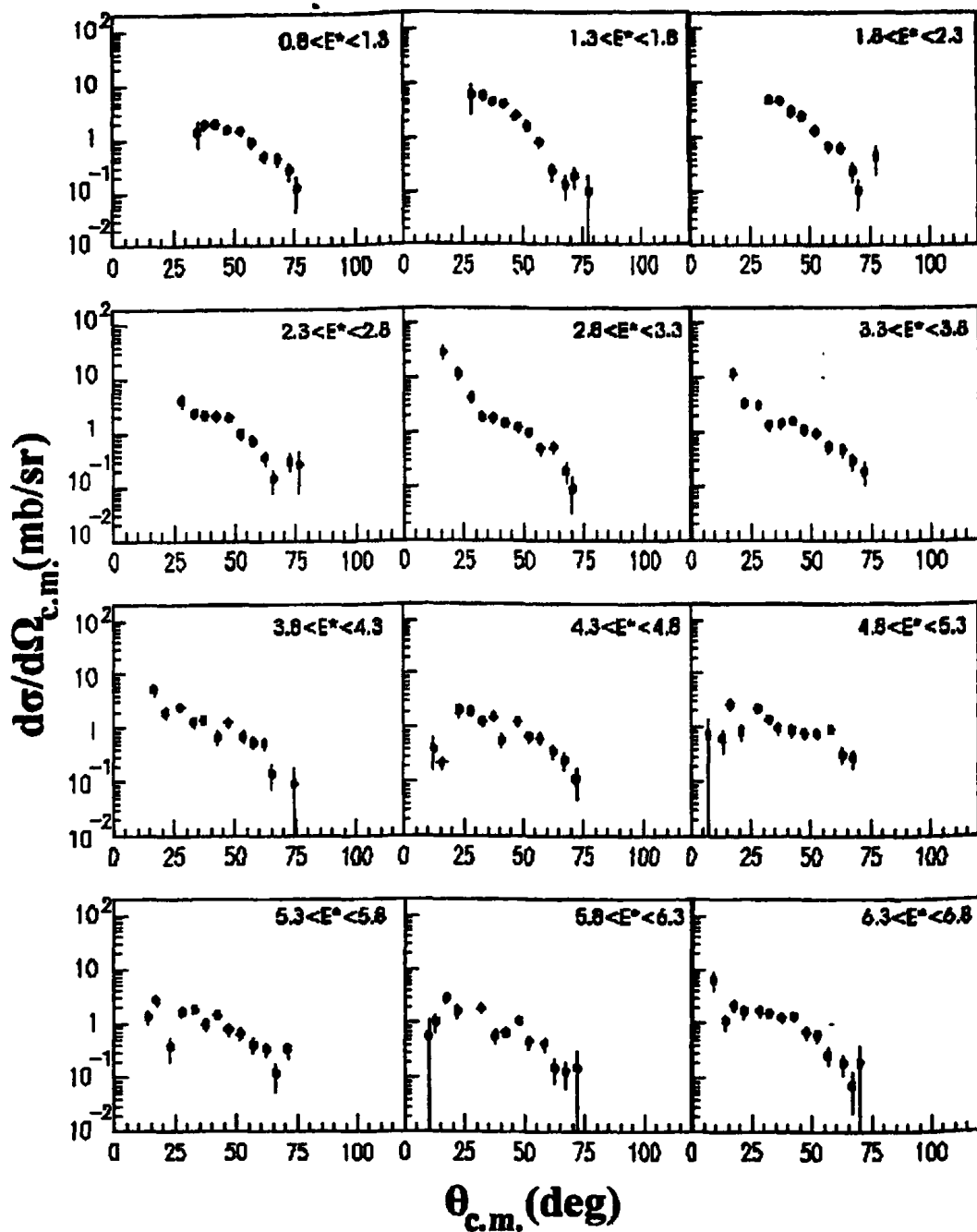
ανάλυση. Από αυτές τις γωνιακές διατομές είναι επίσης δυνατό να εξαχθούν και οι ενεργές διατομές σε σχέση με την ενέργεια διέγερσης του ${}^6\text{He}$ σε συγκεκριμένα γωνιακά βήματα όπως φαίνεται στο σχήμα 44. Τα διαφορετικά ενεργειακά φάσματα αυτά, ως συνάρτηση της ενέργειας διέγερσης σε συγκεκριμένα γωνιακά διαστήματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν σα φίλτρο για την επιλογή των μερικών κυμάτων με συγκεκριμένη ομοτιμία από όπου είναι πιθανή η εξαγωγή πληροφοριών για του συντονισμούς του συνεχούς. Θα ήταν επιθυμητή η κατασκευή τέτοιων φασμάτων σε συγκεκριμένες γωνίες και όχι σε γωνιακά εύρη. Αυτό όμως ήταν αδύνατο λόγω της χαμηλής στατιστικής. Από τα φάσματα αυτά επιβεβαιώνεται η ύπαρξη των τεσσάρων μη δέσμιων διεγερμένων καταστάσεων που παρατηρήθηκαν στα φάσματα των ενεργειών διέγερσης στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς (σχήματα 39, 40, 41). Επιπλέον πιθανολογείται η ύπαρξη ενός άλλου συντονισμού στα 4 MeV.

Στο σχήμα 45 απεικονίζονται οι γωνιακές κατανομές των τεσσάρων συντονισμών, ενώ τα χαρακτηριστικά τους συνοψίζονται στον πίνακα 2.1. Οι γωνιακές αυτές κατανομές, υπολογίστηκαν για στενά ενεργειακά εύρη (± 0.5 MeV), ώστε ει δυνατόν να αποφευχθεί η υπέρθεση πολλαπλών συντονισμών.

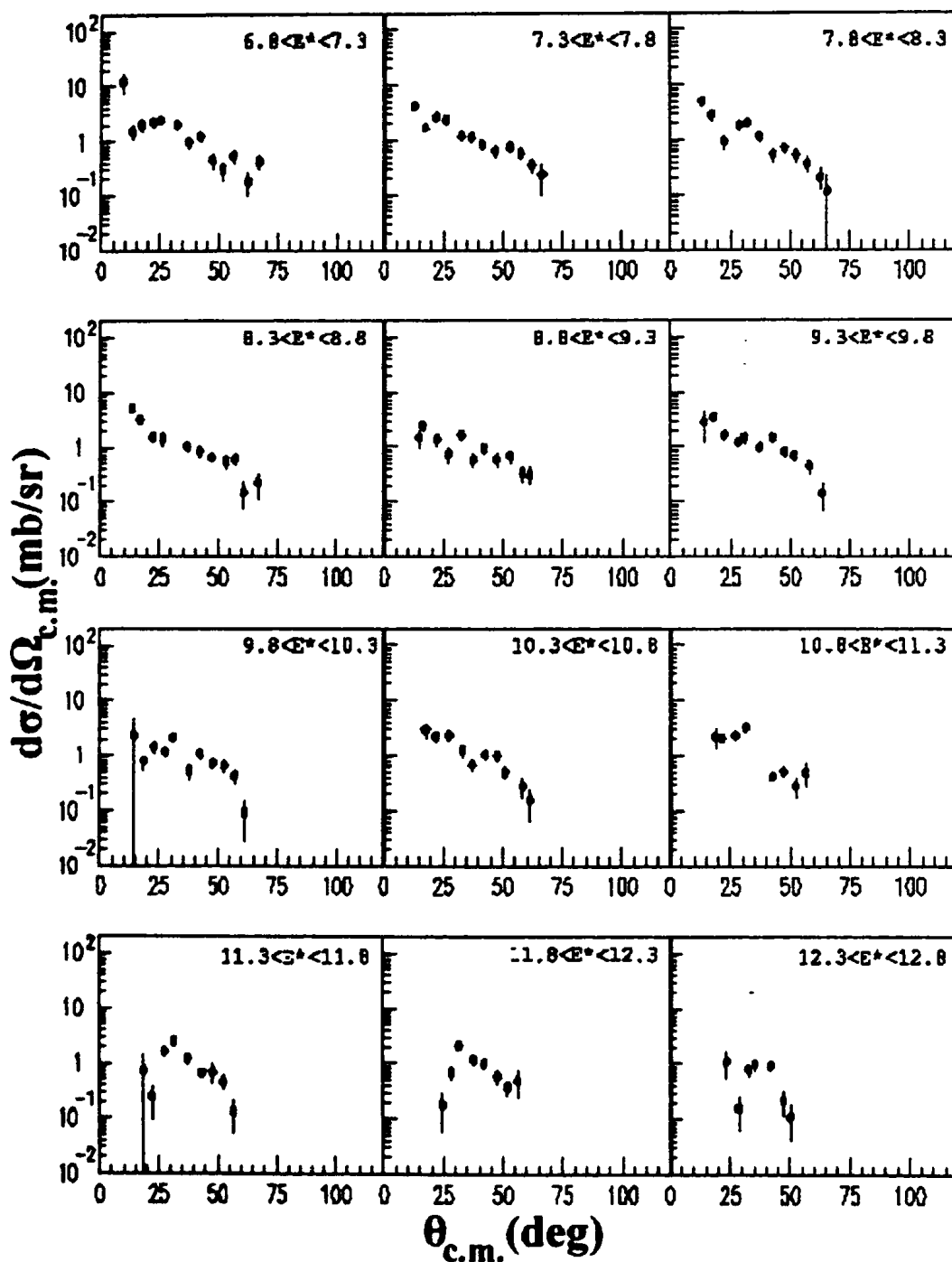
ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1

Ενέργειες και πλάτη των παρατηρηθέντων μη δέσμιων καταστάσεων του συνεχούς. (τα εύρη έχουν εξαχθεί από τα διαφορετικά ενεργειακά φάσματα.)

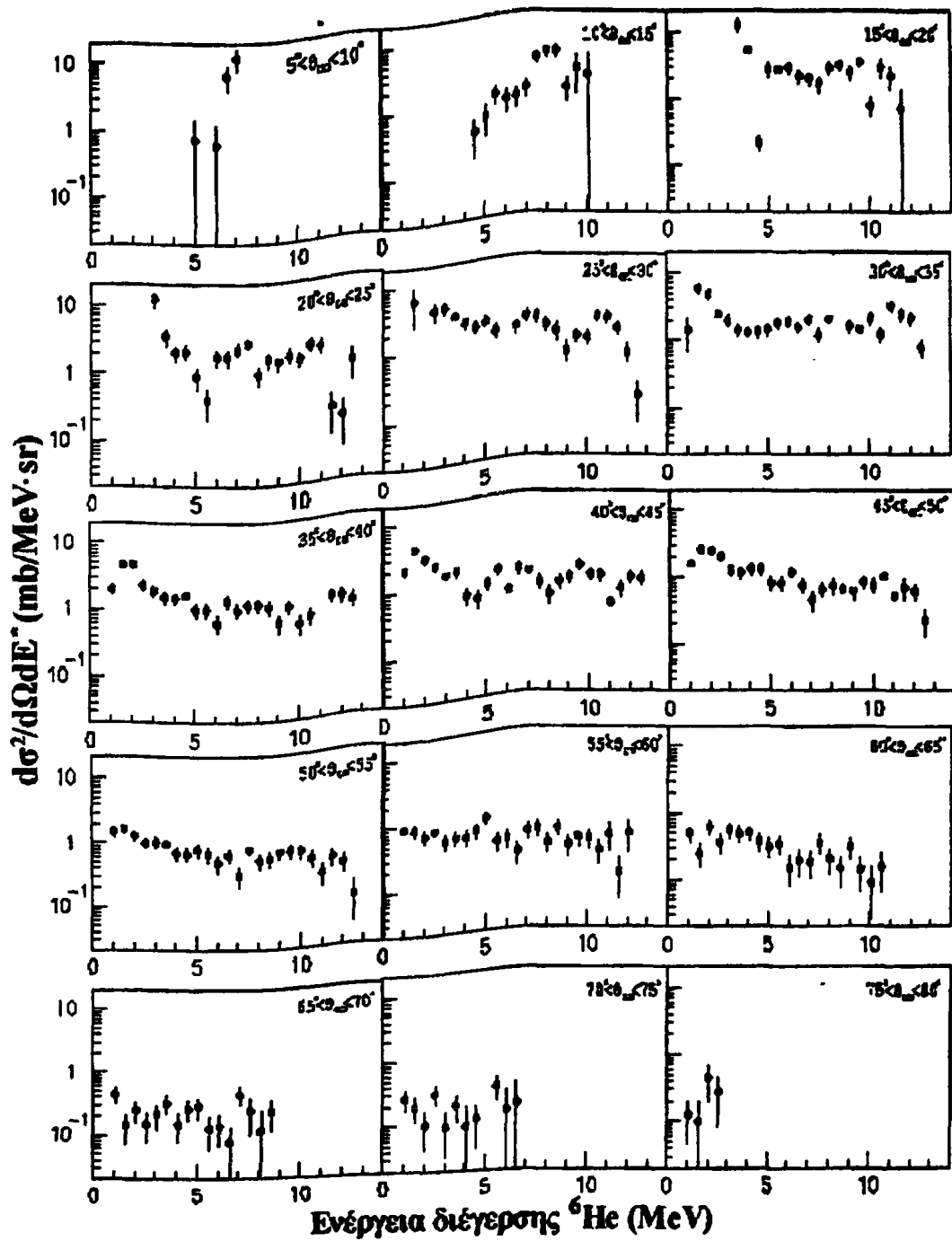
Ενέργεια διέγερσης (MeV)	Εύρος (MeV)
2.8 ± 0.5	2.0 ± 1.0
7.0 ± 0.5	3.0 ± 1.5
8.0 ± 0.5	3.0 ± 1.5
11.0 ± 0.5	3.0 ± 1.5



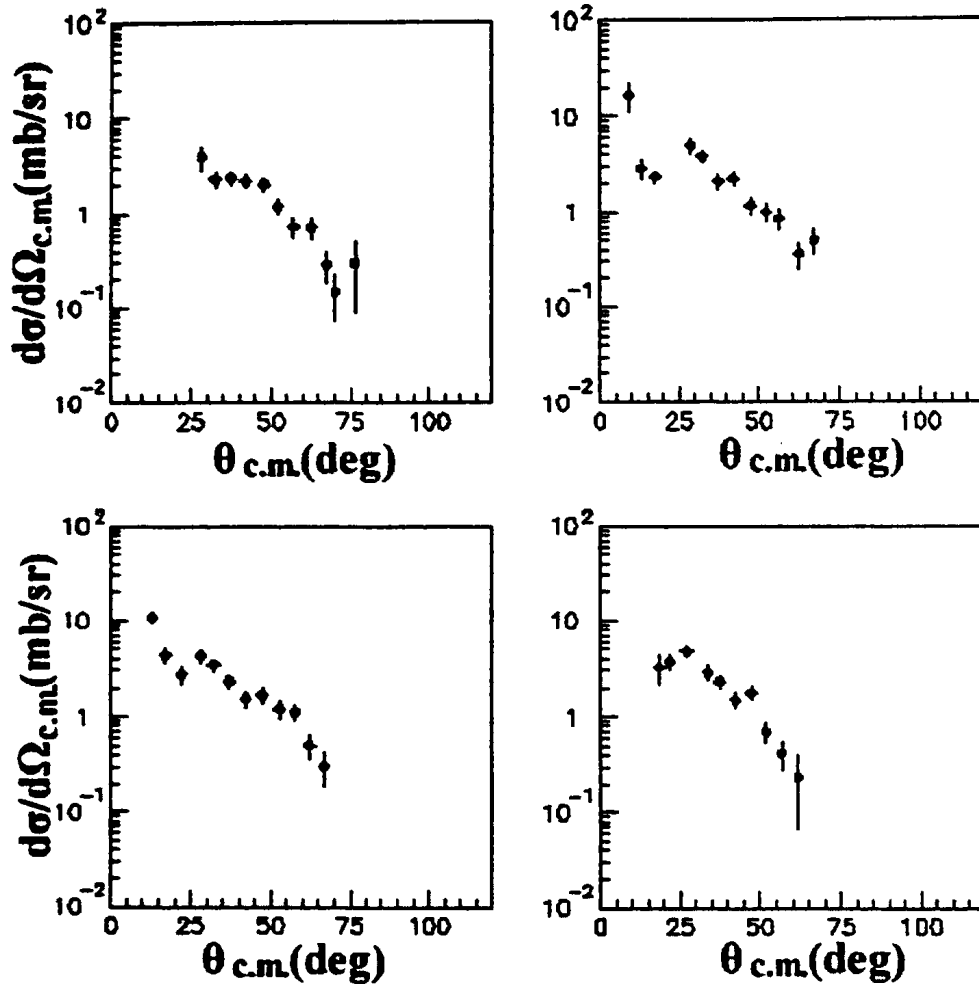
Σχήμα 43α: Γωνιακές κατανομές για ενέργειες διέγερσης από 0.8 έως 6.8 MeV σε βήματα των 0.5 MeV. Τα σημεία που αντιστοιχούν μεταξύ 71° - 75° στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς (σχήμα 33), έχουν παραληφθεί σε αυτή την ανάλυση λόγω χαμηλής στατιστικής.



Σχήμα 43β: Γωνιακές κατανομές για ενέργειες διέγερσης από 6.8 έως 12.8 MeV σε βήματα των 0.5 MeV.



Σχήμα 44: Διαφορικά ενεργειακά φάσματα για το γωνιακό διάστημα από 5° έως 80° σε βήματα των 5° στο σύστημα κέντρου μάζας και ενεργειακό βήμα 0.5 MeV.



Σχήμα 45: Γωνιακές κατανομές των συντονισμών στα (α) 2.8 MeV (β) 7 MeV, (γ) 8 MeV και (δ) 11 MeV.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή

Η ύπαρξη ή όχι άλω στον πυρήνα του ${}^6\text{He}$ έχει απασχολήσει αρκετά την διεθνή βιβλιογραφία χωρίς όμως μέχρι στιγμής να έχει δοθεί σαφής απάντηση στο συγκεκριμένο ερώτημα. Έχοντας εξάγει την γωνιακή κατανομή τόσο της ελαστικής όσο και της ανελαστικής σκέδασης του ${}^6\text{He}$ (2_1^+) σε ένα ευρύ φάσμα γωνιών [La01] [La02] είναι δυνατή κατ' αρχάς η ανάλυση των δεδομένων μέσω διαφόρων θεωρητικών προτύπων με σκοπό την πιθανή απάντηση στο παραπάνω ερώτημα και τον προσδιορισμό του δυναμικού. Επιπλέον, η για πρώτη φορά εξαγωγή της γωνιακής κατανομής του διεγερμένου επιπέδου 2^+ δίνει τη δυνατότητα προσδιορισμού της πυρηνικής του παραμόρφωσης. Τέλος, μέσω της θεωρητικής επεξεργασίας των γωνιακών κατανομών που προσδιορίστηκαν σε ενεργειακά βήματα των 0.5 MeV, είναι δυνατός ο προσδιορισμός της ενέργειας, του spin και της ομοτιμίας συντονισμών του συνεχούς, πέραν του γνωστού στα 1.797 MeV. Στα πλαίσια αυτά θα παρατεθούν στο κεφάλαιο 3.1 ορισμένα στοιχεία από τη θεωρία η οποία χρησιμοποιήθηκε για τη θεωρητική ανάλυση των δεδομένων, ενώ στα κεφάλαια 3.2, 3.3 και 3.4 η θεωρία αυτή θα εφαρμοστεί για την ανάλυση των δεδομένων.

3.1 Θεωρία - Οπτικό Πρότυπο

Η αλληλεπίδραση νουκλεονίου – πυρήνα ή πυρήνα – πυρήνα είναι το αποτέλεσμα των αλληλεπιδράσεων μεταξύ όλων των νουκλεονίων του πυρήνα βλήματος με όλα τα νουκλεόνια του πυρήνα στόχου. Η επίλυση της

εξίσωσης του Schrödinger για ένα σύστημα N αλληλεπιδρώντων νουκλεονίων

$$\hat{H}\Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{1}{2m_i} \nabla_{r_i}^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E\Psi \quad (3.1)$$

είναι πρακτικά αδύνατη. Το οπτικό πρότυπο υποθέτει, λοιπόν, ότι όλες οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των νουκλεονίων των δύο πυρήνων μπορούν να αντικατασταθούν από μία και μόνη αλληλεπίδραση δύο σωμάτων του πυρήνα στόχου και του πυρήνα βλήματος. Συνεπώς το πρόβλημα της επίλυσης ενός προβλήματος N σωματίων μετατίθεται στην εύρεση της ενεργούς αλληλεπίδρασης μεταξύ δύο σωμάτων $U(\vec{r})$.

Η εξίσωση του Schrödinger για την αλληλεπίδραση του συστήματος βλήματος – στόχου γράφεται:

$$\hat{H}\Phi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 + U(\vec{r}) \right] \Phi = E\Phi \quad (3.2)$$

όπου E είναι η ενέργεια του συστήματος στο σύστημα κέντρου μάζας και m η ανηγμένη μάζα του συστήματος. Το δυναμικό αλληλεπίδρασης $U(\vec{r})$ είναι μιγαδικό, σε αναλογία με την Οπτική, $U = V + iW$, ώστε το πραγματικό μέρος V να αναπαριστά την ελαστική σκέδαση (την ανάκλαση στην Οπτική) ενώ το φανταστικό δυναμικό W αναπαριστά όλα τα ανελαστικά φαινόμενα (όλα τα φαινόμενα απορρόφησης).

Γράφοντας την εξίσωση (3.2) ως:

$$\nabla^2 \Phi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)] \Phi = 0 \quad (3.3)$$

το Φ μπορεί να γραφεί ως το γινόμενο ενός ακτινικού και ενός γωνιακού μέρους. Το γωνιακό μέρος με τη σειρά του γράφεται ως γραμμικός συνδυασμός των πολωνύμων Legendre επί την ακτινική κυματοσυνάρτηση $u_l(r)$

$$\Phi = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos \theta) \quad (3.4)$$



όπου l είναι ο κβαντικός αριθμός της τροχιακής στροφορμής ενώ για το ακτινικό μέρος της εξίσωσης του Schrödinger μπορούμε να γράψουμε

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - U(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (3.5)$$

Η ασυμπτωτική λύση της εξίσωσης του r τείνοντος στο άπειρο μπορεί να γραφεί σαν γραμμικός συνδυασμός ενός επίπεδου και ενός σφαιρικού κύματος, δηλαδή ως:

$$\Phi = e^{ikz} + \frac{e^{i\pi}}{r} f(\theta) \quad (3.6)$$

όπου z είναι ο άξονας που ορίζεται από τη διεύθυνση κίνησης του πυρήνα βλήματος και k είναι ο κυματάριθμος

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad (3.7)$$

Το πλάτος της σκέδασης $f(\theta)$ μπορεί να γραφεί βάσει της θεωρίας των μερικών κυμάτων ως:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1)P_l(\cos\theta) \quad (3.8)$$

Τα S_l είναι τα διαγώνια στοιχεία του πίνακα σκέδασης S

$$S_l = \eta_l e^{2i\delta_l} \quad (3.9)$$

όπου δ_l είναι η μετατόπιση φάσης.

Η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης γράφεται συναρτήσει του πλάτους της σκέδασης ως:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (3.10)$$

και η ενεργός διατομή της αντίδρασης ως

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l|^2) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l \quad (3.11)$$

όπου $T_l = 1 - |S_l|^2$ είναι οι συντελεστές διέλευσης.

Η επίλυση της εξίσωσης του Schrödinger, όπως φαίνεται από τις εξισώσεις 3.6 έως 3.11, επιτρέπει συγχρόνως τον προσδιορισμό των

γωνιακών κατανομών $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ της ελαστικής σκέδασης και της ολικής ενεργού διατομής σ_R της αντίδρασης. Για την επίλυση της εξίσωσης του Schrödinger είναι διαθέσιμοι πολλοί κώδικες, όπως οι ECIS [Ra81], PTOLEMY [Rh80], FRESCO [Th88] κ.λ.π.

3.1.1 Μακροσκοπικά πρότυπα

Για τον προσδιορισμό του δυναμικού $U = V + iW$ μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ένα φαινομενολογικό δυναμικό που να πληρεί τις γενικές προϋποθέσεις μιας φυσικά αποδεκτής λύσης. Οι ελεύθερες παράμετροι του δυναμικού αυτού προσδιορίζονται μέσω της προσαρμογής του σε πειραματικά δεδομένα γωνιακών κατανομών.

