

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Θ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ
ΦΥΣΙΚΟΥ

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ ^{92}Mo
ΜΕΣΩ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ

ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΕΠΙ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΑ,
Υποβληθείσα εις την Φυσικομαθηματικήν Σχολήν
του Πανεπιστημίου Ἰωαννίνων

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Θ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ
ΦΥΣΙΚΟΥ

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ ^{92}Mo
ΜΕΣΩ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ

ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΕΠΙ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΑ
Υποβληθεῖσα εἰς τὴν Φυσικομαθηματικὴν Σχολὴν
τοῦ Πανεπιστημίου Ἰωαννίνων

ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ ^{92}Mo

ΜΕΣΩ

ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ

ΥΠΟ

Κωνσταντίνου Θ. Παπαδόπουλου

ΥΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΒΛΕΨΙΝ ΤΟΥ

Καθηγητού Γ. Ανδριτσοπούλου

Καταστάσεις του ^{92}Mo έμελετήθησαν μέσω της αντίδρασης $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)$ δι' ενέργειαν εισερχομένων πρωτονίων $E_p = 7.0, 7.6$ και 8.5 MeV. Απλά φάσματα ακτίνων γ ελήφθησαν με ανιχνευτήν $\text{Ge}(\text{Li})$ εις γωνίας παρατηρήσεως $\theta_\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 55^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ και 125° . Αι ενέργειαι τών μεταπτώσεων και τών καταστάσεων υπελογίσθησαν εκ τών φασμάτων τών 90° με ακρίβειαν μεγαλύτεραν τών ± 0.5 keV. Οί λόγοι διακλαδώσεως έξήχθησαν εκ τών φασμάτων τών 55° . Διά τας μεταπτώσεις αι όποιαι παρουσίασαν ενεργειακήν μετατόπισιν ως προς την γωνίαν παρατηρήσεως ό αντίστοιχος χρόνος ήμιζωής έμετρήθη διά της μεθόδου μετατοπίσεως κατά Doppler. Η ανάλυσις τών γωνιακών κατανομών έδωσεν λόγους έπιμίξεως ως και τιμάς σπίν και όμοτιμίαν J^π διαφόρων καταστάσεων. Αι πειραματικά πληροφορία αι όποιαι υπελογίσθησαν εις την παρούσαν έργασίαν έχρησιμοποιήθησαν διά τόν ύπολογισμόν άνοιγμένων πιθανοτήτων μεταπτώσεως. Αι ιδιότητες τών χαμηλών σταθμών του ^{92}Mo δεικνύουν ότι ό πυρήν δύναται νά περιγραφη εις τά πλαίσια του προτύπου τών φλοιών μέσω απλών διατάξεων τεσσάρων πρωτονίων εις τας τροχιάς $p_{1/2}$ και $g_{9/2}$ έξωθεν άδρανοϋς καρδίας ή όποια αντιστοιχεϊ εις τόν πυρήνα ^{88}Sr .

ABSTRACT

STUDY OF THE NUCLEUS ^{92}Mo
THROUGH
NUCLEAR SPECTROSCOPY

by

Costas T. Papadopoulos

Supervised by

Professor G. Andritsopoulos

Levels in ^{92}Mo were studied through the $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)$ reaction at incident proton energies $E_p=7.0, 7.6$ and 8.5 MeV. Singles γ -ray spectra were obtained with a Ge(Li) detector at angles of observation $\theta_\gamma=0^\circ, 30^\circ, 55^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ and 125° . Level and transition energies were extracted from the $\theta_\gamma=90^\circ$ spectra with an accuracy better than ± 0.5 keV. Branching ratios were extracted from the $\theta_\gamma=55^\circ$ spectra. For transitions demonstrating an energy shift with respect to the angle of observation, the corresponding lifetime of the state was determined through the Doppler Shift Attenuation Method. The analysis of angular distributions yielded multipole mixing ratios and J^π values for several states. The experimental information obtained in this work was employed to calculate reduced transition probabilities. The properties of low lying states in ^{92}Mo strongly indicate that this nucleus may be described in the framework of the shell model by considering simple configurations of four protons occupying the $p_{1/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals outside an inert ^{88}Sr core.

Ἄφιερῶται εἰς τὴν μνήμην
τοῦ πατρὸς μου
θεόδωρου Παπαδόπουλου

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΑΙ

Ἡ παρούσα διατριβὴ ἐξεπονήθη εἰς τὸ Ἐργαστήριον Ἐπιταχυντοῦ TANDEM τοῦ Κέντρου Πυρηνικῶν Ἐρευνῶν ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ, τοῦ ὁποῖου διετέλεσα ἐσωτερικὸς ὑπότροφος μέχρι περατώσεώς της.

Θερμώτατα εὐχαριστῶ τὸν σεβαστὸν Καθηγητὴν τοῦ Πανεπιστημίου Ἰωαννίνων, κ. Γεώργιον Ἀνδριτσόπουλον, διὰ τὴν ἐπισταμένην ἐπίβλεψιν καὶ ἐνθάρρυνσιν κατὰ τὴν διεξαγωγὴν τῆς ἐργασίας ταύτης.

Εἶμαι εὐγνώμων εἰς τὸν Καθηγητὴν τοῦ Πανεπιστημίου Ἰωαννίνων, κ. Νικόλαον Γάγγαν διὰ τὴν βοήθειαν καὶ καθοδήγησιν.

Αἱ πολύτιμαι συμβουλαὶ καὶ ὑποδείξεις κατὰ τὴν ἐπεξεργασίαν καὶ συγγραφὴν τῆς παρούσης ὡς καὶ ἡ συνεχὴς φιλία καὶ ἐνθουσιασμός τοῦ Δρος Παναγιώτη Ἀσημακόπουλου, τοῦ Ἐργαστηρίου Ἐπιταχυντοῦ TANDEM τοῦ ΚΠΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ, ὑπῆρξαν ἀνεκτίμητοι.

Θερμαὶ εὐχαριστίαι ἐκφράζονται εἰς τοὺς:

- Καθηγητὴν D.M. Van Patter τοῦ Ἐργαστηρίου Bartol Research Foundation καὶ τὸν Καθηγητὴν τοῦ Πανεπιστημίου Brown, Σ. Φαλλιέρον διὰ πολλὰς ἐνδιαφέρουσας ὑποδείξεις καὶ συζητήσεις κατὰ τὴν παραμονὴν των εἰς τὸ Ἐργαστήριον Ἐπιταχυντοῦ TANDEM τοῦ ΚΠΕΔ.
- Δρας Ε. Κοσσιονίδην καὶ Α. Ξενούλην διὰ τὰς χρησίμους ὑποδείξεις εἰς πολλὰς φάσεις τῆς παρούσης ἐρεῦνης.
- Δρας Κ. Κάλφαν, Α. Κατσάνον καὶ Θ. Παραδέλην διὰ πολλαπλὰς ἐνδιαφέρουσας συζητήσεις.
- κ. Α. Χαρτᾶν, Φυσικόν, διὰ τὴν βοήθειάν του κατὰ τὴν ἐκτέλεσιν τοῦ πειράματος.
- κ. Β. Κατσέλην, Ἠλεκτρονικόν-Μαθηματικόν, διὰ τὴν βοήθειαν ἐπὶ ἠλεκτρονικῶν θεμάτων.

- κ. Σ. Βαλαμόντε, Μηχανικόν τοῦ Ἐπιταχυντοῦ TANDEM, ὡς καί ὅλον τό τεχνικόν προσωπικόν, διά τήν βοήθειαν εἰς τό πειραματικόν μέρος τῆς ἐργασίας.
- Κυρίαν Ε. Μιχαήλ-Δραγατάκη εἰς τήν ὁποίαν ὀφείλεται ἡ ἀψογος ἐμφάνισις τοῦ κειμένου.
- Κυρίαν Τ. Φιλιπποπούλου διά τήν ἐπιτυχῆ σχεδιάσιν τῶν σχημάτων.
- Τέλος, θερμόταται εὐχαριστίαι ἐκφράζονται εἰς τήν Διοίκησιν τῆς ΕΕΑΕ, τήν Διεύθυνσιν Φυσικῆς καί τήν Διεύθυνσιν Ἡλεκτρονικῶν Ὑπολογιστῶν τοῦ ΚΠΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ, διά τήν προθυμίαν καί συμπαράστασιν κατά τήν ἐκπόνησιν τῆς παρούσης διατριβῆς.