Αφού η αλληλεπίδραση νουκλεονίου – νουκλεονίου είναι μικρής εμβέλειας και μειώνεται εκθετικά με την αύξηση της απόστασης, το δυναμικό θα πρέπει να πληρεί τη συνθήκη $V \propto e^{-\alpha r}$ καθώς το r τείνει στο άπειρο. Επίσης θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι κάθε νουκλεόνιο στο εσωτερικό του πυρήνα «αισθάνεται» το δυναμικό μόνο των γειτονικών του νουκλεονίων και συνεπώς το δυναμικό πρέπει να είναι ομογενές και ισοτροπικό. Τέλος, αφού το πυρηνικό δυναμικό είναι ελκτικό, το δυναμικό $V(\vec{r})$ πρέπει να είναι της μορφής $V(\vec{r}) = -Vf(r)$ όπου $V > 0$, είναι το βάθος του δυναμικού και $f(\vec{r})$ είναι ένας παράγοντας μορφής (form factor).

Η συνάρτηση για τον παράγοντα μορφής που χρησιμοποιείται συνηθέστερα είναι αυτή των Woods – Saxon:

$$f(r, R, \alpha) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{\alpha}}} \quad (3.12)$$

που εξαρτάται από την ακτίνα του πυρήνα R και την παράμετρο α που ονομάζεται συντελεστής διάχυσης. Για την πλήρωση των προϋποθέσεων που αναφέραμε πιο πάνω γίνεται κατάλληλη επιλογή της ακτίνας R του πυρήνα και του α .



Στην περίπτωση της σκέδασης πρωτονίων από έναν πυρήνα η ακτίνα είναι $R = 1.07 \cdot A^{1/3}$ ενώ η συνηθισμένη τιμή που χρησιμοποιείται για το a είναι 0.6 fm. Με προσαρμογή του δυναμικού στα πειραματικά δεδομένα είναι εφικτός ο καλύτερος προσδιορισμός των παραμέτρων R και a .

Η γενική μορφή τόσο του πραγματικού όσο και του μιγαδικού δυναμικού περιλαμβάνει το άθροισμα περισσοτέρων του ενός δυναμικών: το δυναμικό όγκου, το επιφανειακό δυναμικό, το δυναμικό αλληλεπίδρασης spin-τροχιάς καθώς και το δυναμικό Coulomb:

$$V = V_{vol} + V_{sur} + V_{so} + V_{coul} \quad (3.13)$$

$$W = W_{vol} + W_{sur} + W_{so}$$

Ο κάθε ένας από αυτούς τους όρους μπορεί να προσεγγιστεί με ένα δυναμικό της μορφής Woods - Saxon της εξίσωσης (3.12) πλην του δυναμικού spin - τροχιάς και του δυναμικού Coulomb.

Για να ληφθούν υπόψη οι ιδιότητες της αλληλεπίδρασης σε ένα μεγάλο φάσμα πυρήνων και για να δημιουργηθεί ένα απλό οπτικό δυναμικό αλληλεπίδρασης μεταξύ πυρήνων έγιναν διάφορες παραμετροποιήσεις σε ένα μεγάλο πλήθος πειραματικών δεδομένων ελαστικής σκέδασης. Ένα τέτοιο φαινομενολογικό δυναμικό εμπεριέχει παραμέτρους που μεταβάλλονται αργά με τη μάζα και τον ατομικό αριθμό του πυρήνα στόχου και του πυρήνα βλήματος καθώς και με την ενέργεια του βλήματος στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. Κατά αυτόν τον τρόπο δημιουργείται ένα φαινομενολογικό δυναμικό που αντικατοπτρίζει τις γενικές ιδιότητες των πυρήνων. Στη συνέχεια θα περιγραφεί το φαινομενολογικό δυναμικό των Becchetti και Greenlees καθώς και το δυναμικό των J.A. Vagner και W.J. Thompson [Va91], γνωστό ως CH89.

3.1.1.1 Παραμετροποίηση Becchetti - Greenlees

Οι Becchetti - Greenlees [Be69] παραμετροποίησαν το οπτικό δυναμικό για την ελαστική σκέδαση πρωτονίων και νετρονίων σε πυρήνες με

$40 < A < 210$ και ενέργειες μικρότερες των 50 MeV. Χρησιμοποίησαν συνολικά 16 ελεύθερες παραμέτρους για τον προσδιορισμό του οπτικού δυναμικού. Οι παράμετροι που έδωσαν τις καλύτερες προσαρμογές στην περίπτωση των πρωτονίων περιέχονται στον πίνακα 3.1, όπου E είναι η ενέργεια πρόσπτωσης στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου.

Τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά αυτής της παραμετροποίησης είναι

- τα πραγματικά και φανταστικά βάθη των δυναμικών εξαρτώνται γραμμικά από την ενέργεια
- σταθερό βάθος δυναμικού spin - τροχιάς
- ένα μιγαδικό δυναμικό ισοσπίν με πραγματικό μέρος $V_{sym} = 24 \pm 3$ MeV δεδομένης της διόρθωσης Coulomb ή $V_{sym} = 30 \pm 3$ MeV χωρίς τη διόρθωση Coulomb, και φανταστικό μέρος $W_{sym} = 12 \pm 3$ MeV

Πίνακας 3.1

Παράμετροι του φαινομενολογικού προτύπου των B-G για τα πρωτόνια

	V (MeV)	Γ (fm)	α (fm)
Πραγματικό κεντρικό δυναμικό V_c	$= 54.0 - 0.32E + 0.4 \frac{Z}{A^{1/3}} + 24.0 \frac{N-Z}{A}$	1.17	0.75
Πραγματικό δυναμικό spin-τροχιάς V_{so}	$= 6.2$	1.01	0.75
Φανταστικό δυναμικό όγκου W_v	$= 0.22E - 2.7$ ή 0 αν η προηγούμενη τιμή είναι αρνητική	1.32	$0.51 + 0.7 \frac{N-Z}{A}$
Φανταστικό δυναμικό επιφάνειας W_{sf}	$= 11.8 - 0.25E + 12.0 \frac{N-Z}{A}$ ή 0 αν η προηγούμενη τιμή είναι αρνητική	1.32	$0.51 + 0.7 \frac{N-Z}{A}$

Η εφαρμογή του δυναμικού αυτού στην παρούσα εργασία απαιτεί την επέκταση ως προς το μαζικό αριθμό εκτός της περιοχής προσδιορισμού του, για την οποία όμως υπάρχουν ενθαρρυντικές απόπειρες χρήσης της [Al 99].



3.1.1.2 Παραμετροποίηση CH89

Η παραμετροποίηση CH89 του δυναμικού αλληλεπίδρασης νουκλεονίου πυρήνα στα πλαίσια του οπτικού προτύπου αναπτύχθηκε από τον R. L. Varner και τους συνεργάτες του [Va91] με βάση πειραματικά δεδομένα για πυρήνες με ατομικούς αριθμούς από $A=40$ έως 209, ενέργειες πρωτονίων μεταξύ 16 έως 65 MeV και ενέργειες νετρονίων μεταξύ 10 και 26 MeV. Η προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα είναι καλύτερη από αυτή των B-G όσον αφορά στο χ^2 για τα δεδομένα τα οποία χρησιμοποιεί, και εμπεριέχει ένα σύνολο 20 παραμέτρων σε σύγκριση με τις 16 των B-G. Όπως σημειώνουν και οι ίδιοι, η παραμετροποίηση CH89 διαφέρει σε σχέση με τις άλλες στα εξής χαρακτηριστικά:

- η προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα απαιτεί μια μετατόπιση στην ακτίνα της πυκνότητας φορτίου κατά μια σταθερά $r^{(o)}$: $R = r_0^{(o)} + R_0 A^{1/3}$
- το πραγματικό ισο-ανυσματικό δυναμικό $V_T = 13 \pm 1$ MeV είναι ασθενές, σχεδόν το μισό από ότι συνήθως χρησιμοποιείται γεγονός που έχει μεγάλες συνέπειες για τη χρήση του οπτικού δυναμικού σε ασταθείς πυρήνες
- η παραμετροποίηση παρουσιάζει μια αργή μεταβολή των βαθμών των φανταστικών δυναμικών (όγκου και επιφανείας) σε σχέση με την ενέργεια βομβαρδισμού

Η ανάλυση δεδομένων που αφορά ελαφρούς σταθερούς πυρήνες ($A < 40$) με τη βοήθεια του δυναμικού CH89 έδωσε ικανοποιητικά αποτελέσματα ιδιαίτερα για την ελαστική σκέδαση ελαφρών πυρήνων από πρωτόνια [Mo92].

3.1.2 Μικροσκοπικά πρότυπα

Μια διαφορετική προσέγγιση του προβλήματος επίλυσης της εξίσωσης του Schrödinger είναι η χρήση μικροσκοπικών προτύπων. Εάν ένα προσπίπτων

νουκλεόνιο αλληλεπιδράσει μέσω μιας αλληλεπίδρασης νουκλεονίου – νουκλεονίου με όλα τα νουκλεόνια του πυρήνα στόχου ή με μια ενεργό αλληλεπίδραση $\mu(|\vec{r}_\alpha - \vec{r}_1|)$ όπου $|\vec{r}_\alpha - \vec{r}_1|$ είναι η απόσταση μεταξύ τους, το συνολικό δυναμικό που αισθάνεται εξαιτίας του πυρήνα στόχου είναι

$$U(\vec{r}_\alpha) = \int \rho_A(\vec{r}_1) \mu(\vec{r}_\alpha - \vec{r}_1) d\vec{r}_1 \quad (3.14)$$

όπου $\rho_A(\vec{r}_1)$ είναι η πυκνότητα του πυρήνα A στην θέση i . Η ενεργός αλληλεπίδραση νουκλεονίου – νουκλεονίου έχει μικρή εμβέλεια και συνεπώς για αποστάσεις διαχωρισμού μεγαλύτερες του 1 fm μειώνεται εκθετικά. Συνεπώς κατά την αναδίπλωση του στην κατανομή της πυρηνικής πυκνότητας το δυναμικό ακολουθεί τη μορφή της πυκνότητας $\rho_A(\vec{r}_1)$ αλλά με πιο ομαλή επιφάνεια.

Το δυναμικό της σχέσεως 3.14 περιγράφει τη σκέδαση δύο σωματίων όπου ο στόχος παραμένει αμετάβλητος και η ελαστική σκέδαση είναι η μόνη δυνατή διαδικασία. Αλλά είναι δυνατή η ύπαρξη και άλλων ανελαστικών διεργασιών των οποίων η ύπαρξη επηρεάζει την ελαστική σκέδαση. Παραδείγματος χάριν ένα προσπίπτον νουκλεόνιο μπορεί να διεγείρει τον πυρήνα στόχο ο οποίος αφού αποδιεγερθεί μπορεί να μην επιστρέψει στην πρότερη του κατάσταση. Αν συμβεί μια τέτοια διέγερση έχουμε ένα μη ελαστικό γεγονός. Τότε το νουκλεόνιο βλήμα χάνεται από το κανάλι εξόδου και μπορεί να θεωρηθεί ότι απορροφήθηκε. Αν δεν ενδιαφερόμαστε για τις λεπτομέρειες των ανελαστικών διεργασιών αλλά μόνο για την επίδραση τους στην ελαστική σκέδαση, μπορούμε να αναπαραστήσουμε αυτήν την απορρόφηση, προσθέτοντας ένα φανταστικό όρο στο οπτικό δυναμικό.

Με παρόμοιο τρόπο με αυτόν των νουκλεονίων, μπορούν να κατασκευαστούν δυναμικά για πολυπλοκότερα συστήματα. Σε αυτήν την περίπτωση πρέπει να ολοκληρώσουμε και ως προς τα νουκλεόνια του πυρήνα βλήματος. Αν η κατανομή πυκνότητας του στόχου είναι $\rho_A(\vec{r}_1)$ και

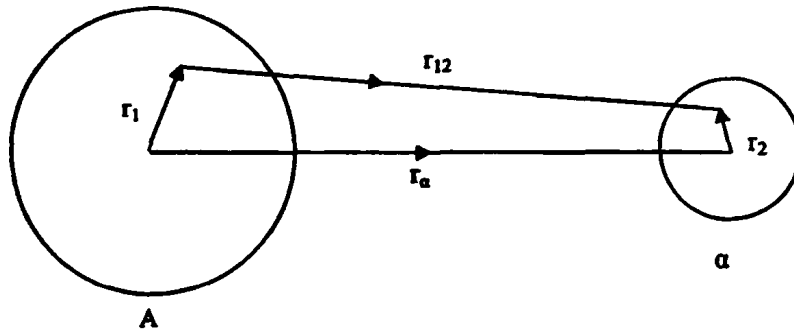


του βλήματος είναι $\rho_a(\bar{r}_2)$, η εξίσωση (3.14) αντικαθίσταται από την ακόλουθη:

$$U(\bar{r}_a) = \iint \rho_a(\bar{r}_1) \rho_a(\bar{r}_2) \mu(\bar{r}_{12}) d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 \quad (3.15)$$

όπου $\bar{r}_{12} = \bar{r}_a - \bar{r}_1 + \bar{r}_2$ (σχήμα 46).

Οι εξισώσεις 3.14 και 3.15 μπορούν εύκολα να υπολογιστούν. Υπάρχουν δύο κύρια σημεία κατά τον υπολογισμό των παραπάνω δυναμικών, η ενεργός αλληλεπίδραση νουκλεονίου – νουκλεονίου και η



Σχήμα 46: Συντεταγμένες για το διπλά αναδιπλούμενο δυναμικό

κατανομή της πυκνότητας των αλληλεπιδρόντων πυρήνων. Επομένως τα μικροσκοπικά πρότυπα υποδηλώνουν προσπάθεια κατανόησης της σκέδασης με όρους κίνησης των ανεξάρτητων νουκλεονίων και των αλληλεπιδράσεων τους, αντί της χρήσης φαινομενολογικών προτύπων που χρησιμοποιούν δυναμικά ενός σώματος. Κατ' αυτήν την έννοια τα πρότυπα αναδίπλωσης εμπεριέχουν περισσότερες πληροφορίες όσον αφορά στη δομή των πυρήνων από ότι τα φαινομενολογικά.

Στην ίδια θεωρητική κατεύθυνση κινείται επίσης και το μικροσκοπικό πρότυπο JLM που θα περιγραφεί παρακάτω, το οποίο όμως δεν εμπεριέχει αναδίπλωση του ενεργού δυναμικού με την πυκνότητα κατά το συνήθη τρόπο που περιγράφηκε παραπάνω.

3.1.2.1 Πρότυπο JLM

Στο μικροσκοπικό πρότυπο JLM [Je76] [Je77] πραγματοποιείται ο προσδιορισμός του μιγαδικού οπτικού δυναμικού, κατ' αρχάς για άπειρη μάζα. Χρησιμοποιείται η αλληλεπίδραση NN του συμπαγούς πυρήνα του Reid [Re68] και η προσέγγιση των Brueckner - Hartree - Fock και υπολογίζεται η εξάρτηση της ισοβαθμωτής, της ισοανυσματικής καθώς και της συνιστώσας Coulomb του μιγαδικού οπτικού δυναμικού, από την ενέργεια E και από την κατανομή μιας ομοιόμορφης πυκνότητας $\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3$ όπου με k_F δηλώνεται η ορμή Fermi. Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα αυτά, για το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του δυναμικού παραμετροποιούνται, έτσι ώστε να παρέχουν στο χρήστη μια πιο εύχρηστη αναλυτική μορφή. Για παράδειγμα, το πραγματικό μέρος του οπτικού δυναμικού δίνεται από την έκφραση:

$$V_o(\rho, E) = \sum \alpha_{ij} \rho^i E^{j-1} \quad (3.16)$$

όπου οι συντελεστές α_{ij} περιέχονται στην αναφορά [Je77]. Η επιλογή των δυνάμεων του ρ που εμφανίζονται στην εξίσωση (3.16) είναι κατά μεγάλο μέρος τυχαία. Η μόνη φυσική απαίτηση στην οποία υπακούουν, είναι ότι για μικρές πυκνότητες το δυναμικό $V_o(\rho, E)$ πρέπει να είναι ανάλογο της πιθανότητας ύπαρξης ενός άλλου νουκλεονίου στην περιοχή του προσπίπτοντος σωματίου. Η εξίσωση (3.16) έχει προσαρμοστεί στις υπολογισμένες τιμές του $V_o(\rho, E)$ στο ενεργειακό διάστημα $10 \leq E \leq 160$ MeV, για 10 περίπου ενέργειες και αντίστοιχες τιμές της ορμής Fermi $k_F = 1.4, 1.35, 1.25, 1.10, 1.00, 0.82$ και 0.50 fm^{-1} .

Το επόμενο βήμα είναι η μετάβαση από άπειρη σε πεπερασμένη μάζα μέσω της προσέγγισης τοπικής πυκνότητας (LDA - Local Density Approximation). Στην προσέγγιση αυτή υποθέτουμε ότι η αλληλεπίδραση μεταξύ ενός νουκλεονίου του πυρήνα στόχου και ενός νουκλεονίου του



κυρήνα βλήματος που απέχουν μεταξύ τους κατά \vec{r} , $V_E(\vec{r}) + iW_E(\vec{r})$, είναι ίδια με αυτή που θα είχαν τα δύο νουκλεόνια αν βρίσκονταν σε ένα μέσο άπειρης πυρηνικής μάζας με ομοιόμορφη πυκνότητα $\rho(\vec{r}) \rightarrow \rho$ δηλαδή το οπτικό δυναμικό προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$V_E(\vec{r}) + iW_E(\vec{r}) = V(\rho(\vec{r}), E) + iW(\rho(\vec{r}), E) \quad (3.17)$$

Αυτή η προσέγγιση παρέχει πολύ μικρές τιμές για την τετραγωνική ρίζα του μέσου τετραγώνου της πυρηνικής ακτίνας για διάφορους πυρήνες. Το γεγονός αυτό αποδίδεται στο ότι η προσέγγιση τοπικής πυκνότητας δεν περιέχει επακριβώς την επίδραση του βεληνεκούς της ενεργού αλληλεπίδρασης. Η προσέγγιση της τοπικής πυκνότητας λαμβάνεται υπόψη στους υπολογισμούς με ένα φαινομενολογικό τρόπο [A196], αναδεικλώνοντας το δυναμικό με έναν παράγοντα μορφής Gauss, του τύπου

$-e^{-\left(\frac{r}{i}\right)^2}$ όπου $i = 1.2 \text{ fm}$:

$$\bar{V}_E(r) = (t\sqrt{\pi})^{-3} \int V(\rho(r'), E) \cdot e^{-\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|^2}{i^2}} d^3r' \quad (3.18)$$

Τα μικροσκοπικά οπτικά πρότυπα που προέρχονται από τους υπολογισμούς πυρηνικής μάζας των Jeukenne et al. [Je77] και του πίνακα i των Brïena και Rook [Br78], ο οποίος εξαρτάται τόσο από την ενέργεια όσο και από την πυκνότητα, περιγράφουν επαρκώς τη σκέδαση νουκλεονίων από μέσους και βαρείς πυρήνες. Η επέκταση αυτών των υπολογισμών στους ελαφρούς πυρήνες αποτελεί έναν κρίσιμο έλεγχο για την εγκυρότητα της προσέγγισης της τοπικής πυκνότητας (LDA) που χρησιμοποιείται για την εξαγωγή των μικροσκοπικών οπτικών δυναμικών για κεπερασμένη πυρηνική ύλη, από τους αντίστοιχους υπολογισμούς για άπειρη πυρηνική ύλη [Pa01]. Στην συνέχεια θα δοθούν οι μορφές του ισοβαθμοτού, του ισο-ανυσματικού καθώς και του δυναμικού Coulomb για τον υπολογισμό της μορφής του πραγματικού και του φανταστικού δυναμικού JLM μέσω παραμετροποίησης της μορφής της εξίσωσης (3.16).

Ισοβαθμωτό δυναμικό: $V_o(\vec{r}) + iW_o(\vec{r})$ Αντιστοιχεί στην προσέγγιση της άπειρης πυρηνικής μάζας όπου $Z=N$:

$$V_o(\rho, E) = \sum \alpha_{ij} \rho^i E^{j-1}$$

$$W_o(\rho, E) = \frac{1}{1 + \frac{D}{(E - \varepsilon_f)^2}} \sum d_{ij} \rho^i E^{j-1} \quad (3.19)$$

με $D=600 \text{ MeV}^2$ και όπου $\varepsilon_f(\rho)$ είναι η ενέργεια Fermi:

$$\varepsilon_f(\rho) = \rho(-510.8 + 3222\rho - 6250\rho^2) \quad (3.20)$$

Ισοανυσματικό δυναμικό: $\pm \alpha V_1(\rho, E) + iW_1(\rho, E)$ (τα πρόσημα + και - αναφέρονται στα νετρόνια και στα πρωτόνια αντίστοιχα). Το ισοανυσματικό δυναμικό εκφράζει το πλεόνασμα νετρονίων.

Θεωρώντας ως ρ_n και ρ_p τις κατανομές πυκνότητας των νετρονίων και των πρωτονίων αντίστοιχα, η ασυμμετρία μεταξύ του αριθμού των νετρονίων και των πρωτονίων εισάγεται μέσω της παραμέτρου:

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (3.21)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι η εισαγωγή του ισοανυσματικού δυναμικού είναι άκρως απαραίτητη για τη μελέτη πυρήνων με πλεόνασμα νετρονίων, όπως στην περίπτωση του ${}^6\text{He}$. Το αν είναι επαρκής η εισαγωγή αυτού του όρου θα κριθεί από τη σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα.

Το πραγματικό δυναμικό είναι της μορφής:

$$V_1(\rho, E) = (1 - \sum c_{ij} \rho^i E^{j-1}) (\sum b_{ij} \rho^i E^{j-1}) \quad (3.22\alpha)$$

ενώ το φανταστικό:

$$W_1(\rho, E) = \frac{1}{1 + \frac{F}{(E - \varepsilon_f)}} \sum f_{ij} \rho^i E^{j-1} \quad \text{όπου } F = 1 \text{ MeV} \quad (3.22\beta)$$



Δυναμικό Coulomb: Στην περίπτωση ενός πρωτονίου που σκεδάζεται από έναν πυρήνα, το πρωτόνιο δέχεται την επίδραση ενός απωστικού δυναμικού λόγω των Z πρωτονίων του πυρήνα:

$$\text{Για } r < R_c \quad V_c(r) = \frac{Ze^2}{2R_c} \left(3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \quad \text{όπου } e^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm} \quad (3.23)$$

$$\text{Για } r > R_c \quad V_c(r) = \frac{Ze^2}{r}$$

όπου R_c είναι η ακτίνα Coulomb. Θα έπρεπε λοιπόν στο πραγματικό μέρος του οπτικού δυναμικού να προσθέσουμε το δυναμικό Coulomb. Επειδή, όμως, το δυναμικό αυτό είναι μη τοπικό, εξαρτώμενο από την ενέργεια, το λαμβάνουμε υπόψη αντικαθιστώντας στις προηγούμενες εκφράσεις την ενέργεια E με τη διαφορά $E - V_c$. Επομένως, το ισοβαθμωτό δυναμικό γράφεται υπό τη μορφή

$$V_o(\rho, E - V_c) + iW_o(\rho, E - V_c) \quad (3.24)$$

ή ακόμα υπό τη μορφή

$$V_o(\rho, E) + iW_o(\rho, E) + [\Delta_c(\rho, E) + iW_c(\rho, E)] \quad (3.25)$$

όπου

$$\Delta_c(\rho, E) = V_o(\rho, E - V_c) - V_o(\rho, E) = \left[\frac{m^*(\rho, E)}{m} - 1 \right] V_c \quad (3.26)$$

και

$$W_c(\rho, E) = W_o(\rho, E - V_c) - W_o(\rho, E) \quad (3.27)$$

Τελικά η ολοκληρωμένη μορφή του οπτικού δυναμικού είναι:

$$U = (V_o + aV_1) + i(W_o + \alpha W_1) \quad (3.28)$$

Για την εξαγωγή του παραπάνω οπτικού δυναμικού της αλληλεπίδρασης JLM, που εξαρτάται από την ενέργεια και την πυκνότητα ρ , χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση της άπειρης πυρηνικής μάζας. Για την εξαγωγή του δυναμικού $U(\vec{r}, E)$ για πεπερασμένη πυρηνική μάζα όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, πρέπει να γίνει χρήση της προσέγγισης τοπικής πυκνότητας (LDA).

Οι S. Mellema et al, J.S. Petlet et al. και F. Petrovich et al. ([Me83], [Pe85], [Pe93]) έδειξαν ότι για την ικανοποιητική αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων, όσον αφορά στην ελαστική σκέδαση ενός νουκλεονίου από έναν πυρήνα με τη βοήθεια του δυναμικού JLM, είναι αναγκαία η αναπροσαρμογή του πραγματικού και του φανταστικού δυναμικού με παράγοντες κανονικοποίησης $\lambda_v = 1$ και $\lambda_w = 0.8$ αντίστοιχα. Από εδώ και στο εξής το δυναμικό αυτό θα αναφέρεται ως το καθιερωμένο μοντέλο JLM.

3.1.2.2 Πρότυπο των φλοιών

Σε αυτό το πρότυπο, όπως αναπτύχθηκε από τους K. Amos και S. Karataglidis [Ka97] [La01], το οπτικό δυναμικό προέρχεται από την αναδίπλωση μιας εξαρτώμενης από την ενέργεια και την πυκνότητα ενεργού αλληλεπίδρασης νουκλεονίου – νουκλεονίου (NN), με τα στοιχεία του πίνακα πυκνότητας ενός σωματίου (One Body Density Matrix Elements) και τις δέσμιες καταστάσεις ενός σωματίου του στόχου, όπως αυτές προκύπτουν από το πρότυπο των φλοιών. Το πρότυπο εφαρμόστηκε με επιτυχία για τον υπολογισμό της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από πολλούς σταθερούς και ασταθείς πυρήνες με $A=3$ έως 238 σε ενέργειες μεταξύ 65 και 300 MeV. Η ενεργός αλληλεπίδραση και οι λεπτομέρειες της δομής του πυρήνα δεν έχουν υποστεί καμία παραμετροποίηση και επομένως το συγκεκριμένο πρότυπο είναι ανεξάρτητο ελεύθερων παραμέτρων. Ειδικότερα για τη δομή του ${}^6\text{He}$ ο πυρήνας θεωρήθηκε σαν ένα σύστημα αποτελούμενο από ένα σωματίο α και δύο εξωτερικά νετρόνια. Υπό αυτή τη θεώρηση χρησιμοποιήθηκε ένα ημι – μικροσκοπικό πρότυπο συσσωματωμάτων για τον προσδιορισμό της δομής του ${}^6\text{He}$.

Αναλυτικότερα, στην περίπτωση της ελαστικής σκέδασης πρωτονίων με ενέργειες μέχρι 40 MeV, που ενδιαφέρει στην παρούσα μελέτη, από



διάφορους σταθερούς πυρήνες, η ενεργός αλληλεπίδραση NN θεωρήθηκε ως το άθροισμα μιας κεντρικής συνιστώσας, μιας συνιστώσας spin - τροχιάς δύο σωμάτων και μιας τανυστικής συνιστώσας. Για κάθε μια από αυτές τις συνιστώσες χρησιμοποιήθηκε μια ομάδα συναρτήσεων της μορφής Yukawa με διάφορες εμβέλειες. Η δύναμη, η οποία εξαρτάται από την ενέργεια και την πυκνότητα, και η εμβέλεια των συναρτήσεων Yukawa προσδιορίστηκαν με την ακριβή χαρτογράφηση των πινάκων g , οι οποίοι είναι λύσεις των εξισώσεων Brueckner - Bethe - Goldstone της NN αλληλεπίδρασης Bonn - B [Ma87]. Η εγκυρότητα αυτής της προσέγγισης πιστοποιήθηκε με τον υπολογισμό των ολικών ενεργών διατομών της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από διάφορους σταθερούς πυρήνες, οι οποίες έχουν προσδιοριστεί πειραματικά [De00].

3.2 Ανάλυση της ελαστικής σκέδασης

Σκοπός της μελέτης της ελαστικής σκέδασης ήταν ο προσδιορισμός του δυναμικού και η πιθανή ανάδειξη της δομής άλω.

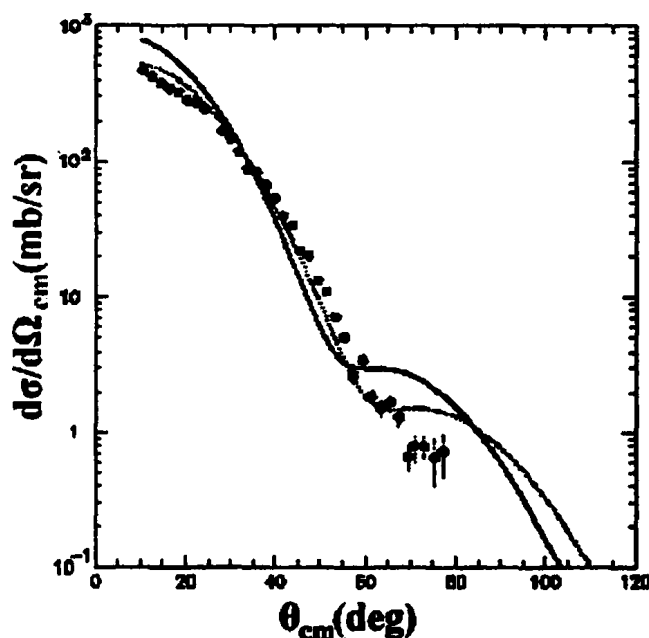
Παραδοσιακά, ο προσδιορισμός του δυναμικού γίνεται με τη χρήση δεδομένων ελαστικής σκέδασης. Η μελέτη αυτή είναι εφικτή τόσο με τη χρήση μακροσκοπικών όσο και με τη χρήση μικροσκοπικών προτύπων. Όμως στο σημείο στο οποίο είναι επιθυμητή η ανάδειξη της κατανομής πυκνότητας φορτίου ως προς την κατανομή πυκνότητας των νετρονίων του ${}^6\text{He}$ (δομής άλω), η χρήση των μακροσκοπικών προτύπων δε μπορεί να αποφέρει τα επιθυμητά αποτελέσματα λόγω του τρόπου παραγωγής τους. Είναι προτιμητέα, λοιπόν, η χρήση μικροσκοπικών προτύπων, όπου ενέχεται απευθείας η κατανομή φορτίου (Εξ. 3.16).

Για τον υπολογισμό των γωνιακών κατανομών στα πλαίσια μακροσκοπικών δυναμικών προτύπων χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας ECIS [Ra81] με τη χρήση των οπτικών δυναμικών CH89 και B-G (παρ. 3.1) ενώ για το μικροσκοπικό πρότυπο JLM, ο κώδικας του F. Dietrich [Al00]. Οι

υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών στα πλαίσια του προτύπου των φλοιών, έγιναν από τον S. Karataglidis [Ka00a] από κώδικα που ανέπτυξε ο ίδιος.

3.2.1 Μακροσκοπικά πρότυπα

Πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί γωνιακών κατανομών με χρήση του κώδικα ECIS και των φαινομενολογικών δυναμικών B-G και CH89 (πίνακας 3.2). Η περιγραφή είναι ικανοποιητική κυρίως για τα πειραματικά δεδομένα μέχρι 50° (σχήμα 47) και κυρίως για το φαινομενολογικό πρότυπο με το δυναμικό CH89. Μεταβολές στο πραγματικό και στο φανταστικό μέρος του βάθους, της ακτίνας και του συντελεστή διάχυσης δεν απέδωσαν πολύ καλύτερα αποτελέσματα, στην περίπτωση που ήθελε κανείς να αναπαράγει συγχρόνως τα ελαστικά και ανελαστικά δεδομένα.



Σχήμα 47: Τα πειραματικά αποτελέσματα ελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε ${}^6\text{He}$ συγκρίνονται με υπολογισμούς μέσω του κώδικα ECIS. Τα οπτικά δυναμικά που χρησιμοποιήθηκαν ήταν τα B-G (συνεχής γραμμή) και CH89 (διακεκομμένη γραμμή)

Πίνακας 3.2

Τιμές των παραμέτρων για τα φαινομενολογικά πρότυπα B-G και CH89.

Οπτικό δυναμικό	U_v (MeV)	U_w (MeV)	R_v (fm)	R_w (fm)	a_v (fm)	a_w (fm)	R_c (fm)
B-G	49,32	6,32	1,05	1,80	0,55	0,54	1,2
CH89	45,44	4,45	1,12	1,11	0,69	0,69	1,3

3.2.2 Μικροσκοπικά πρότυπα

3.2.2.1 Πρότυπο JLM

Στα πλαίσια του προτύπου αυτού, αρχικά έγινε μια έρευνα για τον προσδιορισμό των συντελεστών κανονικοποίησης του δυναμικού JLM, λ_v και λ_w μέσω προσαρμογής στα παρόντα δεδομένα ελαστικής σκέδασης. Οι προσαρμογές εικονίζονται στο σχήμα 48 ενώ στον πίνακα 3.3 έχουν συγκεντρωθεί οι παράμετροι κανονικοποίησης, οι οποίες φαίνεται να απέχουν αρκετά από τις καθιερωμένες τιμές. Με δείκτη α δίνονται οι τιμές για την καλύτερη προσαρμογή, ενώ οι τιμές με δείκτη β είναι οι τιμές που βρέθηκε ότι ικανοποιούν συγχρόνως δεδομένα προηγούμενων (p,n) μετρήσεων [Co98a] και πρόσφατες μετρήσεις της ολικής ενεργού διατομής [Vi01].

Χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικοί τύποι πυκνοτήτων: α) πυκνότητες του προτύπου των φλοιών που προέρχονται από τον S. Karataglides [Ka00b] και β) πυκνότητες του προτύπου συσσωματωμάτων σύμφωνα με τους Arai – Suzuki – Lovas [Ar99].

Παρατηρούμε ότι τα δυναμικά που εμφανίζονται στον πίνακα 3.3 παρουσιάζουν μια ελαφρά εξάρτηση ως προς την πυκνότητα και διαφέρουν από το καθιερωμένο μοντέλο JLM. Ελαφρώς καλλίτερη προσαρμογή φαίνεται να έχει επιτευχθεί για τις πυκνότητες του προτύπου των συσσωματωμάτων [Ar99]. Στην περίπτωση αυτή είναι εμφανής η ελάττωση

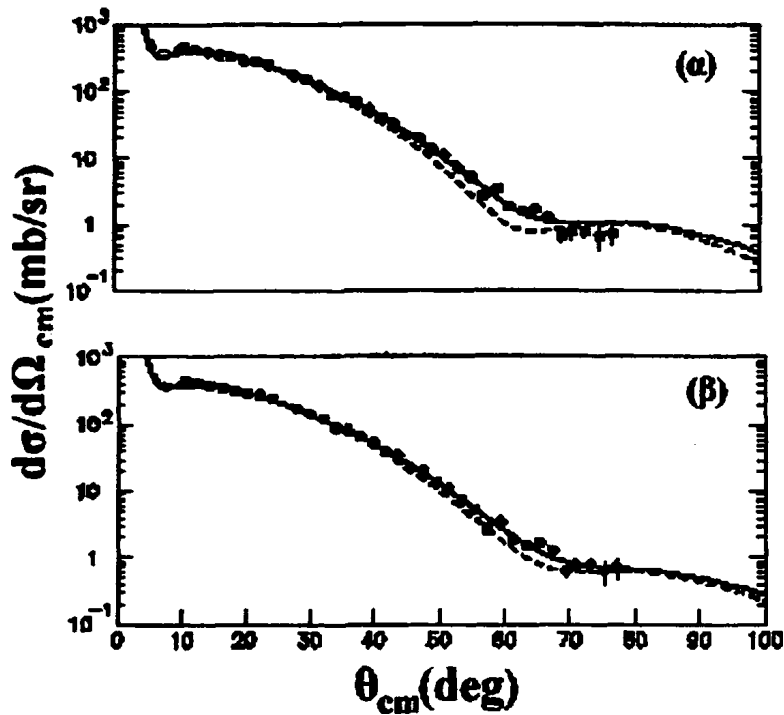


του πραγματικού μέρους του δυναμικού και η αύξηση του φανταστικού, όταν ο υπολογισμός έχει συμπεριλάβει και ολικές ενεργές διατομές.

Πίνακας 3.3

Παράμετροι κανονικοποίησης για το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του οπτικού δυναμικού. Με δείκτη α αναφέρονται οι παράμετροι που δίνουν την καλύτερη προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα, ενώ με δείκτη β αναφέρονται οι παράμετροι που αναπαράγουν συγχρόνως και μετρήσεις ολικής ενεργού διατομής ${}^6\text{He} + p$ και μετρήσεις (p,n) . (A) πυκνότητες των Karataglidis – Amos [Ka00b] με τη θεώρηση ύπαρξης άλω (B) πυκνότητες των Arai – Suzuki – Lonas [Ar99] με τις εξής θεωρήσεις: (B-1) αμιγές πρότυπο τριών συσσωματωμάτων $\alpha + n + n$, (B-2) αμιγές πρότυπο τριών συσσωματωμάτων με μια $t - t$ συνιστώσα, (B-3) εκτεταμένο πρότυπο τριών συσσωματωμάτων $[3N + N] + n + n$, (B-4) εκτεταμένο πρότυπο τριών συσσωματωμάτων με μια $t - t$ συνιστώσα.

Πυκνότητα	λ_v	λ_w	χ^2/ν
A	0.85	0.56	6.0 ^a
	0.88	0.85	21.0 ^b
B-1	0.88	0.74	0.85 ^a
	0.89	0.92	2.20 ^b
B-2	0.88	0.75	0.80 ^a
	0.89	0.92	2.22 ^b
B-3	0.88	0.85	0.85 ^a
	0.89	1.00	2.10 ^b
B-4	0.88	0.84	0.84 ^a
	0.89	1.00	2.13 ^b



Σχήμα 48: Σύγκριση θεωρητικών γωνιακών κατανομών της ελαστικής σκέδασης με τη χρήση του μικροσκοπικού προτύπου JLM και των πειραματικών δεδομένων. Τα σχήματα αντιστοιχούν στη χρήση (α) πυκνοτήτων των Karataglidis - Amos [Ka00b] με τη θεώρηση ύπαρξης άλω (β) πυκνότητες των Arai - Suzuki - Lonas [Ar99] επίσης με τη θεώρηση ύπαρξης άλω. Οι συνεχείς γραμμές αναφέρονται στην καλύτερη προσαρμογή ενώ οι διακεκομμένες στην προσαρμογή ώστε να αναπαράγεται σωστά η ολική ενεργός διατομή ${}^6\text{He} + p$ [Vi01] και οι μετρήσεις (p,n)[Co98a].

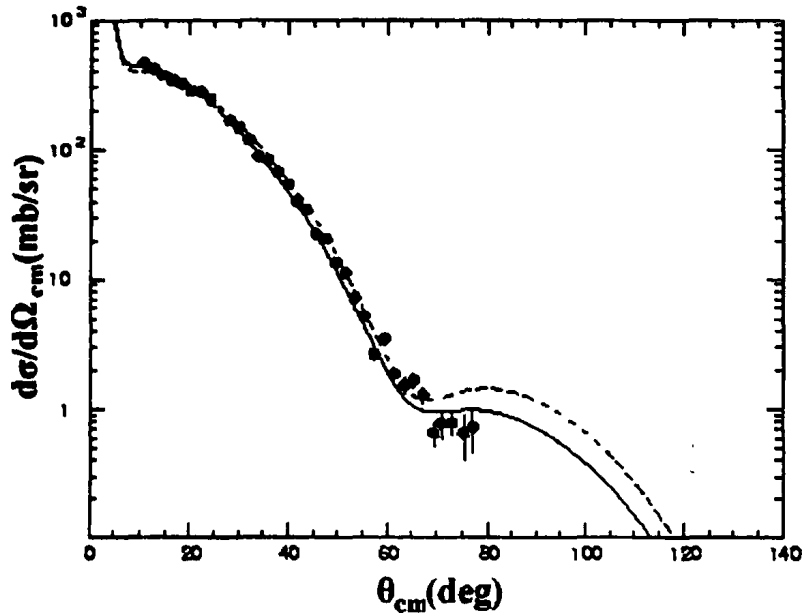
3.2.2.2 Πρότυπο των φλοιών

Στα πλαίσια του προτύπου των φλοιών έγινε μελέτη του πυρήνα ${}^6\text{He}$ υποθέτοντας (α) δομή με άλω και (β) δομή χωρίς άλω. Στην πρώτη περίπτωση θεωρήθηκε ότι ο πυρήνας του ${}^6\text{He}$ δεν παρουσιάζει άλω και έγινε χρήση ενός g - αναδιπλούμενου οπτικού δυναμικού με HO κυματοσυναρτήσεις του προτύπου των φλοιών. Βρέθηκε η ίδια μετατόπιση φάσης με την περίπτωση στην οποία χρησιμοποιούνται κυματοσυναρτήσεις της μορφής WS. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι μέσω των κυματοσυναρτήσεων WS αναπαράγονται οι παράγοντες μορφής του ${}^6\text{Li}$ που έχουν προσδιοριστεί από πειράματα σκέδασης ηλεκτρονίων. Στη

δεύτερη περίπτωση θεωρήθηκε ότι το ${}^6\text{He}$ παρουσιάζει δομή με άλω και χρησιμοποιήθηκαν οι κυματοσυναρτήσεις WS οι οποίες κανονικοποιήθηκαν έτσι ώστε να δίνουν ενέργεια σύνδεσης του φλοιού 0p ίση με 2 MeV, ίση δηλαδή με την ενέργεια διαχωρισμού ενός νετρονίου. Οι ενέργειες σύνδεσης των υψηλότερων τροχιακών τέθηκαν ίσες με 0.5 MeV αν και δεν επηρεάζουν σημαντικά τα αποτελέσματα της σκέδασης. Και στις δύο περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκαν κυματοσυναρτήσεις οι οποίες συμπεριλαμβάνουν διεγέρσεις μέχρι $6\hbar\omega$. Αντίστοιχοι υπολογισμοί σε χώρο $4\hbar\omega$ έδωσαν τα ίδια αποτελέσματα. Εν τούτοις, οι υπολογισμοί και στους δύο χώρους έδωσαν μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης για το τελευταίο νετρόνιο από την πειραματική ενέργεια διαχωρισμού που έχει βρεθεί ίση με 1.87 MeV [Aj88]. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει ότι το μέγεθος των χώρων του προτύπου είναι ακόμα πολύ μικρό για να δώσει τη σωστή ασυμπτωτική συμπεριφορά της πυκνότητας των νετρονίων.

Στο σχήμα 49, εικονίζονται τα αποτελέσματα αυτών των υπολογισμών. Είναι εμφανής η πολύ καλή συμφωνία των θεωρητικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά, ιδιαίτερα ως τις 60° όπου δεν υπάρχει σαφής διαφοροποίηση μεταξύ των δυο δομών. Μεταξύ 60° και 80° υπάρχει μια ένδειξη ως προς τη δομή με άλω όπου όμως τα πειραματικά σημεία έχουν μεγάλο σφάλμα. Η διαφοροποίηση των θεωρητικών υπολογισμών γίνεται αισθητή σε γωνίες μεγαλύτερες των 80° όπου δεν υπάρχουν όμως πειραματικά δεδομένα. Από την ανάλυση λοιπόν της ελαστικής σκέδασης δεν υπάρχει σοβαρή ένδειξη με τα παρόντα δεδομένα για την ύπαρξη άλω και θα πρέπει να προχωρήσουμε στη μελέτη των δεδομένων της ανελαστικής σκέδασης.





Σχήμα 49: Σύγκριση υπολογισμών στο πρότυπο των φλοιών με τα πειραματικά δεδομένα ελαστικής σκέδασης. Με τη συνεχή γραμμή εικονίζονται υπολογισμοί με τη θεώρηση του ${}^4\text{He}$ ως πυρήνα με άλω ενώ με τη διακεκομμένη γραμμή εικονίζονται υπολογισμοί στην περίπτωση της μη ύπαρξης άλω. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει από τον S. Karataglidis.

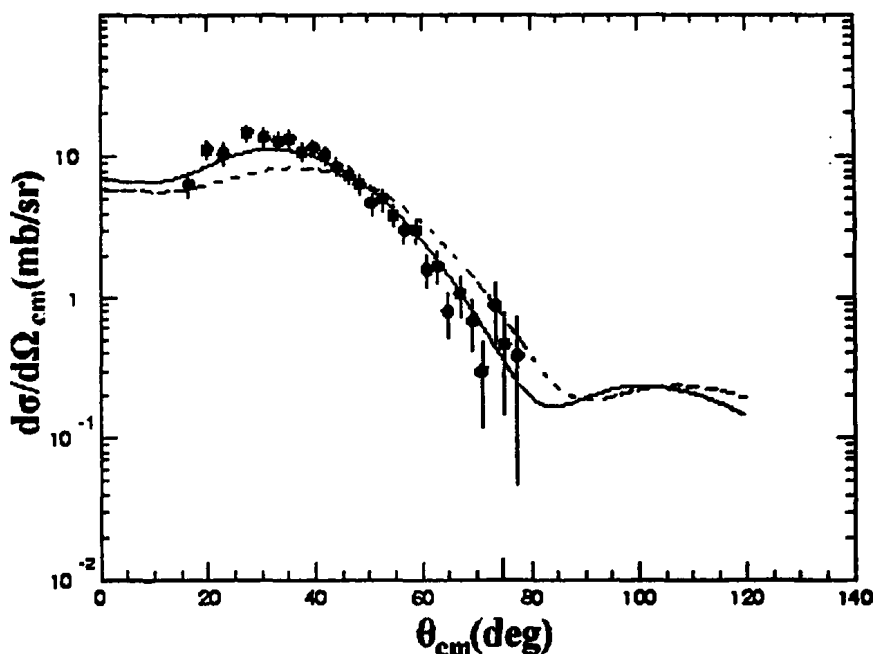
3.3 Ανάλυση της ανελαστικής σκέδασης - Διεγερμένη κατάσταση 2^+

3.3.1 Προσδιορισμός της άλω

Στα πλαίσια του προτύπου των φλοιών η μορφή των γωνιακών κατανομών για την ανελαστική σκέδαση με την ύπαρξη ή όχι άλω διαφέρουν σημαντικά στη μορφή τους τόσο στις μικρές όσο και στις μεγάλες γωνίες όπως φαίνεται στο σχήμα 50.

Είναι εμφανής η καλύτερη αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων από την καμπύλη του πυρήνα με άλω προκρίνοντας τη δομή άλω γι' αυτόν τον πυρήνα. Το συμπέρασμα αυτό ισχυροποιείται από το γεγονός ότι τα αποτελέσματα των υπολογισμών στην περίπτωση ύπαρξης άλω είτε σε χώρο $6\hbar\omega$ είτε σε χώρο $4\hbar\omega$ και με χρήση του δυναμικού Paris [La80] αντί της αλληλεπίδρασης Bonn - B, είναι παρόμοια. Η

εγκυρότητα των αποτελεσμάτων αυτών επιβεβαιώνεται, επίσης, από την πολύ καλή συμφωνία της υπολογισμένης ολικής ενεργού διατομής σε χώρο $4\hbar\omega$ (353 mb για δομή χωρίς άλω και 406 mb για δομή με άλω) και της πειραματικής τιμής που είναι ίση με 409 ± 22 mb [Vi01].



Σχήμα 50: Θεωρητικοί υπολογισμοί στα πλαίσια του προτύπου των φλοιών συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε ${}^6\text{He}$. Με τη συνεχή γραμμή εικονίζεται η θεώρηση του ${}^6\text{He}$ ως πυρήνα με άλω ενώ με τη διακεκομμένη γραμμή εικονίζεται η περίπτωση της μη ύπαρξης άλω. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει από τον S. Karataglidis.