Π Ε Ρ Ι Ε Χ Ο Μ Ε Ν Α

	<u>Σελίς</u>
ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ	ii
ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ (είς τήν ἀγγλικήν)	iii
ΑΦΙΕΡΩΣΙΣ	iv
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΑΙ	v
ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	vii
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ I ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ II ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΔΟΜΗ ΤΟΥ ^{92}Mo	5
II.1 Τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν	5
II.2 Θεωρητικοί Ὑπολογισμοί διά τόν πυρῆνα ^{92}Mo	9
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ III ΓΩΝΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ γ-ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΝ ΠΡΟΤΥΠΟΝ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΑΡΑΣΕΩΝ	12
III.1 Εἰσαγωγή	12
III.2 Τρόποι Δημιουργίας Στάθμης εἰς Καταστάσεις Πολώσεως	17
III.3 Πυρηνικές Ἀντιδράσεις κατά τό Στατιστικόν Πρότυπον	19
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ IV ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΧΡΟΝΩΝ ΗΜΙΖΩΗΣ ΔΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ DOPPLER	28
IV.1 Εἰσαγωγή	28
IV.2 Ὁ Παράγων Ἀποσβέσεως	31
IV.3 Ἀπώλεια Ἐνεργείας ἐντός ὕλικου Μέσου	32
IV.4 Μέσος Παράγων Ἀποσβέσεως	34
IV.5 Πειραματικόν Σφάλμα εἰς τόν Προσδιο- ρισμόν τοῦ Χρόνου Ἡμιζωῆς	36

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ	V	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΣ $^{92}\text{Mo}(\beta, \beta' \gamma) ^{92}\text{Mo}$	41
	V.1	Πειραματική Διάταξις	41
	V.2.	Άνιχνευτής και Ήλεκτρονικά	44
	V.3.	Σχετική Απόδοσις του Άνιχνευτού	46
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ	VI	ΑΝΑΛΥΣΙΣ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	50
	VI.1.	Βαθμονόμησις Ένεργείας, Ήλεκτρο- μαγνητικά Μεταπτώσεις και Ένεργεια- καί Στάθμαι του ^{92}Mo	50
	VI.2.	Χρόνοι Ήμιζωής του ^{92}Mo	60
	VI.3.	Άνάλυσις τών Γωνιακών Κατανομών	67
	VI.4.	Άνοιγμένα Πιθανότητες Μεταπτώσεως	99
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ	VII	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	104
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ	A	Προσδιορισμός του Κεντροειδοϋς και του Έμβασου Αίχμης	108
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ	B	Μέθοδος τών Έλαχίστων Τετραγώνων - Ύπολογισμός του Σφάλματος εις τόν Προσδιορισμόν του Λόγου Έπιμίξεως δ.	114
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ	Γ	Ύπολογισμός τής Άνοιγμένης Πιθανότητας Μεταπτώσεως και του Μερικού Πλάτους Στάθμης	117
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ	Δ	Όρολογία	121
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ			123

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Ι

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ἡ θεωρητικὴ διερεύνησις τοῦ πυρήνος παρουσιάζει ἀρκετάς δυσκολίας διὰ δύο βασικοὺς λόγους.

- α) Ἡ ἀλληλεπίδρασις μεταξὺ δύο νουκλεονίων δέν εἶναι ἀπολύτως γνωστή.
- β) Ὁ πυρὴν εἶναι ἕνα σύστημα πολλῶν σωματίων.

οὕτω, διὰ τὴν ἐξήγησιν τῶν πειραματικῶν δεδομένων ἔχουν δημιουργηθῆ διάφορα φαινομενολογικὰ πρότυπα. Ἡ πορεία τῆς σκέψεως διὰ τὴν διαμόρφωσιν ἑνὸς προτύπου εἶναι ἀποτέλεσμα συστηματικῆς μελέτης τῶν πειραματικῶν δεδομένων ἐντὸς τῶν πλαισίων τῶν γενικῶν ἀρχῶν τῆς φυσικῆς. Γενικῶς διακρίνομεν δύο μεγάλας κατηγορίας προτύπων. Ἡ πρώτη κατηγορία ἐξετάζει τὸν πυρῆνα στατιστικῶς καὶ δίδει πληροφορίας διὰ μεγέθη στατιστικοῦ χαρακτήρος, ἐνῶ ἡ δευτέρα ἐξετάζει τὴν συμπεριφορὰν ἐκάστου νουκλεονίου ἐντὸς ἑνὸς πυρηνικοῦ δυναμικοῦ, τὸ ὁποῖον ἀποδίδει τὴν ἐπίδρασιν τῶν ὑπολοίπων νουκλεονίων τοῦ πυρήνος ἐπ' αὐτοῦ. Τὸ κοινόν χαρακτηριστικόν ὅλων τῶν προτύπων τῆς δευτέρας κατηγορίας εἶναι ὅτι δέχονται μίαν χαμιλτονιανήν διὰ τὸν πυρῆνα τῆς γενικῆς μορφῆς.

$$H = \sum_i T_i + \frac{1}{2!} \sum_{i,k} V_{ik}^{(2)} + \frac{1}{3!} \sum_{i,k,\ell} V_{ik\ell}^{(3)} + \dots + \frac{1}{A!} \sum_{i,k,\dots,n} V_{ik\dots n}^{(A)}$$

(I.1)

ὅπου T_i εἶναι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ i νουκλεονίου καὶ $V_{ik\dots m}$ ἡ ἀλληλεπίδρασις μεταξὺ m νουκλεονίων.

Ἡ ἐπίλυσις τοῦ προβλήματος μέ βάσιν τὴν χαμιλτονιανὴν τῆς ἐξ. (I.1) παρουσιάζει μεγάλας μαθηματικὰς δυσκολίας. Διὰ τὸν λόγον αὐτόν ἔχουν δημιουργηθῆ διάφορα εἰδικὰ πρότυπα, τὰ ὁποῖα προσπαθοῦν νὰ λύσουν τὸ πρόβλημα μέσφ προσεγγίσεων. Εἰς τὰ εἰδικὰ

αυτά πρότυπα αντικαθίστανται οι όροι οι οποίοι περιγράφουν την αλληλεπίδραση των νουκλεονίων επί του n νουκλεονίου με ένα μέσον δυναμικών. Εάν οι πυρηνικοί δυνάμεις θεωρηθούν ανεξάρτητοι του φορτίου ή χαμιλτονιανή του συστήματος των A νουκλεονίων είναι δυνατόν να γραφεί ως ένα άθροισμα A όμοιων χαμιλτονιανών ενός σωματίου και η εξίσωση του Schrödinger δι' ένα νουκλεόνιο δύναται εν γένει να λυθεί και να δώσει τάς κυματοσυναρτήσεις του ενός νουκλεονίου. Είς την περίπτωσιν αυτήν η κατάσταση του συστήματος των A νουκλεονίων περιγράφεται δι' ενός καταλλήλου αντισυμμετρικού άθροίσματος γινομένων κυματοσυναρτήσεων ενός σωματίου.

Είς τά άνωτέρω πλαίσια η μορφή του μέσου δυναμικού έχει γενικώς την μορφήν ενός έλλειψοειδοϋς με τρεις κυρίους άξονες $k_i(t)$, $i=1,2,3$. Οι άξονες $k_i(t)$ ως υποδηλοϋται είς τον συμβολισμόν είναι γενικώς συναρτήσεις του χρόνου. Η πλήρης αναλυτική λύσις του προβλήματος είς την περίπτωσιν αυτήν δέν είναι δυνατή. Η απλουστερα υπόθεσις η οποία οδηγεί είς αναλυτικήν λύσιν της εξίσώσεως του Schrödinger είναι ότι τό μέσον δυναμικών έχει σφαιρικήν συμμετρίαν και είναι ανεξάρτητον του χρόνου. Τοϋτο άποτελεί την βάση του προτύπου των φλοιών¹⁾. Επίσης δυνάμεθα να θεωρήσωμεν ότι τό μέσον δυναμικών δέν έχει σφαιρικήν συμμετρίαν, και η περίοδος των άξόνων $k_i(t)$ του δυναμικού είναι πολύ μεγάλη εν σχέσει με την περιφοράν των νουκλεονίων εντός του δυναμικού. Τό δυναμικών τότε θεωρείται παραμορφωμένον αλλά ανεξάρτητον του χρόνου, ως είς τό πρότυπον των Filippov και Davydov²⁾. Εάν επιπροσθέτως θεωρίσωμεν άκτινικήν συμμετρίαν, δηλαδή $k_1=k_2 \neq k_3$, οδηγούμεθα είς τό πρότυπον του Nilson³⁾. Τέλος, ο πυρήν δύναται να περιγραφεί μέσω προτύπων τά όποια είναι γνωστά με τό γενικόν όνομα, ένοποιημένα πρότυπα⁴⁾ και είς τά όποια οι άξονες δυναμικού δέν θεωροϋνται ανεξάρτητοι του χρόνου, αλλά τό χρονικόν μέρος του δυναμικού θεωρείται ως διαταραχή.