3.3.2 Προσδιορισμός της πυρηνικής παραμόρφωσης

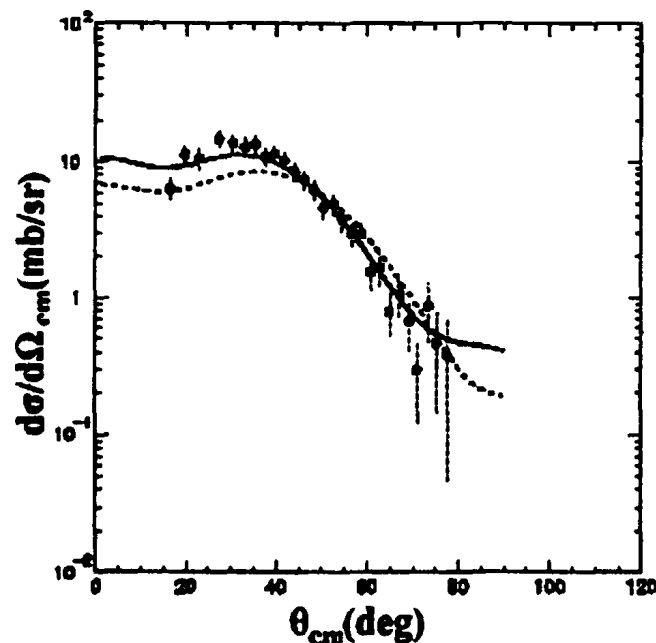
Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό της δομής του πυρήνα είναι ο πειραματικός προσδιορισμός της τιμής $B(E2)$ για τη μετάβαση από τη βασική κατάσταση 0^+ στη διεγερμένη 2^+ . Για το σκοπό αυτό απαιτείται η διέγερση του πυρήνα μέσω αμιγούς ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης. Στην υπάρχουσα διεθνή βιβλιογραφία η μόνη αντίστοιχη μέτρηση που έχει γίνει είναι αυτή του T. Aumann και των συνεργατών του [Au99], όπου δίνεται η τιμή των



$3.2 \pm 0.6 e^2 \text{ fm}^4$. Η τιμή αυτή στην παρακάτω ανάλυση θα υιοθετηθεί με επιφύλαξη γιατί από την εργασία των Aumann et al. δεν είναι φανερό αν αντιστοιχεί στην πυρηνική παραμόρφωση ή στην παραμόρφωση Coulomb. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι στην παρούσα μελέτη είναι δυνατός ο προσδιορισμός της πυρηνικής παραμόρφωσης και όχι της παραμόρφωσης Coulomb που οδηγεί κατευθείαν στην τιμή $B(E2)$. Η εξαγωγή της πυρηνικής παραμόρφωσης γίνεται εμμέσως μέσω θεωρητικών προσαρμογών στις μετρήσεις γωνιακών κατανομών.

3.3.2.1 Μακροσκοπικά πρότυπα

Για τον προσδιορισμό της πυρηνικής παραμόρφωσης έγινε χρήση του κώδικα ECIS για τον υπολογισμό γωνιακών κατανομών, με χρήση των



Σχήμα 51: Καλλίτερες προσαρμογές θεωρητικών υπολογισμών με τον κώδικα ECIS, σε πειραματικά δεδομένα ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε ${}^6\text{He}$ για τον προσδιορισμό της πυρηνικής παραμόρφωσης. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στο οπτικό δυναμικό B-G ενώ η διακεκομμένη στο δυναμικό CH89 όπως δίνονται στον πίνακα 3.3



δυναμικών B-G και CH89 όπως υπολογίστηκαν στην παράγραφο 3.2.1. Τα αποτελέσματα των καλλίτερων προσαρμογών στα πειραματικά δεδομένα σκέδασης στη πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ${}^6\text{He}$ στα 1.797 MeV με ελεύθερη παράμετρο την πυρηνική παραμόρφωση, εμφανίζονται στο σχήμα 51. Αντίθετα με την ελαστική σκέδαση εδώ η καλύτερη προσαρμογή επιτεύχθηκε με το δυναμικό των B-G. Έγιναν δύο υποθέσεις.

Κατ' αρχάς θεωρήθηκε ότι το μήκος της πυρηνικής παραμόρφωσης είναι ίσο με το μήκος της παραμόρφωσης Coulomb ($\delta_N = \delta_C$). Τα αποτελέσματα αυτής της αναζήτησης δίνονται στον πίνακα 3.4.

Πίνακας 3.4

- α) Πειραματικές «μέσες» τιμές των ανηγμένων πλατών B(E2) με χρήση φαινομενολογικών και μικροσκοπικών προτύπων με την υπόθεση $\delta_N = \delta_C$.
- β) Λόγος των στοιχείων των πινάκων μετάβασης M_n/M_p όπου $\delta_N \neq \delta_C$. Ο αστερίσκος υποδηλώνει ότι η τιμή του δ_C είναι από τους Aumann et al. [Au99]. Το σφάλμα υπολογίστηκε, θεωρώντας μεταβολή στο χ^2/ν ίση με ± 1.0 .

Οπτικό δυναμικό	$\delta_N = \delta_C$		$\delta_N \neq \delta_C$	
	B(E2) ($e^2\text{fm}^4$)	χ^2/ν	δ_N/δ_C^*	M_n/M_p
B-G	4.7 ± 1.0	1.1	1.42	2.98
CH89	4.5 ± 1.1	3.6	-	-
JLM	5.6 ± 1.7	3.0	1.57	3.33

Στη συνέχεια θεωρήθηκε ως γνωστή η τιμή της παραμόρφωσης Coulomb β_C και ίση με αυτή που δίνεται από τους T. Aumann et al. [Au99] και έγινε αναζήτηση της τιμής του πυρηνικού μήκους παραμόρφωσης δ_N . Συνακόλουθα προσδιορίστηκαν οι λόγοι του ηλεκτρομαγνητικού μήκους παραμόρφωσης ως προς το πυρηνικό μήκος παραμόρφωσης $\frac{\delta_C}{\delta_N}$ και προσδιορίστηκε ο λόγος των στοιχείων των



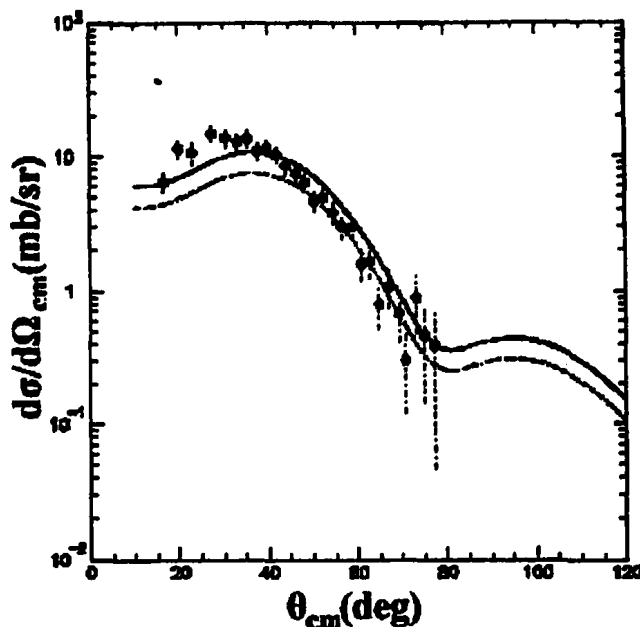
πινάκων μετάβασης νετρονίων και πρωτονίων, $\frac{M_n}{M_p}$ από την εμπειρική σχέση των Bernstein et al [Be79] για $\lambda=2$:

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{b_p^p}{b_n^p} \left[\frac{\delta_n}{\delta_c} \left(1 + \frac{b_n^p N}{b_p^p Z} \right) - 1 \right] \quad (3.28)$$

όπου b_n^p και b_p^p είναι οι δυνάμεις αλληλεπίδρασης πρωτονίου – νετρονίου και πρωτονίου – πρωτονίου αντίστοιχα ($b_n^p/b_p^p \approx 3$). Ο παραπάνω υπολογισμός έγινε μόνο για το δυναμικό των B-G επειδή η προσαρμογή του στα πειραματικά δεδομένα ήταν καλύτερη από το CH89 (πίνακας 3.4).

3.3.2.2 Μικροσκοπικά πρότυπα

Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και στην εξαγωγή της παραμόρφωσης μέσω μικροσκοπικών υπολογισμών. Χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας του F. Dietrich στα πλαίσια του προτύπου JLM κάνοντας χρήση των κατανομών πυκνότητας των S. Karataglidis et al. Τα αποτελέσματα με την υπόθεση $\delta_n = \delta_c$, περιέχονται στον πίνακα 3.4 με τη χρήση των παραγόντων κανονικοποίησης (β) του πίνακα 3.1. Στον ίδιο πίνακα περιέχονται και τα αποτελέσματα της αναζήτησης για την καλύτερη προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα με τη θεώρηση ότι $B(E2) = 3.2 e^2 fm^4$ και $\delta_n \neq \delta_c$ με ελεύθερη παράμετρο το λόγο $\frac{M_n}{M_p}$. Στο σχήμα 52 εμφανίζεται ο θεωρητικός υπολογισμός με τις δύο αυτές υποθέσεις.



Σχήμα 52: Θεωρητική προσαρμογή υπολογισμών ανελαστικής σκέδασης στα πειραματικά δεδομένα στα πλαίσια του προτύπου JLM με την υπόθεση $\delta_N = \delta_C$ ή $M_n/M_p = N/Z = 2$ (υδροδυναμικό πρότυπο) - διακεκομμένη γραμμή. Στη συνεχή γραμμή αντιστοιχεί η καλύτερη προσαρμογή όπου $\delta_N \neq \delta_C$ και $M_n/M_p = 3.33$

3.4 Άλλα ανελαστικά κανάλια

Σε ένα μακροσκοπικό πλαίσιο έγιναν υπολογισμοί γωνιακών κατανομών με τον κώδικα ECIS [Ra81]. Ακολουθώντας τη διαδικασία που αναφέρεται από τον G. Satchler [Sa87], χρησιμοποιήθηκαν τα παρακάτω δυναμικά μετάβασης (transition potentials) για τις μονοπολικές, διπολικές και τετραπολικές διεγέρσεις αντίστοιχα.

$$U_0(r) = 3U(r) + r dU(r)/dr \tag{3.30}$$

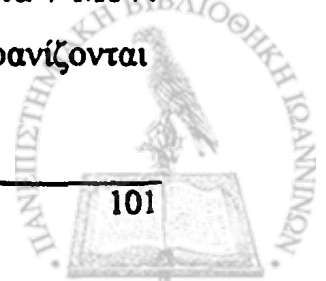
$$U_1(r) = \frac{3}{2} \frac{\Delta R}{R} \left(dU(r)/dr + \frac{R}{3} d^2U/dr^2 \right) \tag{3.31}$$

$$U_2(r) = dU(r)/dr \tag{3.32}$$



Σε αυτές τις εξισώσεις, για τον υπολογισμό του διπολικού δυναμικού μετάβασης, ο όρος $\Delta R = R_n - R_p$ αναπτύχθηκε σε δυναμοσειρά, με τον ίδιο τρόπο που χρησιμοποιήθηκε κατά τη μελέτη πυρήνων που παρουσιάζουν «επιδερμίδα» νετρονίων (neutron skin nuclei) μέσω ισο-ανυσματικών γιγαντιαίων διπολικών συντονισμών (GDR) μέσω ανελαστικής σκέδασης σωματιών α [Kr91]. Το οπτικό δυναμικό $U(r)$ που χρησιμοποιήθηκε είναι αυτό που δίνεται από το φαινομενολογικό πρότυπο B-G λαμβάνοντας υπόψη την καλλίτερη απόδοση των δεδομένων με αυτό το πρότυπο για το συντονισμό 2^+ στα 1.797 MeV. Στο σχήμα 53 εικονίζονται ενδεικτικά, οι υπολογισμοί των γωνιακών κατανομών που έγιναν με τον παραπάνω τρόπο για spin 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- και για ενέργειες διέγερσης από 2.3 έως 10.3 MeV, και με ένταση διέγερσης 10% του κανόνα άθροισης σταθμισμένων ενεργειών (EWSR). Ακολούθως, έγινε έρευνα της καλλίτερης απόδοσης των δεδομένων με μίξη διεγέρσεων όλων των spin και ελεύθερες παραμέτρους τα ποσοστά μίξης κάθε τύπου διέγερσης ως προς την ένταση διέγερσης του κανόνα άθροισης σταθμισμένων ενεργειών. Οι καλλίτερες προσαρμογές φαίνονται στο σχήμα 53 με την έντονη συνεχή γραμμή, ενώ στον πίνακα 3.5 περιέχονται τα επί τοις εκατό ποσοστά συμμετοχής των συντονισμών με χαρακτήρα 0^+ , 1^- , 2^+ και 3^- ώστε να επιτευχθεί η καλύτερη αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων. Στο σχήμα 54 δίνεται η μεταβολή των ποσοστών αυτών (επί τοις εκατό ένταση διέγερσης του κανόνα άθροισης σταθμισμένων ενεργειών) με την ενέργεια.

Από τη μεταβολή της έντασης είναι δυνατόν να δοθεί η παρακάτω ερμηνεία όσον αφορά στην ύπαρξη συντονισμών από τα δεδομένα μας. Κατ' αρχάς παρατηρείται σε όλο το ενεργειακό εύρος, πέραν της γνωστής κατάστασης στα 1.797 MeV, ένα «υπόβαθρο» μη διακεκριμένων συντονισμών με χαρακτήρα 0^+ και 2^+ . Ένας ευρύς συντονισμός του ίδιου χαρακτήρα φαίνεται ευκρινώς στα 10 MeV και ίσως στα 4 και στα 7 MeV. Υπερτιθέμενοι σε αυτούς τους ευρείς συντονισμούς, εμφανίζονται



Πίνακας 3.5

Ποσοστά συμμετοχής για διεγερμένες καταστάσεις $L=0^+$, 1^- και 2^+ . Τα ποσοστά για $L=3^-$ ήταν πολύ μικρά και παραλήφθηκαν.

E (MeV)	Σχετική ένταση			
	0^+	1^-	2^+	χ^2
2.5	0.23 ± 0.13		2.30 ± 0.16	5.6
3.0	0.05 ± 0.50	18.5 ± 11.5	1.33 ± 0.32	2.5
3.5	0.75 ± 0.44	6.6 ± 12.3	1.10 ± 0.26	1.3
4.0	0.39 ± 0.22		2.58 ± 0.25	3.7
4.5	1.30 ± 0.30	8.40 ± 12.04	2.11 ± 0.60	9.3
5.0	1.20 ± 0.30	19 ± 14	1.14 ± 0.36	2.0
5.5		60 ± 22	2.10 ± 0.65	1.5
6.0	2.75 ± 0.30		2.10 ± 0.19	5.9
6.5	2.19 ± 0.46		3.10 ± 0.40	1.3
7.0	1.71 ± 0.44		2.97 ± 0.42	1.0
7.5	1.80 ± 0.44		2.84 ± 0.40	2.1
8.0	2.20 ± 0.46		2.50 ± 0.42	1.9
8.5	0.74 ± 0.60	178 ± 22		1.2
9.0	1.90 ± 0.56		3.57 ± 0.52	1.4
9.5	2.01 ± 0.63		4.55 ± 0.58	1.3
10.0	1.42 ± 0.60		4.50 ± 0.56	1.5
10.5	2.60 ± 0.81		5.12 ± 0.68	1.5
11.0	3.00 ± 0.81		4.03 ± 0.44	1.9
11.5	7.43 ± 1.60	104 ± 41		4.6
12.0	6.17 ± 1.40		2.10 ± 0.87	1.5
12.5	0.43 ± 1.01		5.12 ± 0.87	6.9

συντονισμοί χαρακτήρα 1^- στα 3, 5.5, 8.5 και 11.5 MeV. Σε γενικές γραμμές τα σφάλματα των συντελεστών μίξης είναι μεγάλα, αν και η γενική ποιότητα της προσαρμογής είναι αρκετά καλή. Συνεπώς οι



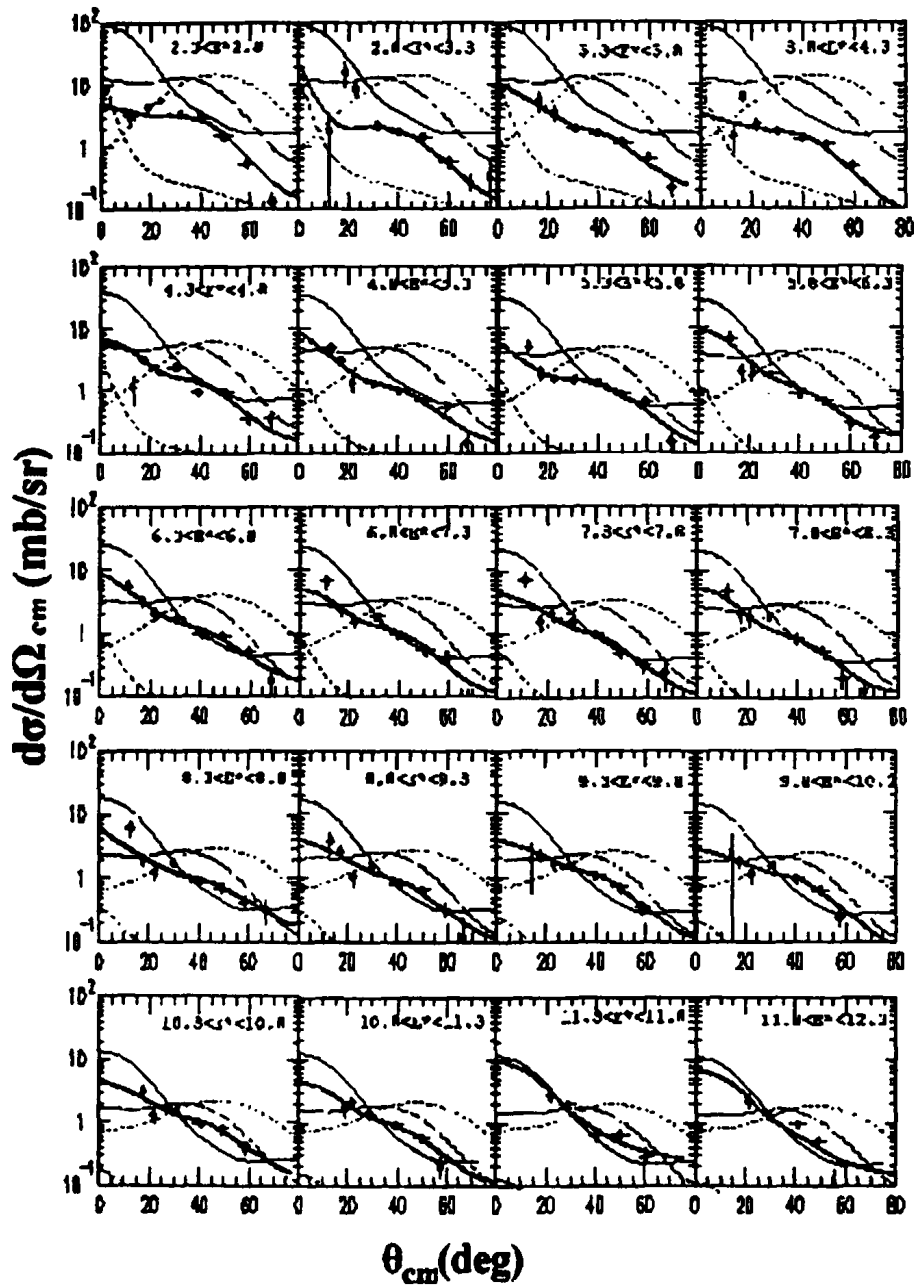
περισσότεροι από αυτούς του συντονισμούς δίνονται με κάποια επιφύλαξη, εκτός των συντονισμών στα 8.5 και στα 11.5 MeV όπου τα σφάλματα είναι μικρά. Ο συντονισμός στα 8.5 MeV οφείλεται αποκλειστικά σε διέγερση 1^- , ενώ στα 11.5 MeV, έχουμε μεγάλη συνεισφορά και από διέγερση χαρακτήρα 0^+ . Οι υψηλές εντάσεις αυτών των συντονισμών, πέραν του 100% του κανόνα άθροισης σε ορισμένες περιπτώσεις, υποδηλώνουν μια υψηλή συσσώρευση ηλεκτρικής διπολικής διέγερσης που πιθανόν να σχετίζεται με την ύπαρξη «μαλακών» διπολικών συντονισμών (Soft Dipole Mode).

Μέσα στο ανωτέρω πλαίσιο μπορούμε να επανεξετάσουμε τα φάσματα των σχημάτων 39, 40 και 41 του δεύτερου κεφαλαίου. Η πιθανολογούμενη κορυφή στα 4 MeV εμφανίζεται και εδώ προερχόμενη αποκλειστικά από διεγέρσεις χαρακτήρα 2^+ . Η ευρέως εκτεινόμενη κορυφή στα 7 και 8 MeV δημιουργείται από την υπέρθεση διεγέρσεων χαρακτήρα 0^+ και 2^+ , καθώς και από δύο οξείς συντονισμούς 1^- στα 5 και στα 8.5 MeV. Η παρατηρηθείσα ευρεία κορυφή στα 11 MeV προέρχεται από την υπέρθεση ενός ευρύ συντονισμού στα 10 MeV χαρακτήρα 0^+ και 2^+ , και από οξείς συντονισμούς στην περιοχή των 11.5 MeV, χαρακτήρων (1^- , 0^+). Ο οξύς συντονισμός στα 2.8 MeV φαίνεται, με κάποια επιφύλαξη λόγω του μεγάλου σφάλματος στο ποσοστό διέγερσης, να έχει χαρακτήρα 1^- . Σε αυτήν την περίπτωση πιθανόν να είναι ο συντονισμός που αναφέρει ο A. Cobis [Co98b] που προέρχεται από αλληλεπιδράσεις τελικών καταστάσεων (final states' interactions) ή ακόμα ο συντονισμός που αναφέρουν οι C. Forssén et al [Fo00]. Σε γενικές γραμμές δεν υπάρχει σαφής συμφωνία με τη θεωρία, αν και υπάρχουν ενδείξεις ως αναφορά στην εμφάνιση διεγέρσεων χαρακτήρων 1^- , 2^+ και 0^+ στην ενεργειακή περιοχή των 4 MeV, σύμφωνα με τις προβλέψεις των Ershov et al [Er97].

Όσον αφορά στα προηγούμενα πειραματικά ευρήματα, οι διεγέρσεις χαρακτήρα 1^- που αναφέρθηκαν στα 4 MeV [Na00], 5.6 MeV [Ja96], 6 MeV [Sa93] και 7.5 MeV [Br84, Be75] έχουν πιστοποιηθεί από την

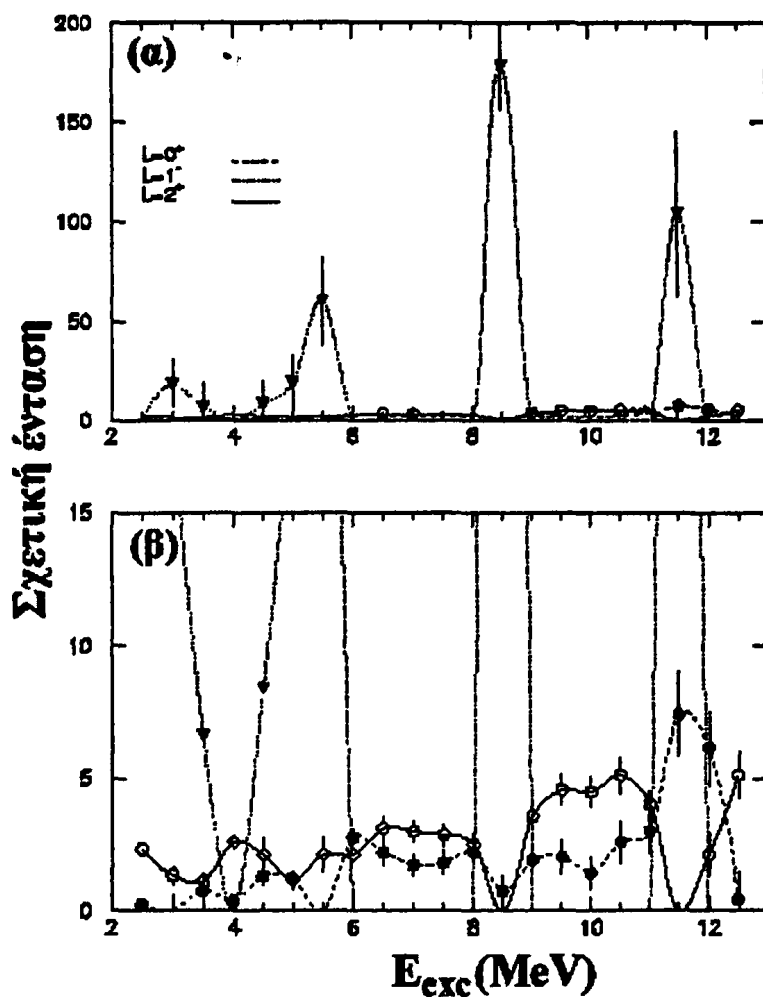
παρούσα εργασία, τουλάχιστον ως προς την ενέργεια τους, μέσα στο πειραματικό σφάλμα. Οι ενέργειες της παρούσης εργασίας δίνονται με μια αβεβαιότητα, τουλάχιστον 0.5 MeV, λόγω του ενεργειακού βήματος που χρησιμοποιήθηκε.





Σχήμα 53: Προσαρμογή των θεωρητικών υπολογισμών για διαφορετικές ομοτιμίες και spin. Η συνεχής έντονη γραμμή αναφέρεται στην καλύτερη προσαρμογή, ενώ η συνεχής, η διακεκομμένη, η εστιγμένη και η διακεκομμένη - εστιγμένη αναφέρονται σε διεγερμένες καταστάσεις με $L=0^+$, 1^- και 2^+ και ένταση 10% του κανόνα άθροισης (EWSR). Τα ενεργειακά διαστήματα αναφέρονται σε MeV στο κέντρο μάζας και αναγράφονται στα πάνω δεξιά τμήμα κάθε γραφήματος.





Σχήμα 54: Σχηματική αναπαράσταση των εντάσεων των διεγέρσεων για $L=0^+$ (συνεχής γραμμή), 1^- (εστιγμένη) και 2^+ (διακεκομμένη)



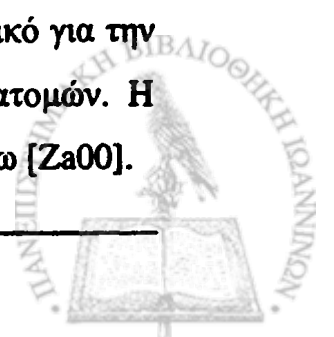
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Στην παρούσα εργασία, μελετήθηκε ο ραδιενεργός πυρήνας ${}^6\text{He}$ μέσω της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε αντίστροφη κινηματική. Η γωνιακή κατανομή της ελαστικής σκέδασης είχε ήδη μελετηθεί στο παρελθόν σε περιορισμένο εύρος γωνιών. Η επανάληψη της μέτρησης σε μεγαλύτερο εύρος γωνιών θεωρήθηκε σκόπιμη για τον προσδιορισμό της δομής ή όχι άλω του πυρήνα αυτού κάτι όμως που δεν επιτεύχθηκε. Δείξαμε ότι η ελαστική σκέδαση δεν είναι ευαίσθητη στην ανάδειξη τέτοιων δομών εκτός και αν πραγματοποιηθούν μετρήσεις της γωνιακής κατανομής πέραν των 80° . Εν τούτοις η μελέτη της ελαστικής σκέδασης βοήθησε στον προσδιορισμό του δυναμικού, ενώ η συμβατότητα των αποτελεσμάτων μας με ήδη υπάρχοντα αποτελέσματα στην βιβλιογραφία, σε μικρές γωνίες, πιστοποίησε την ορθότητα της ανάλυσης των δεδομένων. Εν συνεχεία, αναλύθηκαν τα δεδομένα της ανελαστικής σκέδασης με σκοπό τη μελέτη του ήδη γνωστού συντονισμού στα 1.797 MeV και την ανάδειξη νέων συντονισμών. Η μελέτη της γωνιακής κατανομής του επιπέδου στα 1.797 MeV επιτεύχθηκε για πρώτη φορά στο παρών πείραμα και έδωσε τη δυνατότητα της ανάδειξης δομής άλω για τον πυρήνα του ${}^6\text{He}$ και του προσδιορισμού μιας μέσης τιμής του ανηγμένου ρυθμού μετάπτωσης B(E2). Επιπλέον ανεδείχθησαν πολλοί νέοι συντονισμοί για τους οποίους έγινε προσπάθεια απόδοσης της ομοτιμίας και του spin τους.

Αναλυτικότερα, κατά την ανάλυση της ελαστικής σκέδασης και της σκέδασης από τη διεγερμένη κατάσταση στα 1.797 MeV, χρησιμοποιήθηκαν τόσο φαινομενολογικά όσο και μικροσκοπικά θεωρητικά πρότυπα. Τα μικροσκοπικά πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν (JLM και πρότυπο των φλοιών) αναπαράγουν τα πειραματικά

αποτελέσματα πολύ καλύτερα από ότι τα μακροσκοπικά πρότυπα με χρήση φαινομενολογικών δυναμικών (CH89 και B-G). Η συμπεριφορά αυτή ήταν αναμενόμενη αφού στα μικροσκοπικά πρότυπα οι πυκνότητες πρωτονίων και νετρονίων μπαίνουν αναλυτικά στον προσδιορισμό του δυναμικού ενώ στα φαινομενολογικά πρότυπα το δυναμικό προέρχεται από προσαρμογή σε σταθερούς πυρήνες και ως εκ τούτου δεν είναι και τα πλέον κατάλληλα για την περιγραφή εξωτικών πυρήνων όπως το ${}^6\text{He}$. Μεταξύ των δύο φαινομενολογικών προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν φαίνεται μια καλύτερη αναπαραγωγή των δεδομένων με χρήση του δυναμικού CH89 στην ελαστική σκέδαση, ενώ τα δεδομένα της ανελαστικής σκέδασης αναπαράγονται καλύτερα με χρήση του δυναμικού των B-G. Κανένα όμως από τα φαινομενολογικά πρότυπα δεν κατάφερε να αναπαράγει ικανοποιητικά συγχρόνως τα δεδομένα της ελαστικής και της ανελαστικής σκέδασης.

Οι θεωρητικοί υπολογισμοί με χρήση του μικροσκοπικού προτύπου JLM έδωσαν καλύτερα αποτελέσματα από ότι τα φαινομενολογικά, όχι όμως αρκετά ικανοποιητικά για να αναδείξουν λεπτές διαφορές μεταξύ δομής άλω ή δομής χωρίς άλω. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικοί τύποι πυκνοτήτων: α) πυκνότητες του προτύπου των φλοιών και β) πυκνότητες του προτύπου συσσωματωμάτων. Ελαφρώς καλύτερη προσαρμογή επετεύχθη χρησιμοποιώντας τις πυκνότητες του προτύπου των συσσωματωμάτων. Από τη μελέτη αυτή προκύπτει ότι τα αποτελέσματα στο πλαίσιο του προτύπου JLM παρουσιάζουν μια ελαφρά εξάρτηση ως προς την πυκνότητα και απαιτούν αναπροσαρμογή του πραγματικού και του φανταστικού δυναμικού με παράγοντες κανονικοποίησης οι οποίοι διαφέρουν αισθητά από τους αντίστοιχους του καθιερωμένου προτύπου JLM. Εν γένει, φαίνεται ότι πρέπει να ελαττωθεί το πραγματικό μέρος του δυναμικού και να αυξηθεί το φανταστικό για την ταυτόχρονη ερμηνεία και αποτελεσμάτων ολικών ενεργών διατομών. Η παρατήρηση αυτή είναι συμβατή με τη θεωρία για πυρήνες με άλω [Za00].



Τέλος, το πρότυπο των φλοιών έδωσε την καλύτερη αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων και ως εκ τούτου ήταν δυνατή η ανάδειξη της δομής του ${}^6\text{He}$. Για το σκοπό αυτό έγιναν δύο θεωρήσεις. Στην πρώτη το ${}^6\text{He}$ αντιμετωπίζεται ως πυρήνας με άλω ενώ στη δεύτερη ως πυρήνας χωρίς άλω. Από τα πειραματικά αποτελέσματα της ελαστικής σκέδασης δεν ήταν δυνατός ο διαχωρισμός μεταξύ της δομής με άλω και χωρίς γιατί η διαφοροποίηση των θεωρητικών υπολογισμών γίνεται αισθητή σε γωνίες μεγαλύτερες των 80° όπου δεν υπάρχουν όμως πειραματικά δεδομένα. Από την ανάλυση όμως της ανελαστικής σκέδασης, όπου οι δύο θεωρητικοί υπολογισμοί έχουν σαφώς διαφορετική συμπεριφορά σε γωνίες μεγαλύτερες των 50° υπάρχουν σοβαρές ενδείξεις ως προς την προτίμηση της δομής άλω.

Στη συνέχεια, έγινε προσπάθεια για την εξαγωγή της τιμής του ανηγμένου ρυθμού μετάπτωσης της καταστάσεως αυτής θεωρώντας ότι το μήκος της παραμόρφωσης Coulomb είναι ίσο με την πυρηνική παραμόρφωση. Η υπόθεση αυτή, που πιθανόν απέχει πολύ από την πραγματικότητα για πυρήνες με άλω, έδωσε όμως τη δυνατότητα προσδιορισμού μιας μέσης τιμής για το $B(E2)$ της πρώτης διεγερμένης κατάστασης του ${}^6\text{He}$. Για την εξαγωγή του ανηγμένου ρυθμού μετάπτωσης χρησιμοποιήθηκαν φαινομενολογικά και μικροσκοπικά πρότυπα. Τα φαινομενολογικά πρότυπα έδωσαν τιμή ίση με $4.7 \pm 1.0 e^2\text{fm}^4$ ενώ η τιμή από τη χρήση των μικροσκοπικών προτύπων βρέθηκε ίση με $5.6 \pm 1.7 e^2\text{fm}^4$. Οι τιμές αυτές σε σύγκριση με την αντίστοιχη τιμή $21.8 \pm 4.8 e^2\text{fm}^4$, [Ei69] της διεγερμένης κατάστασης 3^+ του ${}^6\text{Li}$, είναι εμφανώς μικρότερες. Μέσα στο πειραματικό σφάλμα οι τιμές της παρούσας μέτρησης είναι συμβατές μεταξύ τους, καθώς και με την ήδη υπάρχουσα τιμή στη βιβλιογραφία $3.2 \pm 0.6 e^2\text{fm}^4$, αν και στην παρούσα μέτρηση η τιμή φαίνεται να τείνει προς μεγαλύτερες παραμορφώσεις.

Θεωρώντας ότι η τιμή της βιβλιογραφία αναφέρεται στο μήκος παραμόρφωσης Coulomb έγινε, μέσω του μικροσκοπικού προτύπου JLM

και του φαινομενολογικού προτύπου με χρήση του δυναμικού $B - G$, ο προσδιορισμός του λόγου των στοιχείων των πινάκων μετάβασης νετρονίων και πρωτονίων M_n/M_p . Ο λόγος αυτός βρέθηκε ίσος με ~ 3.3 στην περίπτωση του προτύπου JLM και ~ 3 στην περίπτωση του φαινομενολογικού δυναμικού. Η τιμή αυτή διαφέρει αισθητά από την πρόβλεψη του συνήθους υδροδυναμικού προτύπου όπου $M_n/M_p = N/Z = 2$. Η απόκλιση αυτή υποδηλώνει ότι τα πρωτόνια και τα νετρόνια στον πυρήνα του ${}^6\text{He}$, κινούνται εκτός φάσης.

Η περαιτέρω ανάλυση της ανελαστικής σκέδασης ανέδειξε την ύπαρξη ενός υποβάθρου προερχόμενου από το συνεχές, πλούσιου σε συντονισμούς με αρκετό ενδιαφέρον για τη θεωρητική μελέτη της δομής και των ιδιοτήτων των πυρήνων με άλω. Η μελέτη των απλών φασμάτων της ενέργειας διέγερσης του ${}^6\text{He}$ καθώς και των διαφορικών ενεργειακών φασμάτων, ανέδειξε την πιθανή ύπαρξη τέτοιων συντονισμών σε ενέργειες 2.8, 4, 7, 8 και 11 MeV. Εν συνεχεία, έγινε μια προσπάθεια απόδοσης τιμών ομοτιμίας και spin σε αυτές τις καταστάσεις με τη μελέτη των γωνιακών κατανομών τους. Σε αυτό το σημείο πρέπει να σημειωθεί ότι η απόδοση αυτών των τιμών εξαρτάται από το θεωρητικό πρότυπο που χρησιμοποιείται κάθε φορά. Τα θεωρητικά πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα ανάλυση είναι φαινομενολογικά και προέρχονται από τη μελέτη σταθερών πυρήνων και όχι εξωτικών, συνεπώς τα παραγόμενα αποτελέσματα πρέπει να θεωρηθούν ως προκαταρκτικά. Η κορυφή στα 4 MeV προέρχεται αποκλειστικά από διεγέρσεις χαρακτήρα 2^+ . Οι κορυφές στα 7 και στα 8 MeV δημιουργούνται από την υπέρθεση διεγέρσεων χαρακτήρα 0^+ και 2^+ , καθώς και από δύο οξείς συντονισμούς 1^- στα 5 και στα 8.5 MeV. Η παρατηρηθείσα ευρεία κορυφή στα 11 MeV προέρχεται από την υπέρθεση ενός ευρέως συντονισμού στα 10 MeV χαρακτήρα 0^+ και 2^+ , και από οξείς συντονισμούς στην περιοχή των 11.5 MeV, χαρακτήρα ($1^-, 0^+$). Ο οξύς συντονισμός στα 2.8 MeV φαίνεται, με κάποια επιφύλαξη



λόγω του μεγάλου σφάλματος στο ποσοστό διέγερσης, να έχει χαρακτήρα 1^- . Σε αυτήν την περίπτωση πιθανόν να είναι ο συντονισμός που αναφέρει ο A. Cobis [Co98b] προερχόμενος από αλληλεπιδράσεις τελικών καταστάσεων (final states' interactions).

Σε γενικές γραμμές δεν υπάρχει σαφής συμφωνία με τη θεωρία, αν και υπάρχουν ενδείξεις όσον αφορά στην εμφάνιση διεγέρσεων χαρακτήρων 1^- , 2^+ και 0^+ στην ενεργειακή περιοχή των 4 MeV, σύμφωνα με τις προβλέψεις των Ershov et al. [Er97]. Η ανάλυση των πειραματικών αυτών δεδομένων με θεωρητικές προσεγγίσεις που περιγράφουν καλύτερα τους εξωτικούς πυρήνες αναμένεται να αποκαλύψουν σημαντικές πληροφορίες σχετικά με τη δομή του ${}^6\text{He}$ και γενικότερα των βορρομειακών πυρήνων. Όσον αφορά στα προηγούμενα πειραματικά ευρήματα, πιστοποιήθηκαν οι διεγέρσεις χαρακτήρα 1^- που έχουν αναφερθεί στα 4 MeV, 5.6 MeV, 6 MeV και 7.5 MeV, τουλάχιστον ως προς την ενέργεια τους, μέσα στο πειραματικό σφάλμα. Με την παρούσα μέθοδο ανάλυσης των διεγερμένων καταστάσεων του συνεχούς ήταν δυνατή η ταυτόχρονη ανάδειξη όλων των προηγούμενων συντονισμών και επιπλέον άλλων συντονισμών ξεχωριστά.

Κατά τη διάρκεια της ανάλυσης προέκυψαν προβλήματα τα οποία έδωσαν ιδέες για τη βελτίωση των αποτελεσμάτων. Όσον αφορά στην ελαστική σκέδαση, τα αποτελέσματα έδειξαν την αναγκαιότητα της επέκτασης της μέτρησης της γωνιακής κατανομής πέραν των 80° στο σύστημα κέντρου μάζας, αφού ως αυτήν τη γωνία δεν υπάρχει διαχωρισμός μεταξύ των θεωρητικών υπολογισμών των πυρήνων με και χωρίς άλω. Η επέκταση αυτή συνεπάγεται τη μείωση του κατωφλίου της ανιχνεύσιμης ενέργειας των πρωτονίων κάτω από τα 0.5 MeV. Ο περιορισμός αυτός στο παρόν πείραμα, ετέθη λόγω του τρόπου κατασκευής του ανιχνευτικού συστήματος MUST και του πάχους του χρησιμοποιούμενου στόχου. Για να γίνει εφικτή η ελάττωση αυτού του κατωφλίου, εκτός από την επιλογή ενός αρκετά λεπτού στόχου ώστε να αποφευχθούν τα σφάλματα λόγω της

γωνιακής απόκλισης, πρέπει να χρησιμοποιηθούν ανιχνευτές ημιαγωγών με πάχος «νεκρής ζώνης» μικρότερο από 500 Å. Εν γένει, από τους θεωρητικούς υπολογισμούς είναι εμφανές ότι είναι δύσκολος ο διαχωρισμός των δύο αυτών δομών, με ή χωρίς ήλιο, από τα δεδομένα της ελαστικής σκέδασης και κάποιος θα πρέπει οπωσδήποτε να προχωρήσει στη μελέτη της γωνιακής κατανομής των διεγερμένων καταστάσεων. Στην παρούσα περίπτωση η αναζήτηση των μη δέσμιων καταστάσεων του συνεχούς έγινε σε ενεργειακά βήματα των 500 keV. Ο διαχωρισμός αυτός κρίθηκε αναγκαίος λόγω της χαμηλής στατιστικής και της γωνιακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτικού συστήματος MUST. Η χαμηλή στατιστική μπορεί εύκολα να αποφευχθεί αυξάνοντας τη χρονική διάρκεια του πειράματος η οποία στο συγκεκριμένο πείραμα ήταν πολύ μικρή. Η γωνιακή διακριτική ικανότητα μπορεί να βελτιωθεί με την απομάκρυνση των ανιχνευτών από το στόχο, που έχει όμως σαν αποτέλεσμα την ταυτόχρονη μείωση της στερεάς γωνίας που καλύπτουν. Εξάλλου, βρέθηκε ότι για την καλύτερη μελέτη των μη δέσμιων καταστάσεων του συνεχούς είναι απαραίτητη η συλλογή δεδομένων σε ακόμα μικρότερες γωνίες του εργαστηριακού συστήματος αναφοράς. Κάτι τέτοιο μπορεί να επιτευχθεί εύκολα με την τοποθέτηση του ανιχνευτικού συστήματος MUST σε γωνίες μικρότερες των 45°. Χρησιμοποιώντας αυτές τις βελτιώσεις σε ένα μελλοντικό πείραμα είναι δυνατός ο ακριβέστερος προσδιορισμός της θέσης και του εύρους των διεγερμένων καταστάσεων του συνεχούς και η ανάδειξη ακόμα περισσότερων συντονισμών.

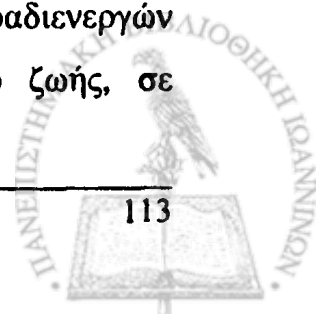


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

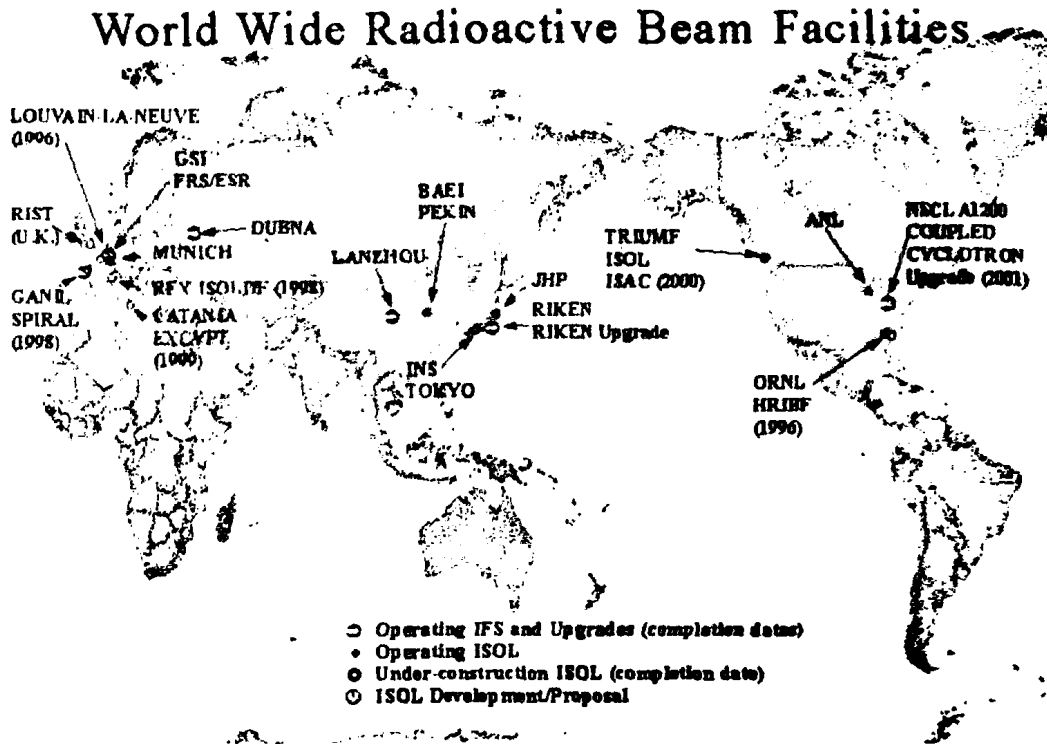
ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΔΕΣΜΩΝ

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή, η μελέτη των εξωτικών πυρήνων ανοίγει νέους δρόμους στην πυρηνική φυσική. Ο ασταθής χαρακτήρας αυτών των πυρήνων καθιστά αδύνατη τη χρήση τους σε αντιδράσεις με τη μορφή στόχου. Ο εναλλακτικός τρόπος μελέτης τους είναι η χρήση τους υπό τη μορφή βλήματος σε αντιδράσεις αντίστροφης κινηματικής.

Οι βασικές μέθοδοι για την παραγωγή πυρηνικών ραδιενεργών δεσμών είναι δύο. Η πρώτη ονομάζεται ISOL (Isotope Separation On Line) και η δεύτερη μέθοδος θρυμματισμού ή εν πτήση (In flight). Σε μία διάταξη τύπου ISOL, οι ραδιενεργοί πυρήνες παράγονται σε κατάσταση ηρεμίας μέσα σε ένα παχύ στόχο που βομβαρδίζεται με σωματίδια μιας πρωτογενούς πηγής ή δέσμης. Μετά τον ιονισμό και την επιλογή ενός συγκεκριμένου πυρήνα με τη βοήθεια ηλεκτρομαγνητικών συσκευών, οι παραγόμενοι πυρήνες επιταχύνονται. Στη μέθοδο θρυμματισμού, μια δέσμη βαρέων ιόντων σε υψηλή ενέργεια θρυμματίζεται καθώς διέρχεται από ένα λεπτό στόχο και τα προϊόντα της αντίδρασης, πολλά εκ των οποίων είναι ραδιενεργά, μεταφέρονται σε ένα δευτερεύοντα στόχο μετά την επιλογή της μάζας, του φορτίου και της ενέργειας τους. Επειδή οι πυρήνες της δευτερογενούς δέσμης παράγονται εν πτήση δεν χρειάζεται περαιτέρω επιτάχυνση τους. Η μέθοδος ISOL παράγει δέσμες υψηλής έντασης και ποιότητας, σε ενέργειες έως τα 25 MeV ανά νουκλεόνιο. Ο χρόνος ζωής των επιταχυνόμενων ραδιοϊσοτόπων περιορίζεται από το χρόνο εξαγωγής τους από το στόχο και το χρόνο μεταφοράς τους στην ιοντική πηγή. Οι διατάξεις θρυμματισμού είναι καλύτερες για την παραγωγή ραδιενεργών δεσμών, που αποτελούνται από πυρήνες με μικρό χρόνο ζωής, σε



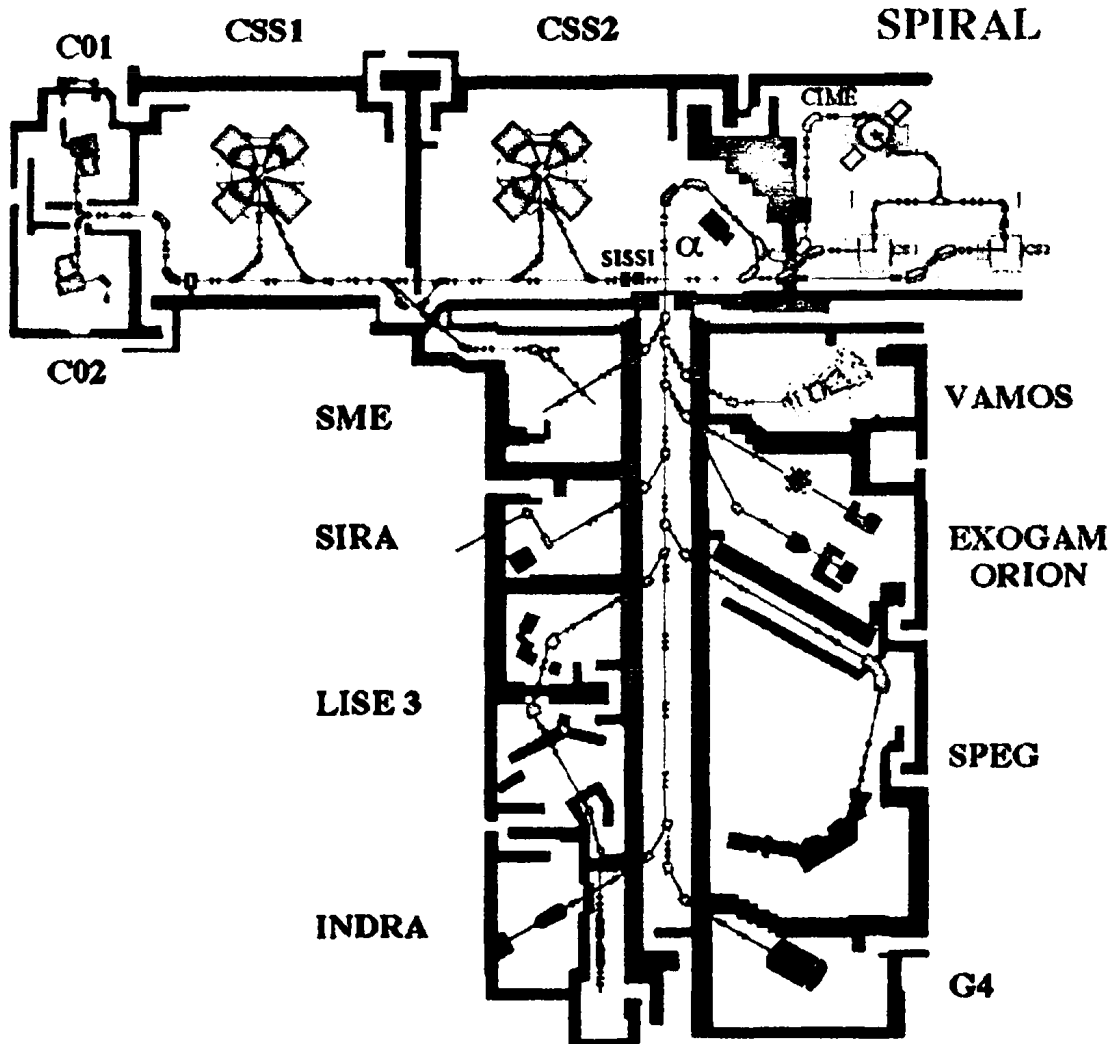
υψηλότερες ενέργειες (άνω των 50 MeV ανά νουκλεόνιο). Στο σχήμα Α.1 εμφανίζονται οι ανά τον κόσμο διατάξεις παραγωγής ραδιενεργών δεσμών.