Ἡ ὀρθότης ἑνός προτύπου ἐλέγχεται ἀπό τήν δυνατότητα νά ἀναπαραγάγη τά πειραματικά δεδομένα. Τά διάφορα πρότυπα δέν ἔχουν τήν δυνατότητα νά ἀναπαραγάγουν τά πειραματικά δεδομένα εἰς ὅλην τήν ἔκτασιν τοῦ περιοδικοῦ συστήματος. Ἐκαστον ἐξ αὐτῶν ἐξηγεῖ τούς πυρήνες οἱ ὁποῖοι εὐρίσκονται εἰς ὠρισμένες περιοχάς.

Τό πρότυπον τῶν φλοιῶν παρά τήν σχετικῶς ἀπλήν ὑπόθεσιν τήν ὁποίαν δέχεται διά τό μέσον δυναμικόν ἠδυνήθη νά ἐξηγήσῃ πολλάς ἰδιότητας πυρήνων, ὡς ἐνεργειακός στάθμας, στροφορμᾶς καί μαγνητικᾶς ροπᾶς. Ὑπολογισμοί εἰς τόν φλοιόν s-d ὑπῆρξαν ἐπιτυχεῖς εἰς τήν ἀναπαραγωγήν τῶν ἰδιοτήτων τῶν καταστάσεων τῶν ἰσοτόπων τοῦ ὀξυγόνου καί τοῦ φθορίου⁵⁾. Ἐπίσης, ὑπολογισμοί ἔχουν γίνει⁶⁾ ἐπιτυχῶς εἰς τόν φλοιόν f_{7/2} καί εἰς τόν φλοιόν g_{9/2}. Πρῶτος ὁ Ford⁷⁾ καί ἀργότερον οἱ Bayman et al⁸⁾ ἐμελέτησαν τήν δομήν τοῦ ⁹⁰Zr, ἀργότερον δέ ἀρκετοί ἐρευνηταί⁹⁻¹²⁾ ἐπεξέτεινον τούς ὑπολογισμούς εἰς διάφορα ἰσότοπα τῆς περιοχῆς αὐτῆς.

Ἐνα ἐνδιαφέρον ἰσότοπον εἰς τήν περιοχὴν αὐτὴν εἶναι τό ⁹²Mo. Ὁ πυρήν τοῦ ⁹²Mo ἔχει 42 πρωτόνια καί 50 νετρόνια. Τά 50 νετρόνια καί τά 38 πρωτόνια πληροῦν τούς φλοιούς 1g_{9/2} καί 1f_{5/2} ἀντιστοιχῶς καί οὕτω εἰς τό πρότυπον τῶν φλοιῶν δημιουργεῖται μία ἐσωτερικὴ καρδία ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τόν πυρήνα ⁸⁸Sr. Τά τέσσαρα ὑπόλοιπα πρωτόνια καταλαμβάνουν τούς φλοιούς 1g_{9/2} καί 2p_{1/2}, καί αἱ χαμηλαί στάθμαι τοῦ ⁹²Mo κατὰ τό πρότυπον τῶν φλοιῶν ἀναμένεται νά δημιουργοῦνται ἐκ διατάξεων τῶν τεσσάρων πρωτονίων σθένους εἰς τούς ἀνωτέρω φλοιούς (βλ. καί Κεφάλαιον II).

Τά τελευταῖα ἔτη ἔχει ἀναφερθῆ εἰς τήν βιβλιογραφίαν ἕνας ἀριθμὸς πειραματικῶν ἐργασιῶν ἐπὶ τοῦ ἰσοτόπου ⁹²Mo. Αἱ ἐργασίαι αὐταί περιλαμβάνουν κυρίως ἀντιδράσεις ἀρπαγῆς καί ἀντιδράσεις ἐνθέσεως διὰ τήν μελέτην τοῦ σπίν, τῆς ὁμοτιμίας καί τῆς δομῆς τῶν πυρηνικῶν σταθμῶν μέσφ τῆς μετρήσεως τῆς στροφορμῆς ἡ ὁποία μεταφέρεται κατὰ τήν πορείαν τῆς ἀντιδράσεως.

Σκοπός τῆς παρούσης ἐργασίας ἦτο ἡ λεπτομερῆς πειραματικὴ διερεύνησις τοῦ πυρῆνος τοῦ ^{92}Mo μέσῳ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀποδιεγέρσεως τῶν δημιουργουμένων ἐνεργειακῶν σταθμῶν. Ἡ διεγέρσις τῶν πυρηνικῶν σταθμῶν τοῦ ^{92}Mo ἐπετεύχθη μέσῳ τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκεδάσεως πρωτονίων συμφῶνως πρὸς τὴν ἀντίδρασιν $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$. Ἡ ἀνίχνευσις τῆς ἀκτίνος γ ἔγινε μέ τὴν βοήθειαν ἑνὸς ἀνιχνευτοῦ ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος. Αἱ πληροφορίες αἱ ὁποῖαι ἐξήχθησαν εἰς τὸ παρὸν πείραμα ἦσαν ἐνεργειαὶ διεγέρσεως, λόγοι διακλαδώσεως, ὡς καὶ χρόνοι ἡμιζωῆς ἐνεργειακῶν σταθμῶν. Ἐκ τῶν γωνιακῶν κατανομῶν τῆς ἀκτινοβολίας γ ἐξήχθησαν ἐπίσης σπίν καὶ λόγοι ἐπιμίξεως. Εἰς τὸ Κεφάλαιον II δίδεται μίᾳ σύντομος θεωρητικὴ περιγραφή τῆς πυρηνικῆς δομῆς τοῦ ^{92}Mo . Εἰς τὸ Κεφάλαιον III ἀναπτύσσεται ἡ θεωρία τῆς γωνιακῆς κατανομῆς τῆς ἀκτινοβολίας γ , ὡς καὶ ὁ μηχανισμὸς τῆς δημιουργίας τοῦ συνθέτου πυρῆνος μέ βάσιν τὴν ὑπόθεσιν τοῦ στατιστικοῦ προτύπου διὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις. Εἰς τὸ Κεφάλαιον IV ἀναπτύσσεται ἡ μέθοδος τῆς μετρήσεως τῶν χρόνων ἡμιζωῆς τῶν διεγερμένων καταστάσεων τῶν πυρῆνων διὰ τοῦ φαινομένου *Dorrier* (D.S.A.M.). Εἰς τὸ Κεφάλαιον V περιγράφεται ἡ πειραματικὴ διάταξις διὰ τὴν συλλογὴν τῶν δεδομένων. Εἰς τὸ Κεφάλαιον VI περιγράφεται ἡ ἀνάλυσις τῶν δεδομένων, ὡς καὶ τὰ ἀποτελέσματα. Εἰς τὸ Κεφάλαιον VII συζητοῦνται τὰ ἀποτελέσματα τὰ ὁποῖα ἐξήχθησαν. Λεπτομέρειαι καὶ ἀποσαφηνίσεις αἱ ὁποῖαι εἶναι ἀπαραίτητοι ἀλλὰ δὲν ἐδόθησαν εἰς τὰ οἰκτεῖα Κεφάλαια διὰ λόγους συνοχῆς τοῦ κειμένου παρουσιάζονται εἰς τὰ παραρτήματα Α, Β καὶ Γ. Ὅροι οἱ ὁποῖοι εἰς τὴν ἐλληνικὴν βιβλιογραφίαν δὲν ἔχουν παγίως καθιερωθῆ, ὑποσημειοῦνται μέ μίαν γραμμὴν. Εἰς τὸ παράρτημα Δ δίδεται ὁ ἀντίστοιχος ὅρος εἰς τὴν ἀγγλικὴν.