Σχήμα Α.1: Εργαστήρια παραγωγής ραδιενεργών δεσμών στο κόσμο

Για τη μελέτη των εξωτικών πυρήνων στο *GANIL* - Γαλλία (Grand Accelérateur National d' Ions Lourds) (σχήμα Α.2), παράγονται δευτερογενείς δέσμες μέσω του θρυμματισμού μιας δέσμης σταθερών ιόντων σε ένα στόχο άνθρακα, πάχους μεταξύ 200 και 1000 mg/cm². Η πρωτογενής δέσμη παράγεται και στη συνέχεια επιταχύνεται μέσω δύο κυκλοτρονίων διαχωρισμένων τομέων CSS1 και CSS2 (Cyclotron à Secteurs Séparés). Ο στόχος παραγωγής της δευτερογενούς δέσμης βρίσκεται στην έξοδο του CSS2. Κατά τη διέλευση της πρωτογενούς δέσμης από το στόχο, ένα μέρος της αντιδρά με τους πυρήνες του στόχου και παράγει ένα σύνολο πυρήνων, ραδιενεργών ή σταθερών, εστιασμένων προς τα μπροστά, με ταχύτητες κοντά σε αυτή της πρωτογενούς δέσμης πριν το θρυμματισμό. Εξαιτίας του πάχους του στόχου παραγωγής, τα προϊόντα του θρυμματισμού παρουσιάζουν μεγάλη κατανομή γωνιών και

ενεργειών. Λόγω της απόδοσης (acceptance) της οπτικής γραμμής, ένα μεγάλο μέρος των παραγομένων πυρήνων δεν μπορεί να μεταφερθεί ως τις



Σχήμα Α.2: GANIL – επιταχυντής και πειραματικές περιοχές.

πειραματικές περιοχές. Για την ελάττωση αυτής της απώλειας και την αύξηση της έντασης της δευτερογενούς δέσμης, ο στόχος παραγωγής τοποθετείται στο κέντρο της διάταξης SISSI (Source d' Ions Secondaires à Supraconducteurs Intense) [Mi90]. Η διάταξη SISSI αποτελείται από δύο υπεραγωγίμα σωληνοειδή. Το πρώτο σωληνοειδές επιτρέπει την υψηλή εστίαση της πρωτογενούς δέσμης πάνω στο στόχο παραγωγής, ενώ το δεύτερο εστιάζει τα προϊόντα της αντίδρασης. Μετά την έξοδο από τη SISSI, τα προϊόντα μεταφέρονται στο φασματόμετρο α , στο οποίο γίνεται η

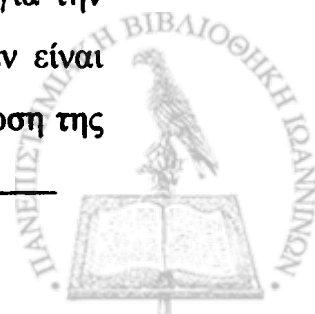
επιλογή των πυρήνων που θα αποτελέσουν τη δευτερογενή δέσμη με τη βοήθεια ενός αχρωματικού· εξασθενιτή (achromatic degrader). Ο εξασθενιτής είναι τοποθετημένος μεταξύ των δύο μαγνητών του φασματομέτρου και αποτελείται από ένα στόχο μεταβλητού πάχους που επιτρέπει την επιλογή πυρήνων μέσω της απώλειας ενέργειας [Αη87]. Η διέλευση των προϊόντων από το δεύτερο αυτό στόχο δημιουργεί μια νέα απόκλιση ως προς τη γωνία και την ενέργεια, γεγονός που δημιουργεί στη δευτερογενή δέσμη οπτικές ιδιότητες πολύ διαφορετικές από αυτές της πρωτογενούς δέσμης.

Μία από τις παραμέτρους που επιτρέπει την εκτίμηση των οπτικών ιδιοτήτων μιας δέσμης είναι η ροή εκπομπής (emittance). Η ροή της δέσμης ορίζεται ως το γινόμενο της οριζόντιας διάστασης x της δέσμης επί το γωνιακό της άνοιγμα θ , όπου το θ ορίζεται ως η γωνία μεταξύ του οριζόντιου επιπέδου και της διεύθυνσης της δέσμης:

$$\varepsilon = x \cdot \theta \quad (\text{A.1})$$

Η ποσότητα αυτή, σύμφωνα με το θεώρημα του Liouville, διατηρείται κατά τη μεταφορά της δέσμης μέσω των διαφόρων οπτικών στοιχείων. Στην περίπτωση μιας πρωτογενούς δέσμης, το ε είναι της τάξης του 1 έως $2\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Συνήθως, για τη βελτίωση της γωνιακής διακριτικής ικανότητας της δέσμης, η πυκνότητα ροής μειώνεται στα $0.1\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ με τη βοήθεια σχισμών που βρίσκονται στην πορεία της δέσμης. Σε πειράματα, λοιπόν, με πρωτογενείς δέσμες η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης πάνω στο στόχο της αντίδρασης μπορεί να αγνοηθεί κατά τον υπολογισμό της γωνίας σκέδασης.

Στην περίπτωση των δευτερογενών δεσμών, οι εντάσεις τους, οι οποίες είναι μικρές σε σύγκριση με αυτές των πρωτογενών δεσμών, πρέπει να μεγιστοποιηθούν. Ο μόνος περιορισμός για το ε , που στην προκειμένη περίπτωση παίρνει τιμές από 60 έως και $100\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, τίθεται μόνο από την απόδοση της οπτικής γραμμής. Η μείωση της ροής εκπομπής για την καλύτερευση της γωνιακής διακριτικής ικανότητας της δέσμης δεν είναι εφικτή σε αυτή την περίπτωση γιατί συνεπάγεται τη δραματική μείωση της



έντασης της δέσμης. Συνεπώς, η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο της αντίδρασης, η οποία σε αυτή την περίπτωση είναι μερικές μοίρες, πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά τον υπολογισμό της γωνίας σκέδασης.

Ο τρόπος παραγωγής, μέσω θρυμματισμού μιας σταθερής δέσμης, καθορίζει και τις χρονικές ιδιότητες της δευτερογενούς δέσμης. Εξαιτίας της διασποράς στην ενέργεια των ιόντων, η χρονική διάρκεια των πακέτων των παραγομένων σωματιδίων της δέσμης είναι σημαντική, της τάξης των 10 ns. Αν χρησιμοποιηθεί το σήμα από την υψηλή συχνότητα του κυκλοτρονίου CSS2 ως χρονικό σήμα αναφοράς, όπως γίνεται συχνά με τις σταθερές δέσμες, ο χρόνος άφιξης του υπό εξέταση πυρήνα στο στόχο της αντίδρασης είναι ασαφής. Συνακόλουθα, στην περίπτωση των δευτερογενών δεσμών η χρήση της μεθόδου χρόνου πτήσης, όπου ως σήμα έναρξης (Start) στη μονάδα μετατροπής χρονικού σήματος σε αναλογικό (TAC) χρησιμοποιείται το σήμα υψηλής συχνότητας, δεν είναι το πλέον κατάλληλο.

Στο παρόν πείραμα, η ραδιενεργός δέσμη του ${}^6\text{He}$ με ενέργεια 40.9 MeV ανά νουκλεόνιο, παρήχθη με τον θρυμματισμό μιας πρωτογενούς δέσμης ${}^{13}\text{C}$ με ενέργεια 75 MeV ανά νουκλεόνιο σε στόχο άνθρακα, πάχους 8.45 mm, ο οποίος ήταν τοποθετημένος στη διάταξη SISSI. Ως εξασθεניתς χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος αλουμινίου, πάχους 0.99 mm, τοποθετημένος μεταξύ των διόλων του φασματομέτρου α . Η ένταση της παραγόμενης δέσμης του ${}^6\text{He}$, ήταν 10^5 πυρήνες ανά δευτερόλεπτο, ενώ η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο της αντίδρασης έφτανε μέχρι την 1° .

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΟΥ ΠΕΙΡΑΜΑΤΟΣ

Εισαγωγή

Ο σκοπός της παρούσας προσομοίωσης είναι η εξακρίβωση της σωστής λειτουργίας της μεθόδου που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών των γωνιακών κατανομών καθώς και η καλύτερη σχεδίαση μελλοντικών πειραμάτων με την ίδια πειραματική διάταξη. Η προσομοίωση έχει στηριχτεί στην μέθοδο Monte Carlo, και ξεκινάει πάντα με μια ιδανική περίπτωση (ισοτροπική γωνιακή κατανομή, σημειακή δέσμη κ.τ.λ.) και καταλήγει σε πιο ρεαλιστικές καταστάσεις. Στην έξοδο του προγράμματος προσδιορίζεται η γωνία σκέδασης θ , η θέση πρόσκρουσης των ελαφρών σωματιδίων στον ανιχνευτή MUST και η ενέργεια των σκεδαζομένων πρωτονίων. Για την καλύτερη κατανόηση της ύλης το παρόν παράρτημα έχει χωριστεί σε διαφορετικές θεματικές ενότητες. Σε κάθε ενότητα δίνεται και το αντίστοιχο κομμάτι του κώδικα που χρησιμοποιήθηκε γραμμένο σε ANSI Fortran 77.

Αναλυτικότερα, η προσομοίωση ξεκινάει με την παραγωγή τυχαίων αριθμών (Ενότητα Β.1) και συνεχίζει με τον υπολογισμό της γωνίας σκέδασης των πρωτονίων όπως αυτή προκύπτει από μια δεδομένη γωνιακή κατανομή (Ενότητα Β.2). Για τον προσδιορισμό της ενέργειας και του σημείου πρόσκρουσης των πρωτονίων στον ανιχνευτή, η προσομοίωση ξεκινάει με την ανάπλαση του προφίλ της δέσμης πάνω στο στόχο για σημειακή δέσμη, δέσμη με κυκλική διατομή και για μια «πραγματική» διατομή (Ενότητα Β.3) και συνεχίζει με τον υπολογισμό της απώλειας ενέργειας καθώς και της γωνιακής απόκλιση των πρωτονίων μέσα στο στόχο (Ενότητα Β.4). Η προσομοίωση τελειώνει με την εύρεση του

σημείου πρόσκρουσης των πρωτονίων στον ανιχνευτή και τον υπολογισμό της ενέργειας με την οποία ανιχνεύονται (Ενότητα Β.5). Τα στοιχεία αυτά της προσομοίωσης τροφοδοτούνται στο πρόγραμμα ανάλυσης και υπολογίζονται οι γωνιακές κατανομές. Η συμβατότητα των τιμών αυτών με τις αρχικές τιμές των γωνιακών κατανομών που τροφοδότησαν την προσομοίωση, είναι ένας έλεγχος για την ορθότητα ή μη της μεθόδου.

B.1 Παραγωγή τυχαίων αριθμών

Κατ' αρχήν είναι χρήσιμο να περιγραφεί ο τρόπος παραγωγής των τυχαίων αριθμών.

```
Integer time, a
a=time()-906117700
r3 = ran(a)
r4 = ran(a)
```

Η συνάρτηση *time()* επιστρέφει στο πρόγραμμα τα δευτερόλεπτα που υπολείπονται από το έτος 2000. Αφαιρώντας ένα μεγάλο ακέραιο αριθμό δημιουργείται η μεταβλητή *a* που θα χρησιμοποιηθεί ως όρισμα της συνάρτησης *ran()*. Με αυτόν τον τρόπο, κάθε φορά που εκτελείται το πρόγραμμα, δημιουργείται μια διαφορετική σειρά τυχαίων αριθμών μεταξύ του 0 και του 1.

B.2 Γωνιακή κατανομή

B.2.1. Ισοτροπική κατανομή

Η ευκολότερη γωνιακή κατανομή που μπορεί να θεωρηθεί είναι η ισοτροπική. Υποθέτοντας δύο τυχαίους αριθμούς *r1* και *r2* μπορούμε να γράψουμε:

```
th = acosd(2*r1-1)      / theta from 0 to 180 degrees
fi = 360.*r2           / phi from 0 to 360 degrees
```



Αλλάζοντας το όρισμα της συνάρτησης $\text{acosd}()$ και το συντελεστή του r_2 είναι δυνατή η αλλαγή του εύρους των γωνιών θ και φ . Η διεύθυνση του σωματιδίου μετά την αντίδραση στο στόχο δίνεται από τον ακόλουθο κώδικα:

$$\begin{aligned} X_{\text{part}} &= X_{\text{cible}} + \text{sind}(\theta) * \text{cosd}(\varphi) \\ Y_{\text{part}} &= Y_{\text{cible}} + \text{sind}(\theta) * \text{sind}(\varphi) \\ Z_{\text{part}} &= Z_{\text{cible}} + \text{cosd}(\theta) \end{aligned}$$

B.2.2. «Πραγματική» κατανομή

Στην περίπτωση μιας πραγματικής κατανομής, δηλαδή μιας κατανομής που π.χ. προκύπτει από θεωρητικούς υπολογισμούς βάσει ενός μακροσκοπικού προτύπου, η διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι πιο πολύπλοκη.

Προκειμένου να παραχθούν τυχαίοι αριθμοί που να υπακούουν σε αυτήν τη γωνιακή κατανομή έγινε χρήση της «Μεθόδου απόρριψης του Von Neumann». Η μέθοδος αυτή έχει ως εξής:

Έστω μία συνάρτηση $f(x)$, ορισμένη στο διάστημα $[a,b]$, άνω φραγμένη $f(x) \leq M$ και δύο τυχαίοι αριθμοί r_1, r_2 :

- εάν ισχύει $r_2 \cdot f(r_1) \leq M$ τότε το σημείο (r_1, r_2) βρίσκεται εντός της επιλεγμένης γωνιακής κατανομής
- διαφορετικά το σημείο αυτό απορρίπτεται και η διαδικασία επαναλαμβάνεται

Για μια αργά μεταβαλλόμενη συνάρτηση το M μπορεί να θεωρηθεί σταθερό. Αλλά στην περίπτωση των γωνιακών κατανομών, οι οποίες μεταβάλλονται ταχέως καθώς αυξάνεται η γωνία σκέδασης, ακολουθήθηκε η εξής διαδικασία για τη μείωση του υπολογιστικού χρόνου. Αντί για ένα σταθερό M επιλέχθηκε ένα M που μεταβάλλεται εκθετικά ως προς τη γωνία. Η όλη διαδικασία συνοψίζεται στα ακόλουθα βήματα:

1. Το αρχείο `hebrp_calc.dat` περιέχει τη διαφορική ενεργό διατομή και τις αντίστοιχες γωνίες σκέδασης στο σύστημα κέντρου μάζας. Το αρχείο

αυτό έχει παραχθεί με τη βοήθεια κωδικών υπολογισμού συζευγμένων καναλιών. Οι τιμές αυτές αποθηκεύονται στις μεταβλητές *thteta* και *thse*

```

open(unit=10,file='he6pp_calc.dat',status='old')
nth=0
do i=1,1000
    read(10,*,err=2) thteta(i),thse(i)
    thteta(i) = nint((180-thteta(i))*100/100.
    nth = nth + 1
enddo
2 continue

```

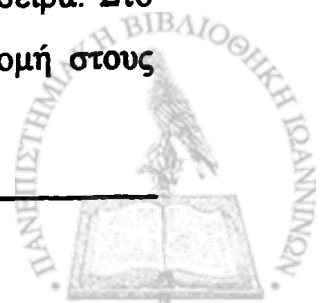
2. Από ένα αρχείο σχετικιστικής κινηματικής της αντίδρασης έχουμε την αντιστοιχία μεταξύ των γωνιών σκέδασης στο σύστημα κέντρου μάζας και στο σύστημα του εργαστηρίου, καθώς και την Ιακωβιανή που είναι απαραίτητη για τη μετατροπή της διαφορικής ενεργού διατομής από το ένα σύστημα στο άλλο. Η διαδικασία ξεκινάει με την ανάγνωση των απαιτητών μεταβλητών από το αρχείο της κινηματικής *jacob.dat*

```

open(unit=10,file='jacob.dat',status='old')
n = 0
do i=1,10000
    read(10,*,err=2)cinth(i),cincm(i),cien(i),rien,cjac(i)
    cinth(i) = nint(cinth(i)*100)/100.
    cincm(i) = int(cincm(i)*10)/10.
    n = n + 1
enddo
continue
close(10)

```

Στη συνέχεια γίνεται η μετατροπή από το ένα σύστημα αναφοράς στο άλλο και η ταξινόμηση των γωνιών σκέδασης σε φθίνουσα σειρά. Στο τέλος αποθηκεύεται η γωνία και η διαφορική ενεργός διατομή στους πίνακες *theta* και *thse*.



```

do j=1,nth
  do i=1,n
    if(cincm(i).eq.thteta(j)) then
      tempin(j,1) = cinth(i)
      tempin(j,2) = thse(j)/cjac(i)
      goto 5
    enddo
  enddo
5
call sort(nth,tempin,tempout)
do i=1,nth
  thteta(i) = tempout(i,1)
  thse(i) = tempout(i,2)
enddo

subroutine sort(nout,a,b)
dimension a(1000,2),b(1000,2)
n=nout
j=1
kkk=0
5
continue
kk=0
amax=a(1,j)
kkk=kkk+1
do i=1,n
  if(a(i,j).gt.amax) then
    continue
  else
    amax=a(i,j)
    l=i
  endif
enddo

do jj=1,2
  b(kkk,jj)=a(l,jj)
enddo
do i=1,n
  if(i.ne.1) then
    kk=kk+1
    do jj=1,2
      a(kk,jj) = a(i,jj)
    enddo
  endif
enddo
if (kk.ne.0) then
  n=n-1
  goto 5
endif
return
end

```

3. Ακολουθώς, προσδιορίζεται το γωνιακό εύρος στο οποίο θέλουμε να βρούμε τη γωνιακή κατανομή και εντοπίζεται η θέση των δύο αυτών γωνιών στους προηγούμενους πίνακες

```

tetamin=40.      !minimum theta
tetamax=90.     !maximum theta

do i=1,nth-1
    if((tetamin.ge.thteta(i)).and.(tetamin.lt.thteta(i+1)))
        imin=i
    if((tetamax.ge.thteta(i)).and.(tetamax.lt.thteta(i+1)))
        imax=i
    enddo
step = thteta(2) - thteta(1)
thsemax = thse(imin) + (thse(imin+1)-thse(imin))*
&         (tetamin-thteta(imin))/step

```

4. Στη συνέχεια, γίνεται εύρεση της μέγιστης τιμής της ενεργού διατομής και της αντίστοιχης γωνίας. Ο λόγος γι' αυτήν την επιλογή είναι ότι η εκθετική κατανομή μέσα από την οποία θα επιλεγθούν οι τυχαίοι αριθμοί δεν πρέπει να τέμνει τη γωνιακή κατανομή που έχει επιλεγθεί

```

thtetamax = tetamin
do i=imin,imax
    if(thse(i).lt.thsemax) then
        thsemax = thse(i)
        thtetamax = thteta(i)
    endif
enddo

```

5. Το επόμενο βήμα είναι η εύρεση της κλίσης της εκθετικής κατανομής

```

almax=-10E6
do i=1,nth
    al =log(thse(i)/thsemax)/(thteta(i)-thtetamax)
    if(al.gt.almax) almax = al
enddo

```

6. Έπειτα, επιλέγεται ένα τυχαίο σημείο στην εκθετική κατανομή χρησιμοποιώντας την κλίση και τα όρια που έχουν προσδιοριστεί ήδη στα βήματα (3) και (5). Η διαδικασία αυτή γίνεται μέσω της συνάρτησης *uf_exp*

```

teta = uf_exp(almax,tetamin,tetamax)
FUNCTION UF_EXP(R1,R2,R3)
DOUBLE PRECISION RP,UF_EXP,P2,P3
common/randus/a
IF (R1.EQ.0.) then
    UF_EXP = ran(a)*(R2-R3)+R3
    RETURN
ENDIF
P2 = EXP(R2*R1)
P3 = EXP(R3*R1)
UF_EXP = 0.
55 RP = ran(a)*(P3-P2)+P2
if(rp.le.0 .or. r1.eq.0.) then
write(*,*)"pb exp: rp,r1",rp,r1
stop
endif
UF_EXP = LOG(RP)/R1
IF (UF_EXP.lt.R2-.1 .OR. UF_EXP .GT. R3+.1) then
    stop
endif
return
end

```

7. Για την *teta* που υπολογίστηκε από το βήμα (6) υπολογίζεται η αντίστοιχη ενεργός διατομή. Αν η *teta* δεν είναι μια ακριβής γωνία του πίνακα *theta* (βήμα 2), γίνεται μια παρεμβολή σημείων μεταξύ των δύο πλησιέστερων γωνιών σε αυτή (interpolation). Τελικά, η μεταβλητή *thseit* είναι η «πιθανή» τιμή της διαφορικής ενεργού διατομής.

```

do ii=imin,imax-1
    if((teta.ge.thteta(ii)).and.(teta.le.thteta(ii+1))) then
        thintse=thsemax*ran(a)*exp(almax*(teta-
thtetamax))
        thseit=thse(ii)+(thse(ii+1)-thse(ii))*
& (teta-thteta(ii))/(thteta(ii+1)-thteta(ii))
    endif
enddo

```

8. Το τελευταίο βήμα είναι η σύγκριση της τιμής *thseit* με την διαφορική ενεργό διατομή *thse* γωνιακή κατανομή από το αρχείο *hθpp_calc.dat*. Αν η τιμή *thseit* είναι μεγαλύτερη από την πραγματική υπολογίζεται μια άλλη γωνία από το βήμα (6) και η διαδικασία επαναλαμβάνεται. Διαφορετικά αποθηκεύεται στη μεταβλητή *th* και συνεχίζεται η ροή του προγράμματος.

```

if (thintse.gt.thseit) then
    goto 800                ! back at the beginning
else
    th = sngl(teta)
endif

```

B.3 Ανάπλαση δέσμης

B.3.1 Δέσμη σημειακού προφίλ

Στην απλούστερη αυτή περίπτωση, όπου η δέσμη είναι σημειακή και κάθετη στον στόχο, αρκεί η χρήση ενός μόνο σημείου πάνω στο στόχο, από το οποίο στη συνέχεια θεωρούμε τυχαίες τροχιές για τα σκεδαζόμενα σωματίδια. Η χρήση αυτής της ιδεατής δέσμης έχει ως σκοπό τον έλεγχο των υπολοίπων ενοτήτων της προσομοίωσης.