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ ΙΙ

ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΔΟΜΗ ΤΟΥ ⁹²Μο

ΙΙ.1 Τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν

Όταν θεωροῦμεν ὅτι ἓνα σύστημα ἐξ ἀλληλεπιδρώντων σωματίων, ὡς ἔχει ἀναφερθῆ καί εἰς τήν εἰσαγωγήν, μελετᾶται μέ τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν, ἐννοοῦμεν ὅτι τό σύστημα δύναται νά περιγραφῆ μέσφ τῆς ἀνεξαρτήτου κινήσεως σωματίων ἐντός ἐνός κεντρικοῦ δυναμικοῦ. Οὕτω, ἡ βασική παραδοχή τοῦ Προτύπου τῶν Φλοιῶν εἶναι ὅτι τοῦτο δύναται νά ἐξηγήσῃ κατ'ἐλάχιστον τās γενικās ἰδιότητας τοῦ συστήματος μέσφ σωματίων τὰ ὁποῖα εἶναι ἀσυσχέτιστα.

Κατ'ἀρχάς ὑπῆρξαν ἀρκετοί ἐνδοιασμοί, ἐάν τὰ ἀνωτέρω δύνανται νά ἐφαρμοσθοῦν διὰ τόν πυρήνα. Εἰς τό πυρηνικόν σύστημα, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τό ἄτομον, δέν ὑπάρχει ἓνα σταθερόν κέντρον δυναμικοῦ πέραν τοῦ ὁποῖου θά ἐκινουῦντο τὰ σωματῖα (εἰς τό ἄτομον τό σταθερόν κέντρον εἶναι ὁ πυρήν). Γνωρίζομεν ἐπίσης ὅτι ἡ ἀλληλεπίδρασις νουκλεονίου-νουκλεονίου εἶναι ἰσχυρά καί μικρᾶς ἐμβελείας, οὕτως ὥστε αἱ βασικαί προϋποθέσεις τοῦ Προτύπου τῶν Φλοιῶν νά μὴν ἰσχύουν (δηλαδή ἡ συσχέτισις τῶν νουκλεονίων πρέπει νά εἶναι μεγάλη). Τό εἶδος τῶν δυνάμεων αὐτῶν σημαίνει ἰσχυράς συσχετίσεις μεταξὺ τῶν νουκλεονίων, ὥστε αἱ ἰδέαι τοῦ μέσου δυναμικοῦ καί τῶν ἀσυσχετίστων σωματίων νά ἐμφανίζονται τελείως μακράν τῆς πραγματικότητος.

Ἐν τούτοις, λίαν ἐνωρίς ὑπῆρξαν ἐνδείξεις ὅτι ὁ πυρήν ἐμφανίζει δομὴν φλοιῶν. Εὐρέθη ὅτι πυρῆνες μέ ὠρισμένον ἀριθμόν πρωτονίων ἢ οὐδετερονίων ἐμφανίζουν ἰδιότητας αἱ ὁποῖαι ἀντικατοπτρίζουν τήν ὑπαρξιν κλειστῶν φλοιῶν. Πέραν τούτου, πρωτόνιον ἢ οὐδετερόνιον εὐρισκόμενον ἐκτός τῶν ἀνωτέρω πυρήνων εὐρέθη ὅτι παρουσιάζει μικράν ἐνέργειαν συνδέσεως. Οἱ ἀριθμοί αὐτοί τῶν πρωτονίων ἢ οὐδετερονίων ἐκλήθησαν Μαγικοί Ἄριθμοί.

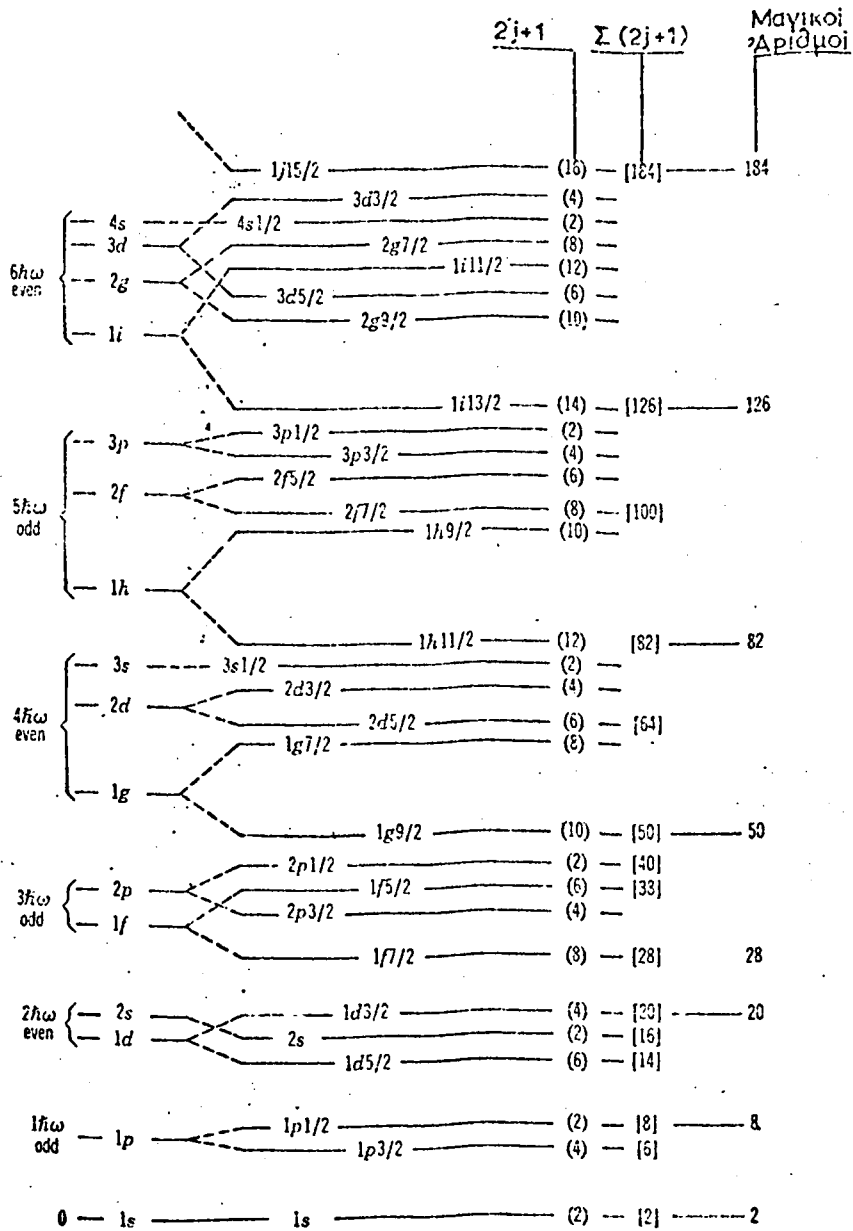
Ἡ πλήρης ἐξήγησις τῶν Μαγικῶν Ἄριθμῶν ἔγινε τό 1949 ὑπό τῶν Goerpert-Mayer ¹³⁾ καί ἀνεξαρτήτως ὑπό τῶν Haxel, Jensen καί

Suess¹⁴⁾ Οὔτοι ἔλαβον ὡς κεντρικόν δυναμικόν τετραγωνικόν φρέαρ καί εἰσήγαγον μίαν ἀλληλεπίδρασιν σπίν-τροχιᾶς. Αἱ ἰδιοκαταστάσεις ἐνός σωματίου ἐντός ἐνός τοιούτου δυναμικοῦ ἐμφαίνονται εἰς τό σχῆμα II.1. Τό πρότυπον τοῦτο ἠδυνήθη νά ἐξηγήσῃ ὄχι μόνον τούς Μαγικούς Ἀριθμούς, ἀλλά καί ἄλλας ἰδιότητας ὡς τό σπίν καί τās μαγνητικᾶς ροπᾶς τῶν πυρήνων. Πολλά ἐπίσης ποιοτικά ἀποτελέσματα τοῦ Προτύπου τῶν Φλοιῶν εὐρίσκονται ἐν συμφωνίᾳ μέ τὰ πειραματικά δεδομένα. Οὔτω τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν μέ ἰσχυράν ἀλληλεπίδρασιν σπίν-τροχιᾶς ὑπῆρξε σπουδαῖος ὁδηγός διὰ τήν πειραματικήν ἔρευναν. Τά τελευταῖα ἔτη ἔχουν γίνεῖ πολλοί ποσοτικοί ὑπολογισμοί εἰς τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν. Οἱ ὑπολογισμοί αὐτοί καθίστανται περισσότερο ρεαλιστικοί ἐάν ληφθῇ περαιτέρω ὑπ' ὄψιν ἡ Ἐναπομένουσα Ἀλληλεπίδρασις ἡ ὁποία ἐκφράζει τό μέρος τῆς ὀλικῆς ἀλληλεπιδράσεως, τό ὁποῖον δέν ἔχει συμπεριληφθῇ εἰς τό μέσον κεντρικόν δυναμικόν, λαμβάνεται δέ ὡς διαταραχή διὰ τόν ὑπολογισμόν τῶν ἐνεργειακῶν καταστάσεων καί ἰδιοτήτων τοῦ πυρηνικοῦ συστήματος.

Εἰς πρώτην προσέγγισιν ἡ κατάστασις πολλῶν σωματίων εἰς τό Πρότυπον τῶν Φλοιῶν δημιουργεῖται διὰ καταλήψεως ὑπό ἐκάστου νουκλεονίου μιᾶς καταστάσεως ἀπλοῦ σωματίου (βλ. Σχῆμα II.1). Ἐκάστη κατάστασις ἀπλοῦ σωματίου χαρακτηρίζεται ἐκ τῶν κβαντικῶν ἀριθμῶν n, l καί j , ὅπου n εἶναι ὁ ἀκτινικός κβαντικός ἀριθμός, l ἀναφέρεται εἰς τήν γωνιακὴν στροφορμήν, καί j εἰς τήν ὀλικήν στροφορμήν τοῦ σωματίου. Μία κατάστασις πολλῶν σωματίων καλεῖται Διάταξις. Ἡ κυματοσυνάρτησις μιᾶς διατάξεως ἔχει γενικῶς τήν μορφήν:

$$\Psi = (n_1 l_1 j_1)^{k_1} (n_2 l_2 j_2)^{k_2} \dots \left| (n_m l_m j_m)^{k_m} \right. \quad (\text{II.1})$$

ὅπου k_i εἶναι ὁ ἀριθμός τῶν σωματίων εἰς τήν i κατάστασιν. Ὁ ἀριθμός k_i περιορίζεται συμφώνως πρὸς τήν ἀρχήν τοῦ Pauli ὑπὸ τῆς συνθήκης $k_i \leq 2j_i + 1$. Τό μέρος τῆς κυματοσυναρτήσεως, τό εὐρισκόμενον ἀριστερά τῆς καθέτου γραμμῆς, ἀντιστοιχεῖ εἰς κλειστούς



Σχήμα II.1. Ένεργειακόν διάγραμμα ενός νουκλεονίου εἰς τό πρότυπο τῶν φλοιῶν μέ ἰσχυράν ἀλληλεπίδρα- σιν σπίν- τροχιάς. Ὁ ἀριθμός πρωτονίων ἢ οὐδε- τερονίων εἰς ἐκάστην τροχιάν δίδεται ἐντός παρενθέσεως. Ὁ συνολικός ἀριθμός νουκλεονίων ἐκάστου εἴδους δίδεται ἐντός ἀγκυλῶν.

φλοιούς της έσωτερικής καρδιάς, ή όποία συνεισφέρει μόνον εις τήν δημιουργίαν του μέσου κεντρικού δυναμικού. Καθ' όσον τό μέρος τουτο της κυματοσυναρτήσεως συνεισφέρει μόνον εις τήν όλικήν ενέργειαν, ένίστε παραλείπεται καί ως διάταξις έννοεΐται ή κατάστασις των άπλών σωματίων, τά όποία κινούνται έκτός του άδρανούς πυρήνος.

Αί ενεργειακά καταστάσεις μιās διατάξεως εΐναι έκφυλισμένοι, π.χ. δύο πρωτόνια εις τήν τροχιάν $g_{9/2}$ δύνανται νά δημιουργήσουν έκφυλισμένας ενεργειακάς καταστάσεις μέ όλικήν στροφορμήν καί όμοτιμίαν $J^{\pi} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ καί 8^+ . Ο έκφυλισμός αυτός αίρεται λόγω της έναπομενούσης άλληλεπιδράσεως. Ούτω, μία διάταξις δέν δύναται έν γένει νά άποδώση καλώς τά πειραματικά δεδομένα, λαμβάνεται δέ ως κυματοσυνάρτησις του συστήματος ένα γραμμικόν άθροισμα τοιούτων διατάξεων:

$$\Psi = \sum_{\nu} \alpha_{\nu} \Psi_{\nu} \quad (\text{II.2})$$

Ύπολογισμοί εις τό Πρότυπον των φλοιών άπαιτοΐν πρώτον, τον καθορισμόν των διατάξεων Ψ_{ν} , αί όποίαι παρέχουν ικανοποιητικήν λύσιν, καί δεύτερον τήν εΐρεσιν της έναπομενούσης άλληλεπιδράσεως.

Εις τήν πράξιν ο αριθμός των διατάξεων Ψ_{ν} περιορίζεται εις ένα μικρόν αριθμόν λόγω της μή πρακτικής δυνατότητος διαγωνοποιήσεως μεγάλων πινάκων, λαμβάνονται δέ αυτάί αί όποίαι έχουν μεγαλυτέραν πιθανότητα καταλήψεως έκ διεγέρσεων άπλών σωματίων. Διά τήν έναπομένουσαν άλληλεπίδρασιν δίδεται μία φαινομενολογική αναλυτική έκφρασις τύπου Gauss ή Yukawa της όποίας αί παράμετροι προσδιορίζονται έκ της προσαρμογής πειραματικών δεδομένων ή χρησιμοποιεΐται ένα δυναμικόν, τό όποϊον έχει προσδιορισθῆ φαινομενολογικώς έκ πειραματικών σκεδάσεων. Έτέρα μέθοδος, ή όποία έχει χρησιμοποιηθῆ εύρέως έχει είσαχθῆ υπό του Talmi¹⁵⁾ καί των συνεργατών του. Εις τήν μέθοδον αυτήν δέν γίνεται καμμία υπόθεσις διά τήν έναπομένουσαν

άλληλεπίδρασιν. Τά στοιχεῖα τοῦ πίνακος τῆς έναπομενούσης ἀλληλεπίδρασεως θεωροῦνται ὡς ἀνεξάρτητα μεταβληταί καί προσδιορίζονται διὰ τῆς προσαρμογῆς πειραματικῶν δεδομένων. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι φανερόν ὅτι τὰ προσδιοριζόμενα στοιχεῖα τοῦ πίνακος ἔχουν φυσικὴν σημασίαν ἐάν δύνανται νά ἀναπαραγάγουν ἕναν μεγαλύτερον ἀριθμὸν πειραματικῶν δεδομένων ἔξ ἐκείνων τὰ ὁποῖα ἐχρησιμοποιήθησαν διὰ τὴν προσαρμογὴν.

II.2 Θεωρητικοὶ Ὑπολογισμοὶ διὰ τὸν Πυρῆνα ^{92}Mo

Εἰς τὴν βιβλιογραφίαν ὁ πυρῆν τοῦ ^{92}Mo περιγράφεται διὰ τοῦ Προτύπου τῶν Φλοιῶν. Συμφώνως πρὸς τὸ Πρότυπον τῶν Φλοιῶν, μέ ἰσχυράν ἀλληλεπίδρασιν σπίν-τροχιᾶς, αἱ χαμηλαί στάθμαι ὄλων τῶν ἰσοτόνων μέ ἀριθμὸν οὐδετερονίων $N=50$, αἱ ὁποῖαι εὐρίσκονται ἔξωθεν τοῦ πυρῆνος $^{88}\text{Sr}_{38}$ περιγράφονται συναρτήσῃ διατάξεων πρωτονίων εἰς τὰς τροχιὰς $2p_{1/2}$ καί $1g_{9/2}$, ὁ δὲ πυρῆν τοῦ ^{88}Sr θεωρεῖται ὡς ἀδρανῆς καρδία.

Οἱ πρῶτοι θεωρητικοὶ ὑπολογισμοὶ δίδονται ὑπὸ τοῦ Ford⁷⁾ καί ἀργότερον ὑπὸ τῶν Bayman et al⁸⁾ διὰ τὴν ἐξήγησιν τῆς δομῆς τοῦ ^{90}Zr . Ἐνας μεγάλος ἀριθμὸς ἐρευνητῶν⁹⁻¹²⁾ ἐπεκτείνει τοὺς ὑπολογισμοὺς, διὰ τοῦ προσδιορισμοῦ τῶν δραστικῶν ἀλληλεπίδρασεων δύο σωματίων ἐκ πειραματικῶν δεδομένων πυρῆνων εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ^{90}Zr ὡς τὸ $^{89}\text{Y}_{39}$, $^{91}\text{N}_{41}$, $^{92}\text{Mo}_{42}$, $^{93}\text{Tc}_{43}$ καί $^{94}\text{Ru}_{44}$. Εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς αὐτοὺς αἱ ἀλληλεπίδρασεις λαμβάνονται ὡς παράμετροι καί προσδιορίζονται ἐκ μιᾶς προσαρμογῆς ὡς περιγράφεται εἰς τὸ Κεφάλαιον II.1.