B.3.2 Δέσμη με κυκλική διατομή

Μια πιο ρεαλιστική περίπτωση είναι αυτή της δέσμης με κυκλική διατομή. Για τον ορισμό του σημείου πρόσκρουσης της δέσμης στον στόχο καθώς και της κλίσης της δέσμης είναι αναγκαία η ύπαρξη δύο σημείων: ενός πάνω στο στόχο και ενός πριν από αυτόν. Ο ανιχνευτής CATS 1 επιλέχθηκε ως σημείο αναφοράς του σημείου πριν το στόχο. Για μια κυκλικής διατομής δέσμη με κέντρο το (0,0) και ακτίνα 10 mm μπορούμε να γράψουμε:



```

Xrad = 20.*r3-10.
Yrad = 20.*r4-10.
cir = (xrad**2)+(yrad**2)
if (cir.gt.100.) goto 63          ! exit
    Xcible = xrad
    Ycible = yrad
    Zcible = -Ycible

```

Σε αυτήν την περίπτωση έχει γίνει η επιπλέον θεώρηση ότι ο στόχος είναι κεκλιμένος στις 45° ως προς τον άξονα X. Στην περίπτωση που η δέσμη προσπίπτει υπό κλίση στο στόχο αρκεί να αλλαχθούν οι αρχικές τιμές των παραμέτρων Xc1, Yc1.

B.3.3 Δέσμη με «πραγματική» διατομή

Η περίπτωση της δέσμης με κυκλική διατομή, απέχει αρκετά από την πραγματικότητα στην περίπτωση των ραδιενεργών δεσμών. Για την προσέγγιση, λοιπόν, μιας τέτοιας δέσμης, θεωρήθηκε προτιμότερο να χρησιμοποιηθεί το προφίλ της δέσμης πάνω στο στόχο, όπως αυτό προκύπτει από το πραγματικό πείραμα. Σε ένα αρχείο που παράγεται από το προφίλ της πραγματικής δέσμης, αποθηκεύονται οι τέσσερις παράμετροι που χρειάζονται για την ανάπλαση: Xc1, Yc1, Xcible και Ycible (η μεταβλητή Zc1 είναι σταθερή, ενώ Zcible = -Ycible). Ο ακόλουθος αλγόριθμος διαβάζει αυτές τις παραμέτρους και δημιουργεί τον επιθυμητό αριθμό των γεγονότων.

```

open(unit=10,file='fais.sim',status='old')
nfais = 0
do i=1,1000000
    read(10,*,err=2) (xcat(i,j),j=1,2),(xtar(i,j),j=1,2)
    nfais = nfais + 1
enddo
2 continue
close(10)

```

```

do i=1,50*nfais      ! 50 times the true events
  k = i - int((i-1)/nfais)*nfais
  Xcible = xtar(k,1)
  Ycible = ytar(k,2)
  Zcible = -Ycible
  Xc1 = xcat(k,1)
  Yc1 = ycat(k,2)
  Zc1 = -1555. + 14.8
enddo

```

B.4 Στόχος

Από τη γωνιακή κατανομή (παρ. Β.2) υπολογίζεται η πολική γωνία σκέδασης θ (μεταβλητή th) των πρωτονίων από το ${}^6\text{He}$ ενώ για την αζιμουθιακή γωνία φ θεωρούμε μια ισοτροπική κατανομή. Στη συνέχεια, το σκεδαζόμενο πρωτόνιο διανύει κάποια απόσταση μέσα στο στόχο που έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της ενέργειας του και μια απόκλιση από την αρχική γωνία σκέδασης. Για την προσομοίωση των δύο αυτών διαδικασιών, πρέπει να ξεκινήσει κανείς από την εύρεση της γωνίας σκέδασης.

B.4.1 Γωνία σκέδασης

Έχοντας ήδη ορίσει τις γωνίες θ και φ , η εύρεση των τριών συντεταγμένων του σκεδαζόμενου πρωτονίου έχει ως εξής:

$$\begin{aligned}
 X_{part} &= X_{cible} + \text{sind}(th) * \text{cosd}(fi) \\
 Y_{part} &= Y_{cible} + \text{sind}(th) * \text{sind}(fi) \\
 Z_{part} &= Z_{cible} + \text{cosd}(fi)
 \end{aligned}$$

και παίρνοντας το εξωτερικό γινόμενο αυτού του διανύσματος και του διανύσματος που ορίζεται από το CATS1 και το στόχο, υπολογίζεται η γωνία σκέδασης ω



```

temp1 = (Xpart-Xcible)*(Xcible-Xc1)+(Ypart-Ycible)*(Ycible-Yc1)
&      +(Zpart-Zcible)*(Zcible-Zc1)
temp2 = (Xpart-Xcible)**2 + (Ypart-Ycible)**2 + (Zpart-Zcible)**2
temp3 = (Xcible-Xc1)**2 + (Ycible-Yc1)**2 + (Zcible-Zc1)**2
omega = acosd( temp1 / sqrt(temp2*temp3) )

```

B.4.2 Απώλεια της ενέργειας

Άλλο ένα σημείο της προσομοίωσης είναι ο υπολογισμός της ελάττωσης της ενέργειας των πρωτονίων εξαιτίας του πάχους του στόχου. Για τον υπολογισμό αυτό, γίνεται χρήση ενός αρχείου σχετικιστικής κινηματικής όπως υπολογίζεται από το πρόγραμμα CIRE. Για μια δεδομένη γωνία (στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς) όπως αυτή υπολογίστηκε στην παράγραφο B.4.1, αναζητείται στο αρχείο η αντίστοιχη ενέργεια μέσω της υπορουτίνας *tetoen*.

Έπειτα, από τη γωνία σκέδασης, από το πάχος και το υλικό του στόχου υπολογίζεται η διαδρομή που διέτρεξε το σωματίδιο μέσα στο στόχο.

```

call tetoen(omega,enersc)

subroutine tetoen(teta,ener)
common/cine/n,cinth(9000),cincm(9000),cien(9000),cse(9000)
ener=0.
teta = nint(teta*100)/100.
do j=1,n
    if((cinth(j).eq.teta)) then
        ener = cien(j)
    endif
enddo
return
end

```

Χρησιμοποιώντας μια υπορουτίνα υπολογισμού της ισχύος ανάσχεσης, μετράται η απώλεια ενέργειας των πρωτονίων στο στόχο. Τέλος, υπολογίζεται η μεταβλητή *ener* η οποία είναι η εναπομείνουσα ενέργεια του σωματιδίου που ανιχνεύεται. Αν η εναπομείνουσα ενέργεια

είναι μικρότερη από το κατώφλι ανίχνευσης (0.4 MeV) το συγκεκριμένο γεγονός απορρίπτεται.

```

xbord = 0.
ybord = 1.
zbord = 1.
temp1 = (xint-Xcible)*xbord+(yint-Ycible)*
&      ybord+(zint-Zcible)*zbord
temp2 = xbord**2 + ybord**2 + zbord**2
temp3 = (xint-Xcible)**2 + (yint-Ycible)**2 + (zint-Zcible)**2
dcible = 1.34                                ! thickness of the target
ang = temp1/sqrt(temp2*temp3)
distparc = dcible/(2*ang*0.0896)
enped = dfloat(enersc)
call pedraki(distparc,enped,deltaeP)
deltae = sngl(deltaeP)
ener = enersc - deltae
if (ener.le.0.4) goto 63                                ! exit

```

B.4.3 Γωνιακή απόκλιση (Angular straggling)

Όσον αφορά στη γωνιακή απόκλιση χρησιμοποιήθηκε η ακόλουθη διαδικασία. Από τα πειραματικά δεδομένα μετρήθηκε η διασπορά σ της γωνίας σκέδασης για κάθε ενέργεια των πρωτονίων. Στη συνέχεια, έγινε μια πολυωνυμική προσαρμογή των διασπορών σ ως συνάρτηση της ενέργειας. Συνεπώς, σε κάθε πρωτόνιο ενέργειας *ener* και γωνίας *omega* αντιστοιχήθηκε μια γωνιακή διασπορά (συνάρτηση *angstrag*).

Τέλος, ανάλογα με την ενέργεια του κάθε πρωτονίου, επιλέχθηκε ένα τυχαίο σημείο μέσα σε μια κανονική κατανομή με κέντρο την γωνία *omega* και διασπορά σ (συνάρτηση *angdis*). Το τυχαίο αυτό σημείο είναι η νέα γωνία σκέδασης.



```

sigmaas = angstrag(ener)
omeganew = angdis(omega,sigmaas)

function angstrag(x)
if(x.le.16.7) then
angstrag=2.0201-0.46903*x+0.060249*(x**2)-0.0023563*(x**3)
else
    angstrag=0.
endif
return
end

function angdis(amean,sigma)
common/randomize/a
api = 2*asin(1.)
x = ran(a)
y = ran(a)
angdis = amean+sigma*sqrt(-2*log(y))*cos(2*api*x)
return
end

```

B.4.4 Ενεργειακή απόκλιση (Energy straggling)

Στην περίπτωση του παρόντος πειράματος αποδείχτηκε ότι η απόκλιση της ενέργειας είναι αμελητέα μπροστά στην απόκλιση της γωνίας, οπότε δεν λήφθηκε υπόψη.

B.5 Ανίχνευση

B.5.1 Τροχιά του πρωτονίου

Έχοντας ήδη ορίσει τις τρεις συντεταγμένες του σκεδαζομένου σωματιδίου (παρ B.4.1) πρέπει να οριστεί η ευθεία της τροχιάς του πρωτονίου, με σκοπό την εύρεση του σημείου τομής της με το στόχο και συνεπώς το σημείο ανίχνευσης. Η ευθεία στις τρεις διαστάσεις δίνεται από τις εξισώσεις:



$$\begin{aligned} y &= m \cdot x + q \\ z &= n \cdot x + p \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Στο πρόγραμμα το σημείο της τομής βρίσκεται ως εξής:

$$\begin{aligned} am &= (Ycible - Ypart) / (Xcible - Xpart) \\ aq &= Ycible - Xcible * am \\ an &= (Zcible - Zpart) / (Xcible - Xpart) \\ ap &= Zcible - Xcible * an \end{aligned}$$

B.5.2 Σφαιρικός ανιχνευτής

Εξαιτίας της γεωμετρίας του χώρου, οι επίπεδοι ανιχνευτές εμφανίζουν προβλήματα στον υπολογισμό της γωνίας σκέδασης στις άκρες τους, κάτι που δεν συμβαίνει στην περίπτωση των σφαιρικών. Κατ' αρχάς, λοιπόν, προς αποφυγή των παραπάνω προβλημάτων, χρησιμοποιήθηκε ένας ιδανικός ανιχνευτής – σφαιρικός με σκοπό τον έλεγχο των υπολοίπων τμημάτων της προσομοίωσης.

Στην περίπτωση που το κέντρο του στόχου και του σφαιρικού ανιχνευτή συμπίπτουν, για τον προσδιορισμό της επιφάνειας του ανιχνευτή αρκεί να τεθούν πάνω και κάτω όρια στις γωνίες θ και φ .

```
if((th.gt.69).and.(th.lt.86).and.(fi.gt.65).and.(fi.lt.89)) then
```

Στην περίπτωση ενός σφαιρικού ανιχνευτή τοποθετημένου σε τυχαίο σημείο στο χώρο, η ανάλυση γίνεται πιο πολύπλοκη. Πρέπει πρώτα να υπολογισθούν οι καρτεσιανές συντεταγμένες της μικρότερης και της μεγαλύτερης γωνίας που καλύπτει, έτσι ώστε να μπορεί να τοποθετηθεί στον καρτεσιανό χώρο. Στη συνέχεια, ακολουθεί η εύρεση του σημείου τομής της τροχιάς του σωματιδίου με τον σφαιρικό ανιχνευτή.

Η εξίσωση που δίνει το σημείο τομής μιας ευθείας που ορίζεται από δύο σημεία και μιας σφαίρας είναι:



$$\begin{aligned} X_{\text{int}} &= X_1 + u \cdot (X_2 - X_1) \\ Y_{\text{int}} &= Y_1 + u \cdot (Y_2 - Y_1) \\ Z_{\text{int}} &= Z_1 + u \cdot (Z_2 - Z_1) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

όπου το u ορίζεται από την λύση της εξίσωσης $a \cdot u^2 + b \cdot u + c = 0$ όπου:

$$\begin{aligned} a &= (X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 + (Z_2 - Z_1)^2 \\ b &= 2 \cdot ((X_2 - X_1) \cdot X_1 + (Y_2 - Y_1) \cdot Y_1 + (Z_2 - Z_1) \cdot Z_1) \\ c &= X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2 - \rho^2 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Από την επίλυση της εξίσωσης (B.3) μπορεί να μην προκύψουν λύσεις για το u (δεν υπάρχει σημείο τομής), να προκύψει μία λύση (η εφαπτόμενη στην σφαίρα) ή δύο λύσεις (δύο αντιδιαμετρικά σημεία). Από αυτές τις δύο λύσεις απορρίπτεται το σημείο τομής που βρίσκεται πίσω από τον στόχο.

```

alpha = (xpart-xcible)**2+(ypart-ycible)**2+(zpart-zcible)**2
beta=2*((xpart-xcible)*xcible+(ypart-ycible)*ycible
&      +(zpart-zcible)*zcible)
ci = xcible**2+ycible**2+zcible**2-r**2

Diakr=beta**2-4*alpha*ci
if(Diakr.lt.0) goto 63      !exit
u1=(-beta+sqrt(diakr))/(2*alpha)
u2=(-beta-sqrt(diakr))/(2*alpha)

xint1 = xcible + u1*(Xpart-Xcible)
yint1 = ycible + u1*(Ypart-Ycible)
zint1 = zcible + u1*(Zpart-Zcible)

xint2 = xcible + u2*(Xpart-Xcible)
yint2 = ycible + u2*(Ypart-Ycible)
zint2 = zcible + u2*(Zpart-Zcible)

if(zint1.gt.zcible) then
  zint = zint1
  yint = yint1
  xint = xint1
elseif(zint2.gt.zcible) then
  zint = zint2
  yint = yint2
  xint = xint2

else
  goto 63      !exit

endif

```

Στο τέλος γίνεται έλεγχος για το αν το σημείο τομής βρίσκεται εντός των ορίων του ανιχνευτή και είτε γίνεται δεκτό είτε απορρίπτεται.

```

Xmin = 2.44398
Xmax = 63.2383
Ymin = 126.917
Ymax = 149.612
Zmin = 10.46347
Zmax = 53.7552
if((xint.ge.xmin).and.(xint.le.xmax).and.(yint.ge.ymin)
& .and.(yint.le.ymax).and.(zint.ge.zmin).and.(zint.le.zmax)) then

```

B.5.3 Επίπεδος ανιχνευτής

Στην περίπτωση των επίπεδων ανιχνευτών MUST η ιδέα παραμένει η ίδια αλλά αλλάζει η γεωμετρία. Ένα επίπεδο στις τρεις διαστάσεις δίνεται από την εξίσωση:

$$A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D = 0 \quad (B.4)$$

Για τον προσδιορισμό των συντελεστών A,B,C και D είναι απαραίτητη η γνώση τριών σημείων του κάθε ανιχνευτή, τα οποία μπορούν να βρεθούν από τη γεωμετρική διάταξη του πειράματος. Στη συνέχεια πρέπει να λυθεί η εξίσωση:

$$\begin{vmatrix} x - a_1 & y - b_1 & z - c_1 \\ x - a_2 & y - b_2 & z - c_2 \\ x - a_3 & y - b_3 & z - c_3 \end{vmatrix} = 0 \quad (B.5)$$

έτσι ώστε να προσδιορισθεί η εξίσωση του επιπέδου στον χώρο. Οι παρακάτω γραμμές του κώδικα προσδιορίζουν τις εξισώσεις δύο επιπέδων για δύο ανιχνευτές MUST.

```

call plan(idet,apl,bpl,cpl,dpl)

subroutine plan(idet,a,b,c,d)
dimension x(3,2),y(3,2),z(3,2)

data x/-123.756,-79.6537,-123.756,
      -60.9967,-2.34955,-60.9967/
data y/105.1848,143.318,84.2802,
      152.371,164.262,131.663/
data z/-24.9138,-10.7399,31.3268,
      -7.89660,-3.52401,48.4166/

A=y(2,idet)*z(3,idet)+y(1,idet)*z(2,idet)+y(3,idet)*z(1,idet)
& -y(2,idet)*z(1,idet)-y(3,idet)*z(2,idet)-y(1,idet)*z(3,idet)
B=x(1,idet)*z(3,idet)+x(3,idet)*z(2,idet)+x(2,idet)*z(1,idet)
& -x(2,idet)*z(3,idet)-x(3,idet)*z(1,idet)-x(1,idet)*z(2,idet)
C=x(1,idet)*y(2,idet)+x(3,idet)*y(1,idet)+x(2,idet)*y(3,idet)
& -y(2,idet)*x(3,idet)-y(3,idet)*x(1,idet)-y(1,idet)*x(2,idet)
D= x(1,idet)*y(3,idet)*z(2,idet)+x(3,idet)*y(2,idet)*z(1,idet)
& +x(2,idet)*y(1,idet)*z(3,idet)-x(1,idet)*y(2,idet)*z(3,idet)
& -y(1,idet)*x(3,idet)*z(2,idet)-y(3,idet)*x(2,idet)*z(1,idet)

return
end

```

Έλεται η επίλυση του συστήματος των δύο εξισώσεων που θα μας οδηγήσει στην εύρεση του σημείου τομής της τροχιάς του σωματιδίου και του ανιχνευτή. Το σημείο αυτό δίνεται από τις εξισώσεις:

$$\begin{aligned}
 x_{int} &= \frac{-D - q \cdot B - p \cdot C}{A + m \cdot B + n \cdot C} \\
 y_{int} &= \frac{n \cdot q \cdot C - m \cdot D + q \cdot A - m \cdot p \cdot C}{A + m \cdot B + n \cdot C}, \\
 z_{int} &= \frac{m \cdot p \cdot B - n \cdot D + p \cdot A - n \cdot q \cdot B}{A + m \cdot B + n \cdot C}
 \end{aligned}
 \tag{B.6}$$

που μεταφράζονται σε:

```

det = apl+am*bpl+an*cpl
if(det.eq.0) goto 63      ! exit
xint = (-dpl-aq*bpl-ap*cpl)/det
yint = (-am*ap*cpl+apl*aq-am*dpl+an*aq*cpl)/det
zint = (apl*ap-an*aq*bpl+am*ap*bpl-an*dpl)/det

```

Το τελευταίο σημείο της προσομοίωσης είναι ο έλεγχος για το αν το σημείο βρίσκεται εντός ή εκτός των ορίων του ανιχνευτή (1 έως ± 60 mm για τον άξονα των y και -30 έως 30 mm για τον άξονα των x . Τα πρόσημα εξαρτώνται από τον υπό εξέταση ανιχνευτή) που βρίσκεται στο επίπεδο της εξίσωσης (B.4).

```

      if(idet.le.4) then
        xmumin = -30
        xmumax = 30
        ymumin = 1
        ymumax = 60
      else
        xmumin = -30
        xmumax = 30
        ymumin = -60
        ymumax = 0
      endif

      tempA = cosd(ang1(idet))
      tempB = sind(ang1(idet))

      yrot = yint*tempA-zint*tempB/(tempa**2+tempb**2)
      Znew=yint*tempB+zint*tempA/(tempa**2+tempb**2)

      tempA = cosd(ang2(idet))
      tempB = sind(ang2(idet))

      xrot = xint*tempA-Znew*tempB/(tempa**2+tempb**2)
      zrot = xint*tempB+Znew*tempA/(tempa**2+tempb**2)

      if((xrot.ge.xmumin).and.(xrot.le.xmumax).and.
&      (yrot.ge.ymumin).and.(yrot.le.ymumax)) then

```



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

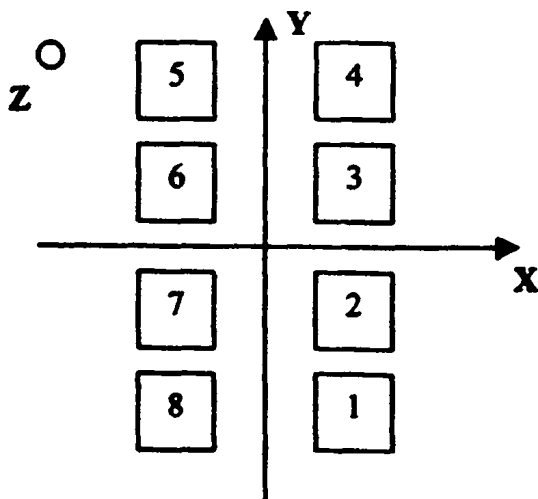
ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΤΟΥ MUST

Εισαγωγή

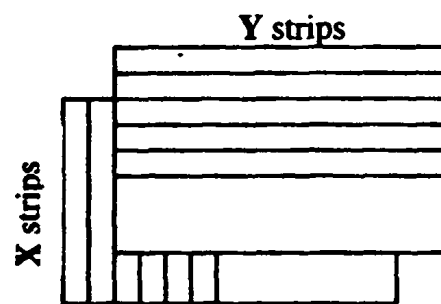
Στο παράρτημα αυτό θα αναπτυχθεί η γεωμετρία του ανιχνευτικού συστήματος MUST, που χρησιμοποιήθηκε τόσο για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, όσο και για τον αλγόριθμο της προσομοίωσης που αναπτύχθηκε στο προηγούμενο παράρτημα.

Γ.1 Σύστημα αξόνων

Στο σχήμα Γ.1 εικονίζεται η αρίθμηση των οκτώ ανιχνευτών MUST, καθώς και το αρχικό σύστημα συντεταγμένων, ενώ στο σχήμα Γ.2 απεικονίζεται η διάταξη των λωρίδων X και Y του κάθε ανιχνευτή.

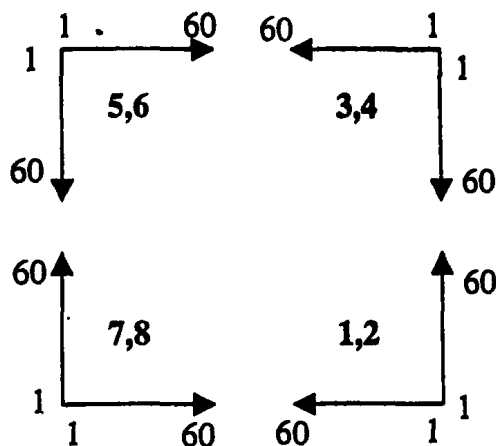


Σχήμα Γ.1: Αρίθμηση των ανιχνευτών



Σχήμα Γ.2: Διάταξη των λωρίδων του κάθε ανιχνευτή

Κατ' αρχήν η αρχή των αξόνων (σχήμα Γ.3) είναι διαφορετική για κάθε ανιχνευτή MUST



Σχήμα Γ.3: Σύστημα συντεταγμένων των οκτώ ανιχνευτών

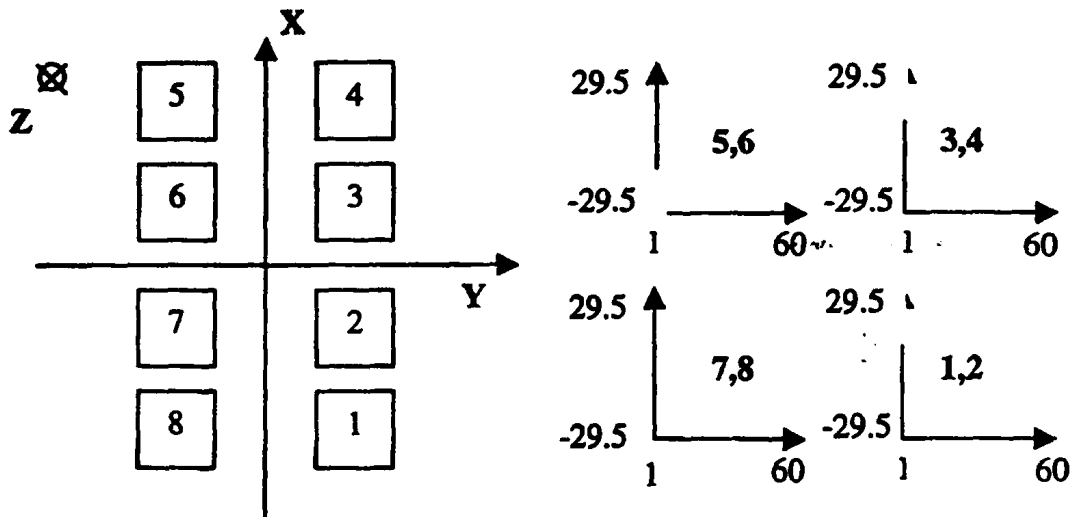
Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις:

$$\begin{aligned} x \det &= x - 30.5 \\ y \det &= y - 30.5 \end{aligned} \quad (\Gamma.1)$$

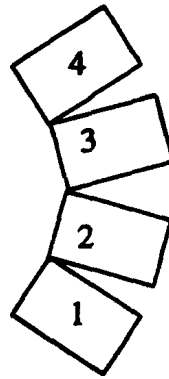
τοποθετούμε την αρχή των αξόνων στο μέσο του κάθε ανιχνευτή. Με σκοπό την χρήση ενός κοινού συστήματος αναφοράς για όλους τους ανιχνευτές χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω τύποι:

1 και 2	$y_{\text{must}} = 30 - x_{\text{det}}$	5 και 6	$y_{\text{must}} = x_{\text{det}} - 30$
	$x_{\text{must}} = y_{\text{det}}$		$x_{\text{must}} = -y_{\text{det}}$
3 και 4	$y_{\text{must}} = 30 - x_{\text{det}}$	7 και 8	$y_{\text{must}} = x_{\text{det}} - 30$
	$x_{\text{must}} = -y_{\text{det}}$		$x_{\text{must}} = y_{\text{det}}$

Συγχρόνως αλλάζουμε τον άξονα X σε Y και Y σε X ώστε να έχουμε ένα δεξιόστροφο σύστημα αξόνων. Μετά από αυτούς τους μετασχηματισμούς η γεωμετρία του προβλήματος έχει μετασχηματισθεί σε αυτήν του σχήματος Γ.4. Επειδή οι ανιχνευτές MUST, όπως φαίνεται και από τη φωτογραφία του σχήματος 9 βρίσκονται σε μια κοίλη επιφάνεια (σχήμα Γ.5) και όχι σε μια επίπεδη, ακολούθησαν περιστροφές έτσι ώστε οι ανιχνευτές να τοποθετηθούν στη σωστή θέση στο χώρο.