Ἐπὶ τῶν ὑπολογισμῶν ἔχονται ἕνδεκα ἀλληλεπίδρασεις αἱ ὁποῖαι ὀρίζουν πλήρως τὸν χῶρον τῶν φάσεων. Ἡτοι:

α) Αἱ ἐνέργειαι ἀπλοῦ σωματίου ϵ_p καί ϵ_g εἰς τὰς τροχιὰς $p_{1/2}$ καί $1g_{9/2}$, ἀντιστοίχως. Ἐκάστη ἔξ αὐτῶν ἀποτελεῖται ἐκ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας ἀπλοῦ σωματίου εἰς τὴν ἀντίστοιχον τροχιάν καθὼς καί ἐκ τῆς ἐνεργείας ἀλληλεπίδρασεως τοῦ σωματίου μετὰ τῆς ἀδρανοῦς καρδίας ^{88}Sr .

β) Τά έννέα στοιχεΐα του πίνακος άλληλεπίδρασεως τών πρωτονίων έκτός τής άδρανοϋς καρδίας. Εΐδικότερον διακρίνομεν τά στοιχεΐα:

i) Τό στοιχεΐον:

$$V(2p_{1/2}^2) = \langle 2p_{1/2}^2 J = 0 | V | 2p_{1/2}^2 J = 0 \rangle$$

τό όποΐον έκφράζει τήν άλληλεπίδρασιν εΐς τήν τροχιάν $2p_{1/2}$.

ii) Τά πέντε στοιχεΐα:

$$V(1g_{9/2}^2 J) = \langle 1g_{9/2}^2 J | V | 1g_{9/2}^2 J \rangle$$

διά $j=0, 2, 4, 6, 8$ τά όποΐα έκφράζουν τήν άλληλεπίδρασιν τών πρωτονίων εΐς τήν τροχιάν $1g_{9/2}$ δι'όλας τās δυνατās τιμάς του J , (αΐ δυνατái τιμαΐ του J διά δύο πρωτόνια εΐς τήν τροχιάν $1g_{9/2}$ δΐδονται έκ του γνωστοϋ κανόνος άθροΐσεως τών σπίν, $|9/2 - 9/2| \leq J \leq (9/2 + 9/2)$, και

iii) Τά τρία στοιχεΐα:

$$V_0 = \langle 2p_{1/2}^2 J = 0 | V | 1g_{9/2} J = 0 \rangle$$

$$V(2p_{1/2} 1g_{9/2} J) = \langle 2p_{1/2} 1g_{9/2} J | V | 2p_{1/2} 1g_{9/2} J \rangle$$

διά $J=4, 5$ τά όποΐα έκφράζουν τήν άλληλεπίδρασιν τών πρωτονίων μεταξυ τών τροχιών $2p_{1/2}$ και $1g_{9/2}$.

Εΐς τά άνωτέρω πλαίσια αΐ χαμηλαΐ στάθμαι του ^{92}Mo άποδΐδονται εΐς τās διατάξεις τών πρωτονίων $(1g_{9/2})^4$, $(2p_{1/2})^2$, $(1g_{9/2})^2$ και $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$.

Συμφώνως πρός τούς Vervier¹²⁾, Auerbach και Talmi¹¹⁾ αΐ χαμηλαΐ στάθμαι με θετικην όμοτιμίαν εΐναι έπιμιξεις τών διατάξεων $(1g_{9/2})^4$ και $(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^2$, ένϕ αΐ στάθμαι με άρνητικην

ομοτιμίαν αποδίδονται εις την διάταξιν $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$. Αι στάθμαι 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ , και 8_1^+ αποδίδονται εις την έπι-
μιξιν των καταστάσεων $[(2p_{1/2})^2 0^+]$ $[(1g_{9/2})^2 (u=2), J]$, και
 $[(1g_{9/2})^4 (u=2), J]$, όπου u ή ιεράρχησις. 'Ιεράρχησις ορί-
ζεται ως ο αριθμός των σωματίων τά οποια δέν ένοϋνται διά
τήν δημιουργίαν ενός ζεύγους μέ ολικήν στροφομήν $J=0$ και
αποτελεί κβαντικόν αριθμόν ο οποίος διατηρεΐται διά πρωτόνια
εις τον φλοιόν $1g_{9/2}$ ως έδειξεν ο W.A. Lanford¹⁶⁾ (σημειούται
ότι διά $j \leq 7/2$ ή ιεράρχησις είναι αυτόμάτως καλός κβαντικός
αριθμός). 'Η στάθμη 5_1^- αποδίδεται εις την διάταξιν $[(2p_{1/2})$
 $[(1g_{9/2})^3, (u=1) J=9/2]$. 'Ωσαύτως εις την διάταξιν αυτήν
αποδίδεται ή κατάσταση 4^- ή οποία προβλέπεται υπό του Vervier
περί τά 3.10 MeV και υπό του Talmi¹¹⁾ περί τά 2.95 MeV.

Προσφάτως υπολογισμοί διά τό ^{92}Mo έγινοντο υπό των
J.B. Ball et al¹⁷⁾. Οί άνωτέρω έρευνηταί έχρησιμοποίησαν
περισσότερα πειραματικά δεδομένα (ένεργειακάς στάθμας), διά
νά έξάγουν τάς ένδεκα παραμέτρους, αι οποια περιγράφουν τον
φασικόν χώρον των πρωτονίων εις τους φλοιούς $2p_{1/2}$ και $1g_{9/2}$.
Τέλος, οί D.H. Gloeckner και F.J.D. Serduke¹⁸⁾ διά τον υπολο-
γισμόν των παραμέτρων άλληλεπιδράσεως έλαβον διά την προσαρμο-
γήν έκτός των πειραματικών ένεργειών των καταστάσεων και πειρα-
ματικούς λόγους μεταπτώσεων. Τά άποτελέσματα των Gloeckner και
Serduke δέν διαφέρουν κατά πολύ έκ των άποτελεσμάτων των προη-
γουμένων έρευνητών.

Τά άνωτέρω αναφερόμενα θεωρητικά άποτελέσματα συγκρίνονται
μέ τά άποτελέσματα της παρούσης εργασίας εις τό Σχήμα VII.1.

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ ΙΙΙ

ΓΩΝΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ γ - ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΝ ΠΡΟΤΥΠΟΝ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ

III.1 Είσαγωγή

Ἡ φασματοσκοπία γ ἔχει χρησιμοποιηθῆ εὐρέως εἰς τὴν πυρηνικήν φυσικήν διὰ τὴν μελέτην τῆς δομῆς τοῦ πυρήνος. Βασικόν πλεονέκτημα τῆς μεθόδου εἶναι ὅτι ἡ θεωρία τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀλληλεπιδράσεως εἰς τὴν ὁποίαν ὀφείλονται αἱ μεταπτώσεις γ , εἶναι γνωστή. Μετρήσεις τῶν γωνιακῶν κατανομῶν τῆς ἀκτινοβολίας γ κατέχουν μίαν ἐξέχουσαν θέσιν εἰς τὴν φασματοσκοπίαν γ . Ἡ ἀνισοτροπία ἡ ὁποία ἐμφανίζεται εἰς τὰς γωνιακὰς κατανομὰς τῶν ἀκτίνων γ συνδέεται ἀμέσως μέ τὰς ιδιότητας τῶν πυρηνικῶν καταστάσεων, μέσφ τῶν ὁποίων λαμβάνει χώραν ἡ μετάπτωσις. Τὰ σπῖν τῶν καταστάσεων, ἡ ὁμοτιμία καὶ ὁ λόγος ἐπιμίξεως τῶν πολυπολικῶν μεταπτώσεων ὑπεισέρχονται ἀναλυτικῶς εἰς τὰς θεωρητικὰς ἐκφράσεις, ὁ προσδιορισμὸς δὲ τούτων ἐπιτυγχάνεται γενικῶς ἐκ τῆς συγκρίσεως τῶν πειραματικῶν γωνιακῶν κατανομῶν ὡς πρὸς τὰς ἀντιστοιχοῦς θεωρητικὰς.

Εἰς τὴν συνέχειαν ἐκτίθεται σύντομος περιγραφή τῶν μεγεθῶν τὰ ὁποῖα ὑπεισέρχονται εἰς τὰς γωνιακὰς κατανομὰς τῶν ἀκτίνων γ . Ἡ παρουσίασις βασίζεται εἰς τὸν φορμαλισμὸν τῶν Rose καὶ Brink¹⁹⁾.

Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς γωνιακῆς κατανομῆς ἀκτίνων γ , τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδίων θεωρεῖται ὡς διαταραχὴ τοῦ πυρηνικοῦ πεδίου καὶ οἱ τελεσταὶ μεταπτώσεως ἐξάγονται ἐκ μιᾶς ἡμικλασσικῆς θεωρήσεως τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου. Ὁ ἠλεκτρομαγνητικὸς τελεστής μεταπτώσεως ἀναπτύσσεται εἰς ὄρους πολυπολικῶν μεταπτώσεων $T_{LM}^{<\pi>}$, οἱ ὁποῖοι ὡς πρὸς τὰς στροφὰς μετασχηματίζονται ὡς σφαιρικοὶ τανυσταὶ τάξεως L . Ὁ δείκτης $<\pi>$ ἀναφέρεται εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν ἢ μαγνητικὸν χαρακτῆρα τῆς ἀλληλεπιδράσεως.

Ἡ πιθανότης μεταπτώσεως μεταξὺ τῆς ἀρχικῆς πυρηνικῆς καταστάσεως $|J_1 M_1\rangle$ καὶ τῆς τελικῆς καταστάσεως $|J_2 M_2\rangle$ ὑπὸ τὴν σύγχρονον ἐκπομπὴν ἐνός φωτονίου μέ κυματικὸν ἀριθμὸν \vec{k} καὶ πόλωσιν \vec{e}_q ($q=1, -1$) δίδεται ἐκ τοῦ τετραγώνου τοῦ πλάτους πιθανότητος:

$$A_{M_1 M_2}^Q(\vec{k}) = -(k/2\pi\hbar)^{1/2} \sum_{LM\pi} q^\pi \langle J_1 M_1 | T_{LM}^{<\pi>} | J_2 M_2 \rangle D_{Mq}^L(R) \quad (\text{III.1})$$

όπου $D(R)$ είναι ο πίναξ στροφής με τον άξονα z κατά την διεύθυν-
σιν \vec{k} .

*Όταν η διεύθυνσις του σπίν της τελικής καταστάσεως δέν παρα-
τηρείται και τό σύστημα έχει κυλινδρικήν συμμετρίαν, η πιθανότης
παρατηρήσεως ενός φωτονίου με κυματικόν αριθμόν \vec{k} και πόλωσιν \vec{e}_q
δίδεται υπό της έκφράσεως

$$P^Q(\vec{k}) = \sum_{M_1} W(M_1) \sum_{M_2} | A_{M_1 M_2}^Q(\vec{k}) |^2 \quad (\text{III.2})$$

όπου $W(M_1)$ είναι η σχετική πιθανότης καταλήψεως της υποκαταστάσεως
 M_1 . Εάν χρησιμοποιήσωμεν τό θεώρημα των Wigner και Eckart

$$\langle J_1 M_1 | T_{LM} | J_2 M_2 \rangle = (-1)^{2L} \langle J_2 L M_2 | J_1 M_1 \rangle \langle J_1 || T_L || J_2 \rangle \quad (\text{III.3})$$

και τας ιδιότητας μετασχηματισμοῦ των πινάκων στροφής D_{MM}^L , η
σχέσις (III.2) λαμβάνει τήν μορφήν

$$P^Q(k) = (k/2\pi\hbar) \sum_{LL'\pi\pi'K} B_K(J_1) R_K^Q(LL'J_1J_2) P_K(\cos\theta) \times \\ \times q^{\pi+\pi'} \{ (2L+1)(2L'+1) \}^{-1/2} \langle J_1 || \vec{T}_L^{<\pi>} || J_2 \rangle \langle J_1 || \vec{T}_{L'}^{<\pi'\rangle} || J_2 \rangle^* \quad (\text{III.4})$$

Οι συντελεσταί $B_K(J_1)$ καλοῦνται συντελεσταί καταλήψεως και έχουν
τήν αναλυτικήν έκφρασιν

$$B_K(J_1) = \sum_{M_1} W(M_1) (-1)^{J_1-M_1} (2J_1+1)^{1/2} \langle J_1 J_1 M_1 - M_1 | K 0 \rangle \quad (\text{III.5})$$

$$B_0(J_1) = 1$$

Τό άθροισμα εις τήν έξ. (III.5) λαμβάνεται διά τιμάς του M_1 από
 J_1 έως $-J_1$ και ο κανονισμός των σχετικῶν πιθανοτήτων καταλήψεως
 $W(M_1)$ της υποκαταστάσεως M_1 ικανοποιεῖ τήν σχέσιν

$$\sum_{M_1} W(M_1) = 1 \quad (\text{III.6})$$

Ἡ ἀναλυτικὴ ἔκφρασις τῶν συντελεστῶν $R_K^Q(LL'J_1J_2)$ δίδεται εἰς τὸ κεφάλαιον VI. Οἱ συντελεσταὶ αὐτοὶ περιγράφουν τὸν γεωμετρικὸν τρόπον συνδέσεως τῶν καταστάσεων μέ σπῖν J_1 καὶ J_2 μέ πολύπολα τάξεως L καὶ L' .

Εἰς τὴν πρᾶξιν δέν μετράται ἡ ἀπόλυτος ἔντασις τῶν φωτονίων συναρτήσῃ τῆς γωνίας, ἀλλὰ ἡ σχετικὴ ἔντασις $W(\theta)$. Ἡ σχετικὴ ἔντασις τῶν φωτονίων, ἡ ὁποία ὀνομάζεται καὶ γωνιακὴ κατανομή, ἐξαρτᾶται πλέον ἐκ τοῦ λόγου τῶν ἀνοιγμένων στοιχείων τοῦ πίνακος μεταπτώσεως. Ὁ λόγος τῶν ἀνοιγμένων στοιχείων τοῦ πίνακος μεταπτώσεως καλεῖται λόγος ἐπιμίξεως, ὀρίζεται δέ ὡς:

$$\delta_L^{<\pi>} = \frac{\langle J_1 || \hat{T}_L^{<\pi>} || J_2 \rangle / (2L+1)^{1/2}}{\langle J_1 || \hat{T}_L^{<\bar{\pi}>} || J_2 \rangle / (2\bar{L}+1)^{1/2}} \quad (\text{III.7})$$

ὅπου \bar{L} καὶ $\bar{\pi}$ εἶναι στροφορμὴ καὶ τὸ εἶδος (ἠλεκτρικὴ ἢ μαγνητικὴ) τῆς μικροτέρας τάξεως πολυπολικῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία λαμβάνει μέρος εἰς τὴν μετάπτωσιν $J_1 \rightarrow J_2$. Ἡ γωνιακὴ κατανομή, συναρτήσῃ τοῦ λόγου ἐπιμίξεως, ἔχει τὴν μορφήν:

$$(\text{III.8})$$

$$W^Q(\theta) = \sum_{LL' \pi \pi' K} \{ B_K(J_1) R_K^Q(LL'J_1J_2) P_K(\cos\theta) \delta_L^{<\pi>} \delta_{L'}^{<\pi'>} \} / \sum_{L\pi} |\delta_L^{<\pi>}|^2$$

Ἐάν ἡ πόλωσις τῆς ἀκτινοβολίας γ δέν παρατηρεῖται, ἀπαιτεῖται ἡ ἄθροισις ἐπὶ ὅλων τῶν πολώσεων \hat{e}_q^+ . Ἡ γωνιακὴ κατανομή τῶν μὴ πολωμένων φωτονίων λαμβάνει τὴν μορφήν:

$$W(\theta) = \sum_{q=-1}^1 W^Q(\theta) = \sum_{LL' \pi \pi' K} \{ B_K(J_1) R_K(LL'J_1J_2) P_K(\cos\theta) \times x \{ 1 + (-1)^{L+L'+\pi+\pi'-K} \} \delta_L^{<\pi>} \delta_{L'}^{<\pi'>} \} / 2 \sum_{L\pi} |\delta_L^{<\pi>}|^2 \quad (\text{III.9})$$

* $R_K(LL'J_1J_2) = R_K^{q=1}(LL'J_1J_2) = (-1)^{L+L'-K} R_K^{q=-1}(LL'J_1J_2)$

Ο μόνος περιορισμός, ο οποίος έτεθη διά τήν έξαγωγήν τῆς ἐξίσωσης (III.9) εἶναι ὅτι ἡ ἀρχική κατάσταση ἔχει καθωρισμένον σπίν J_1 καί τό σύστημα παρουσιάζει κυλινδρικήν συμμετροίαν, π.χ. αἱ καταστάσεις δέν ἔχουν ἀπαραιτήτως καθωρισμένην ὁμοτιμίαν.