Σχήμα Γ.4: Νέο σύστημα συντεταγμένων μετά τους μετασχηματισμούς της Εξ. Γ.1



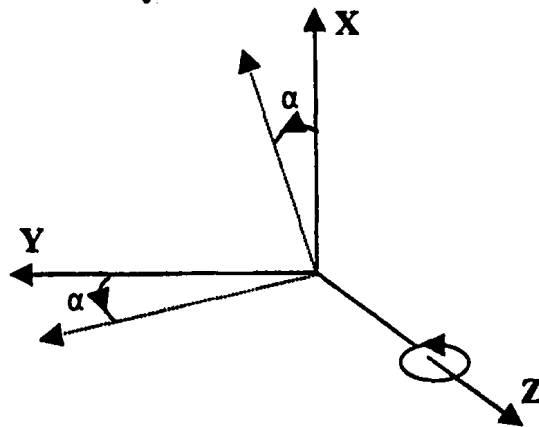
Σχήμα Γ.5: Διάταξη μιας στήλης των ανιχνευτών του MUST στο χώρο

Γ.2 ΠΕΡΙΣΤΡΟΦΕΣ

Εν γένει για μία θετική περιστροφή γύρω από τον άξονα των z ($x \rightarrow y$, $y \rightarrow z$ και $z \rightarrow x$ με την φορά των δεικτών του ρολογιού) (σχήμα Γ.6) ισχύουν οι ακόλουθοι τύποι:

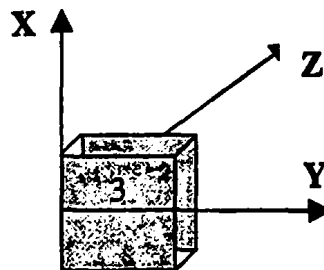
$$\begin{aligned}x' &= x \cos \alpha + y \sin \alpha \\y' &= -x \sin \alpha + y \cos \alpha\end{aligned}$$

(Γ.2)



Σχήμα Γ.6: Περιστροφή γύρω από τον άξονα z

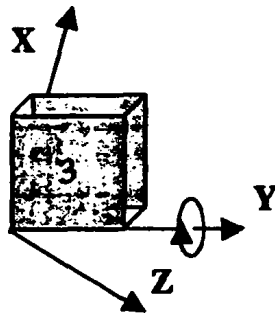
Ξεκινώντας την διαδικασία των περιστροφών ο κάθε ανιχνευτής είναι τοποθετημένος σε σχέση με τους άξονες ως εξής: οι λωρίδες X βρίσκονται οι μισές πάνω από το επίπεδο XZ και οι άλλες μισές κάτω από αυτόν, ενώ οι λωρίδες Y βρίσκονται όλες δεξιά του επιπέδου XZ (σχήμα Γ.7).



Σχήμα Γ.7: Αρχική θέση του ανιχνευτή 3

Ακολούθως, το σύστημα περιστρέφεται γύρω από τον άξονα των Y κατά μια γωνία φ και γύρω από τον άξονα των X κατά μια γωνία θ . Στην πρώτη περιστροφή αλλάζοντας τη γωνία φ οι ανιχνευτές 1,2,7 και 8 τοποθετούνται πάνω από το επίπεδο YZ. Αλλάζοντας το πρόσημο της γωνίας φ τοποθετούμε τους ανιχνευτές 3,4,5 και 6 κάτω από το επίπεδο YZ (σχήμα Γ.8), π.χ. για τον ανιχνευτή 3 το $x \rightarrow z$ επομένως το φ πρέπει να είναι αρνητικό.





Σχήμα Γ.8: Νέα θέση του ανιχνευτή 3 μετά την περιστροφή γύρω από τον άξονα y

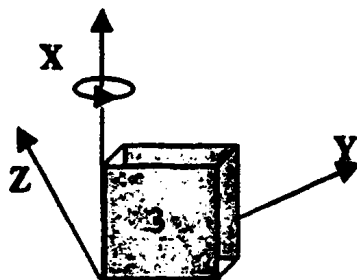
Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζοντας τις εξισώσεις (Γ.2) παίρνουμε τις εξισώσεις (Γ.3)

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \phi - z \sin \phi \\ z' &= x \sin \phi + z \cos \phi \end{aligned} \quad (\Gamma.3)$$

όπου η γωνία ϕ για τον κάθε ανιχνευτή εμφανίζεται στον πίνακα Γ.1.

Υποθέτοντας ότι αρχικά οι δύο στήλες των ανιχνευτών βρίσκονται κάθετα στη δέσμη ($\theta=0^\circ$), με τη δεύτερη περιστροφή (Εξ. Γ.4) οι ανιχνευτές τοποθετούνται σε γωνία θ (σχήμα Γ.9). π.χ. για τον ανιχνευτή 3 το $y \rightarrow z$, η γωνία θ πρέπει να είναι θετική.

$$\begin{aligned} y' &= y \cos \theta + z' \sin \theta \\ z'' &= -y \sin \theta + z' \cos \theta \end{aligned} \quad (\Gamma.4)$$



Σχήμα Γ.9: Νέα θέση του ανιχνευτή 3 μετά την περιστροφή γύρω από τον άξονα x

Στον πίνακα Γ.1 συνοψίζονται τα πρόσημα των γωνιών θ και ϕ .

Πίνακας Γ.1

Οι γωνίες θ και φ για κάθε ανιχνευτή

Ανιχνευτής	1	2	3	4	5	6	7	8
θ (deg)	+88.1	+68.1	+68.1	+68.1	+45.1	+45.1	+45.0	+45.0
φ (deg)	+31.2	+0.7	-0.8	-31.2	-31.3	-0.8	+0.7	+31.2



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [Aj88] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **490**, (1988) 1
- [Al82] Y. Alhasid, M. Gai and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. Lett.* **49**, (1982) 1482
- [Al96] N. Alamanos and P. Roussel-Chomaz, *Ann. Phys. Fr.* **21** (1996) 601
- [Al99] N. Alamanos, A. Pakou, A. Lagoyannis, A. Musumarra, *Nucl. Phys. A* **660** (1999) 406
- [Al00] N. Alamanos, Private communication
- [Ale00] D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, V.Z. Goldberg, A. Grünschloß, M. Hellström, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, K. Markenroth, M. Meister, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfützner, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, H. Simon, M.H. Smedberg, J. Stroth, A. Surowiec, O. Tengblad, M.V. Zhukov, *Nucl. Phys. A* **669** (2000) 51
- [An87] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, J.C. Jacmart and M. Langevin, *Nucl. Instr. and Meth. A* **257** (1987) 215
- [Ar99] K. Arai, Y. Suzuki, and R. G. Lovas, *Phys. Rev. C* **59**(1999) 1432 and Private communication
- [Au99] T. Aumann, D. Aleksandrov, L. Axelsson, T. Baumann, M. J. G. Borge, L. V. Chulkov, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, V. Z. Goldberg, M. Golovkov, A. Grünschloß, M. Hellström, K. Hencken, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, A. A. Korshenninikov, J. V. Kratz, G. Kraus, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfützner, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, H. Simon, M. H. Smedberg, M. Steiner, J. Stroth, A. Surowiec, T. Suzuki, O. Tengblad and M. V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **59** (1999) 1252
- [Ba66] Yu A. Batusov, S.A. Bunyatov, V.M. Sidorov and V.A. Varba, *Phys. Lett.* **22** (1966) 487
- [Ba94] D.P. Balamuth, K.A. Griffioen, J E. Bush, K.R. Pohl, D.O. Handzy, A. Aguirre, B.M. Sherrill, J.S. Winfield, D.J. Morrissey, and M. Thoennesen , *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 2355
- [Be69] F.D. Becchetti and E. W. Greenlees, *Phys. Rev.* **182** (1969) 1190
- [Be75] L.B. Berman and S. C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 713



- [Be79] A.M. Bernstein, V.R. Brown and V. A. Madsen, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 425
- [Be88] C. Bertulani and G. Baur, *Nucl. Phys. A* **480**, (1988) 615
- [Bj36] T. Bjerge and K. J. Broström, *Nature* **138** (1936) 400
- [Bl99] Y. Blumenfeld, F. Auger, J.E. Sauvestre, F. Maréchal, S. Ottini, N. Alamanos, A. Barbier, D. Beaumel, B. Bonnereau, D. Charlet, J.F. Clavelin, P. Courtat, P. Delbourgo-Salvador, R. Douet, M. Engrand, T. Ethvignot, A. Gillibert, E. Khan, V. Lapoux, A. Lagoyannis, L. Lavergne, S. Lebon, P. Lelong, A. Lesage, V. Le Ven, I. Lhenry, J.M. Martin, A. Musumarra, S. Pita, L. Petizon, E. Pollacco, J. Pouthas, A. Richard, D. Rougier, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, C. Soulet, J.S. Stutzmann, T. Suomijärvi, M. Szmigiel, P. Volkov and G. Voltolini, *Nucl. Instr. and Meth. A* **421** (1999) 471
- [Br78] F.A. Brieva and J.R. Rook, *Nucl. Phys. A* **307** (1978) 493
- [Br79] A. Breskin, R. Chechik and N. Zwing, *Nucl. Instr. and Methods* **165** (1979) 125
- [Br82] A. Breskin, *Nucl. Instr. and Methods* **196** (1982) 11
- [Br84] F P. Brady, G.A. Needham, J.L. Ullmann, C.M. Castaneda, T.D. Ford, N.S.P. King, J.L. Romero, M.L. Webb, V.R. Brown and C.H. Poppe, *Journal of Phys. G* **10** (1984) 363
- [Co96] M.D. Cortina – Gil, P. Roussel – Chomaz, N. Alamanos, J. Barrette, W. Mittig, F. Auger, Y. Blumenfeld, J.M. Casandjian, M. Chartier, V. Fekou – Youmbi, B. Fernandez, N. Frascaria, A. Gillibert, H. Laurent, A. Lépine – Szily, N.A. Orr, V. Pascalon, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, T. Suomijärvi, *Phys. Lett. B* **371** (1996) 14
- [Co98a] M.D. Cortina – Gil, A. Pakou, N. Alamanos, W. Mittig, P. Roussel – Chomaz, F. Auger, J. Barrette, Y. Blumenfeld, J.M. Casandjian, M. Chartier, F. Dietrich, V. Fekou – Youmbi, B. Fernandez, N. Frascaria, A. Gillibert, H. Laurent, A. Lepine – Szily, N. Orr, V. Pascalon, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, T. Suomijärvi, *Nucl. Phys. A* **641** (1998) 263
- [Co98b] A. Cobis, D. V. Fedorov and A. S. Jensen, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 1403
- [Cs94] A. Csótó, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 3035
- [Cs95] A. Csótó, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 2809
- [Da97] B.V. Danilin, T. Rogde, S.N. Ershov, H. Heiberg-Andersen, J.S. Vaagen, I.J. Thompson and M.V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **55** (1997), R577
- [Do98] J. Dobaczewski and Witold Nazarewicz, *Phil. Trans. R. Proc. Lond. A* **356** (1998), 2007
- [Ei69] F. Eigenbrod, *Z. Phys.* **228** (1969), 337
- [En81] I. Endo, T. Kawamoto, Y. Mizuno, T. Ohsugi, T. Taniguchi and T. Takeshita, *Nucl. Instr. and Meth.* **188** (1981), 51



- [Er97] S.N. Ershov, T. Rogde, B.V. Danilin, J.S. Vaagen I.J. Thompson, F.A. Gareev, *Phys. Rev. C* **56** (1997), 1483
- [Fo00] C. Forssén, B. Jonson and M. V. Zhukov, *Nucl. Phys. A* **673** (2000), 143
- [Fu84] S. Funada, H. Kameyama, Y. Sakuragi, *Nucl. Phys. A* **575** (1984), 93
- [Ha87] P.G. Hansen and B. Jonson, *Europhys. Lett.* **4** (1987), 409
- [Ha95] A.C. Hayes and S. Sterbenz, *Phys. Rev. C* **52** (1995), 2807
- [Ja96] J. Jänecke, T. Annakkage, G.P.A. Berg, B.A. Brown, J.A. Brown, G. Crawley, S. Danczyk, M. Fujiwara, D.J. Mercer, K. Pham, D.A. Roberts, J. Stasko, J.S. Winfield, and G. H. Yoo, *Phys. Rev. C* **54** (1996), 1070
- [Je76] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rep.* **25** (1976) 83
- [Je77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev. C* **16** (1977) 80
- [Ka97] S. Karataglidis, P.G. Hansen, B.A. Brown, K. Amos and P.J. Dortmans, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 1447
- [Ka00a] S. Karataglidis, Private communication
- [Ka00b] S. Karataglidis, P.J. Dortmans, K. Amos and C. Bennhold, *Phys. Rev. C* **61** (2000) 024319
- [Ke80] J. Kemmer, *Nucl. Inst. and Meth.* **169** (1980) 499
- [Ko89] T. Kobayashi, S. Shimoura, I. Tanihata, K. Katori, K. Matsuta, T. Minamisono, K. Sugimoto, W. Müller, D.L. Olson, T.J.M. Symons and H. Wieman, *Phys. Lett. B* **232** (1989) 51
- [Ko92] T. Kobayashi, *Nucl. Phys. A* **538** (1992) 343c
- [Ko97] A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, C.A. Bertulani, O.V. Bochkarev, S. Fukuda, T. Kobayashi, S. Momota, B.G. Novatskii, A.A. Ogloblin, A. Ozawa, V. Pribora, I. Tanihata and K. Yoshida, *Nucl. Phys. A* **616**, (1997) 189c
- [Kr91] A. Krasznahorkay, J. Bacelar, J.A. Bordewijk, S. Brandenburg, A. Buda, G. van't Hof, M.A. Hofstee, S. Kato, T.D. Poelheken, S.Y. van der Werf, A. van der Woude, M.N. Harakeh, N. Kalantar-Nayestanaki, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1287
- [La95] K. Lau, J. Pyrlík, *Nucl. Inst. and Meth. A* **366** (1995) 298
- [La01] A. Lagoyannis, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, E.C. Pollacco, A. Pakou, Y. Blumenfeld, F. Braga, M. La Commara, A. Drouart, G. Fioni, A. Gillibert, E. Khan, V. Lapoux, W. Mittig, S. Ottini – Hustache, D. Pierroutsakou, M. Romoli, P. Roussel – Chomaz, M. Sandoli, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida and T. Suomijärvi, *Phys. Lett. B* **518** (2001) 27
- [La02] A. Lagoyannis, F. Auger, A. Pakou, N. Alamanos, A. Musumarra, E.C. Pollacco, Y. Blumenfeld, F. Braga, M. La Commara, A. Drouart, G. Fioni, A. Gillibert, E. Khan, V. Lapoux, W. Mittig, S. Ottini – Hustache, D. Pierroutsakou, M. Romoli, P. Roussel – Chomaz, M. Sandoli, D.

- Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida and T. Suomijärvi, To appear in *World Scientific* (2002)
- [Me83] S. Mellema, R.W. Finlay, F.S. Dietrich, F. Petrovich, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 2267
- [Mi90] W. Mittig, *Nucl. Phys. News* **1** (1990) 30
- [Mo92] C.B. Moon, M. Fujimaki, S. Hirenzaki, M. Inabe, K. Katori, J.C. Kim, Y.K. Kim, T. Kobayashi, T. Kubo, H. Kumagai, S. Shimoura, T. Suzuki and I. Tanihata, *Phys. Lett. B* **297** (1992) 39
- [Na00a] S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, T. Inomata, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka, and H. Toyokawa, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 262
- [Na00b] T. Nakamura, T. Aumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B.A. Brown, J. Caggiano, R. Clement, T. Glasmacher, P.A. Lofy, A. Navin, B.V. Pritychenko, B.M. Sherrill, J. Yurkon, *Phys. Lett. B* **493** (2000) 209
- [Ot98] S. Ottini, Ph. D. Thesis, Université d' Orsay, 1998
- [Ot99] S. Ottini-Hustache, C. Mazur, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, B. Cahan, A. Gillibert, A. Lagoyannis, O. Maillard, E. Pollacco, J.L. Sida, M. Riallot, *Nucl. Instr. And Methods A* **431** (1999) 476
- [Pa01] A. Pakou, N. Alamanos, P. Roussel-Chomaz, F. Auger, D. Rosengrant, A. de Vismes, *Nucl. Phys. A* **691** (2001) 661
- [Pe85] J.S. Petler, M.S. Islam, R.W. Finlay, F.S. Dietrich, *Phys. Rev. C* **32** (1985) 673
- [Pe93] F. Petrovich, S.K. Yoon, M.J. Threapleton, R.J. Philpott and J.A. Carr, *Nucl Phys. A* **563** (1993) 387
- [Pr97] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, « Numerical Recipes in Fortran 77 », Cambridge University Press, 1977
- [Ra81] J. Raynal, *Phys. Rev. C* **23** (1981) 2571
- [Re68] R.Y. Reid, *Ann. Phys.* **50** (1968) 411
- [Rh80] M.J. Rhoades – Brown, M.H. Macfarlane and S.C. Peiper, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 2417
- [Sa87] G. Satchler, *Nucl. Phys. A* **472** (1987) 215
- [Sa93] S.B. Sakuta, A.A. Ogloblin, O.Ya. Osadchy, Yu.A. Glukhov, S.N. Ershov, F.A. Gareev and J.S. Vaagen, *Europhys. Lett.* **22** (1993) 511
- [Si01] C. Signorini, *Nucl. Phys. A* **693** (2001) 190
- [Su91] Y. Suzuki, *Nucl. Phys. A* **528** (1991) 395
- [Ta85a] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, Kobayashi and N. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2676



- [Ta85b] I. Tanihata, A. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D.E. Greiner, N. Takahashi and V. Nojiri, *Phys. Lett. B* **160** (1985) 380
- [Ta88] I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, T. Takahashi, T. Shimoda and H. Sato, *Phys. Lett. B* **206** (1988) 592
- [Ta92] I. Tanihata, D. Hirata, T. Kobayashi, S. Shimoura, K. Sugimoto and H. Toki, *Phys. Lett. B* **289** (1992) 261
- [Ta95] I. Tanihata, *Prog. Part. and Nucl Phys.* **35** (1995) 505
- [Th88] I.J. Thompson, *Comp. Phys. Rep.* **7** (1988) 167
- [Va91] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwig and T.B. Clegg, *Phys. Rep.* **201** (1991) 57
- [Vi01] A. de Vismes, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Pakou, N. Alamanos, F. Auger, J.-C. Angélique, J. Barrette, A.V. Belozyorov, C. Borcea, W.N. Catford, M.D. Cortina-Gil, Z. Dlouhy, A. Gillibert, V. Lapoux, A. Lepine-Szily, S.M. Lukyanov, F. Marie, A. Musumarra, F. de Oliveira, N.A. Orr, S. Ottini-Hustache, Y.E. Penionzhkevich, F. Sarazin, H. Savajols, N. Skobelev, *Phys. Lett. B* **505** (2001) 15
- [Za00] V. I. Zagrebaev, *BgNS Transactions*, **5**, No.1 (2000) 166

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στο παρόν σύγγραμμα επιχειρείται η κατανόηση τόσο της δομής όσο και του πυρηνικού δυναμικού του ραδιενεργού πυρήνα ${}^6\text{He}$, ο οποίος ανήκει στην κατηγορία των εξωτικών βορρομειακών συστημάτων. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε ήταν ο προσδιορισμός των γωνιακών κατανομών της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων σε αντίστροφη κινηματική σε μεγάλο γωνιακό εύρος και με καλή διακριτική ικανότητα. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε το ανιχνευτικό σύστημα ελαφρών σωματιδίων MUST που απαρτίζεται από οκτώ τηλεσκόπια. Το κάθε τηλεσκόπιο αποτελείται από τρία στάδια ανίχνευσης, που επιτρέπουν τον διαχωρισμό των πρωτονίων από άλλα ελαφρά σωματίδια και τη μέτρηση της ενέργειας και της θέσης τους. Η θεωρητική ανάλυση των δεδομένων έγινε με τη χρήση μικροσκοπικών προτύπων (JLM και πρότυπο των φλοιών) και μακροσκοπικών προτύπων με χρήση των φαινομενολογικών δυναμικών των Becchetti – Greenlees και το CH89. Στην περίπτωση του προτύπου JLM κατέστη σαφές ότι απαιτείται η ελάττωση του πραγματικού μέρους του οπτικού δυναμικού με ταυτόχρονη αύξηση του φανταστικού υποδεικνύοντας καταρχάς την ύπαρξη άλω. Εξάλλου, από τη μελέτη της γωνιακής κατανομής του συντονισμού στα 1.797 MeV στα πλαίσια του προτύπου των φλοιών αποδείχθηκε η ύπαρξη άλω στον πυρήνα του ${}^6\text{He}$. Έγινε, επιπλέον, εφικτός ο προσδιορισμός μιας μέσης τιμής της πυρηνικής παραμόρφωσης του επιπέδου αυτού. Τέλος αναδείχθηκαν νέες διεγερμένες καταστάσεις – συντονισμοί στο συνεχές στα 2.8, 4, 7, 8 και 11 MeV, για τις οποίες έγινε προσπάθεια απόδοσης του spin και της ομοτιμίας τους.

ABSTRACT

The purpose of the present study is twofold, to probe both the nuclear potential, as well as the structure of the radioactive nucleus ${}^6\text{He}$, which belongs to the category of the exotic borromean systems. The method used, is based on the determination of angular distribution, of the elastic and the inelastic scattering of protons from ${}^6\text{He}$ in inverse kinematics, at a wide angular range with good resolution. In order to achieve this, we used the detection system of light particles, named MUST, which consists of eight telescopes with three detection stages each. This enabled a) the separation of protons from other light particles and b) the determination of the position and energy of the scattered protons in the telescopes. The theoretical analysis of data was made by using microscopic models (JLM and shell model) and macroscopic models (Becchetti – Greenlees and CH89 phenomenological potentials). Concerning the analysis into the context of JLM calculations, it has been made clear the reduction of the real part of the optical potential, with a simultaneous increase of the imaginary, suggesting the presence of halo. Moreover, by studying the angular distribution of the resonance at 1.797 MeV, in the context of shell model calculations, the existence of halo at the ${}^6\text{He}$ nucleus, was demonstrated. Furthermore, the determination of a mean value of nuclear deformation of that level was achieved. Finally, some new excited states – resonances of the continuum were found at 2.8, 4, 7, 8 and 11 MeV, for which we attempted to determine their spin and multipolarity.