Ἐάν ἡ ἀρχική καί τελική κατάσταση ἔχουν καθωρισμένην ὁμοτιμίαν ἡ ἐξ. (III.9) ἀπλοποιεῖται. Ἐπειδή ἡ ἠλεκτρομαγνητική ἀλληλεπίδρασις διατηρεῖ τήν ὁμοτιμίαν, τό ἄθροισμα $L+L'+\pi+\pi'$ εἰς τήν ἐξ. (III.9) δέν λαμβάνει ἀνεξαρτήτως ὅλας τὰς δυνατάς τιμάς, διότι ὑφίστανται σταθερές σχέσεις μεταξύ τῶν τιμῶν L καί π .

- α) Ἐάν αἱ καταστάσεις J_1 καί J_2 ἔχουν τήν ἴδιαν ὁμοτιμίαν τότε αἱ ἠλεκτρικά ($\pi=0$) μεταπτώσεις συμβαίνουν μόνον δι' ἄρτια L , ἐνῶ αἱ μαγνητικά ($\pi=1$) μεταπτώσεις μόνον διά περιττά L .
- β) Ἐάν αἱ καταστάσεις J_1 καί J_2 ἔχουν ἀντίθετον ὁμοτιμίαν, τότε αἱ ἠλεκτρικά ($\pi=0$) μεταπτώσεις συμβαίνουν μόνον διά περιττόν L , ἐνῶ αἱ μαγνητικά ($\pi=1$) μεταπτώσεις συμβαίνουν δι' ἄρτιον L .

Ἦτοι, εἰς τήν πρώτην περίπτωσιν ἐπιτρέπονται αἱ μεταπτώσεις χαρακτῆρος $M_1, E_2, M_3, E_4 \dots$, ἐνῶ εἰς τήν δευτέραν αἱ μεταπτώσεις χαρακτῆρος $E_1, M_2, E_3, M_4 \dots$. Ὡς ἐκ τούτου τό ἄθροισμα $L+\pi+L'+\pi'$ λαμβάνει ἄρτίας τιμάς, καί ὁ ὅρος $1+(-1)^{L+L'+\pi+\pi'-K}$ εἶναι διάφορος τοῦ μηδενός μόνον δι' ἄρτια K . Βάσει τῶν ἀνωτέρω ὅταν αἱ στάθμαι ἔχουν καθωρισμένην ὁμοτιμίαν ἡ ἐξ. (III.9) λαμβάνει τήν μορφήν:

$$W(\theta) = \sum_{\substack{(L\pi) (L'\pi') \\ K=\text{ἄρτιον}}} \{B_K(J_1) R_K(LL'J_1J_2) P_K(\cos\theta) \delta_L^{<\pi>} \delta_{L'}^{<\pi'>}\} / \sum_L |\delta_L^{<\pi>}|^2. \quad (\text{III.10})$$

Ἡ πιθανότης μεταπτώσεως τῶν πολυπολικῶν ἀκτινοβολιῶν μειοῦται ραγδαίως μέ τήν αὔξησιν τῆς τάξεως L^{20} . Ἐνεκα τούτου γενικῶς θεωρεῖται ὅτι εἰς τὰς μεταπτώσεις συνεισφέρουν μόνον αἱ

δύο μικροτέρας τάξεως πολυπολικαί ακτινοβολίαι. Βάσει τούτου ή έξ. (III.10) άπλοποιεΐται λαμβάνοντας τήν μορφήν:

$$W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) P_K(\cos\theta) \frac{\{R_K(\bar{L}\bar{L}J_1J_2) + 2\delta R_K(\bar{L}LJ_1J_2) + \delta^2 R_K(LLJ_1J_2)\}}{1 + \delta^2} \quad (\text{III.11})$$

όπου \bar{L} καί L είναι τά μικροτέρας τάξεως πολύπολα μέ τήν σειράν μέ τήν όποίαν αναφέρονται.

Ός έμφαίνεται έκ τής έξ. (III.11) ή γωνιακή κατανομή τής ακτινοβολίας γ συνδέεται άμέσως μέ τας ιδιότητες τών πυρηνικών καταστάσεων μέσφ τών όποίων λαμβάνει χώραν ή μετάπτωσις. Η μέτρησις τής γωνιακής κατανομής δύναται έπομένως νά δώση πληροφορίας διά τά σπίν τών καταστάσεων ώς καί διά τόν λόγον έπιμίξεως δ τής μεταπτώσεως. Αί πληροφορίαί αύται είναι άνεξάρτητοι πυρηνικού προτύπου τό όποϊον δεχόμεθα διά τήν έξήγησιν τής δομής του πυρήνος. Είς τήν πράξιν ό ύπολογισμός τών σπίν καί του λόγου έπιμίξεως έκ τών πειραματικών γωνιακών κατανομών έπιτυγχάνεται διά προσαρμογής τών θεωρητικών πρός τά πειραματικά δεδομένα. Η προσαρμογή πραγματοποιεΐται διά μεταβολής τών παραμέτρων αί όποϊαι ύπεισέρονται είς τας θεωρητικάς γωνιακάς κατανομάς, ώστε νά έπιτευχθή ή έλαχίστη τιμή τής συναρτήσεως χ^2 .

Αί παράμετροι, αί όποϊαι έμφανίζονται είς τήν έκφρασιν τής γωνιακής κατανομής (βλ. έξ. III.11) είναι, άφ'ένός τά σπίν τών καταστάσεων J_1, J_2 καί ό λόγος έπιμίξεως δ , καί άφ'έτέρου οι συντελεσταί $B_K(J_1)$, οι όποϊοι έξαρτώνται βασικώς (βλ. έξ. III.5) έκ τών σχετικών πιθανοτήτων καταλήψεως $W(M_1)$ τών μαγνητικών ύποκαταστάσεων τής καταστάσεως J_1 . Αί πρώται παράμετροι, δηλαδή τά σπίν καί ό λόγος έπιμίξεως διαφοροποιούνται έκ τών συντελεστών $B_K(J_1)$ καθ'όσον έχουν άπόλυτον χαρακτήρα καί είναι σταθεραί ιδιότητες του πυρήνος. Αντιθέτως οι συντελεσταί B_K χαρακτηρίζουν τήν έκάστοτε φυσικήν διαδικασίαν μέσφ τής όποίας διεγείρεται ό πυρήν. Βασικός στόχος ενός πειράματος γωνιακής κατανομής είναι ό προσδιορισμός τών παραμέτρων αί όποϊαι χαρακτηρίζουν τας καταστάσεις

του πυρήνος. Έν τούτοις, έπειδή οι συντελεσταί B_K εισέρχονται αναλυτικώς είς τήν έκφρασιν τής γωνιακής κατανομής δέν δύναται νά άγνοηθοϋν. Έάν έκάστη υποκατάστασις M_1 τής καταστάσεως J_1 έχει τήν ίδιον πιθανότητα καταλήψεως $W(M_1)$ δηλαδή ή κατάστασις δέν είναι πολωμένη οι συντελεσταί B_K μηδενίζονται διά κάθε K (έκτός διά $K=0$, όπου $B_0=1$) και ή γωνιακή κατανομή $W(\theta)$ όπως δίδεται υπό τής έξ. (III.11) είναι ίσοτροπική* άνεξαρτήτως των J_1, J_2 και δ . Τελικώς μόνον μέσω φυσικών διαδικασιών, αι όποιαι καθιστοϋν τήν στάθμη J_1 πολωμένην δυνάμεθα νά μελετήσωμεν τήν κατανομήν τής άκτινοβολίας διά τήν έξαγωγήν των άνωτέρω παραμέτρων.

III.2 Τρόποι δημιουργίας Στάθμης είς Καταστάσεις Πολώσεως

Αι περιπτώσεις κατά τάς όποιάς μία στάθμη δημιουργείται είς κατάστασιν πολώσεως δύνανται νά διαιρεθοϋν είς δύο κατηγορίας:

- α) Έη κατάστασις J_1 δημιουργείται είς κατάστασιν πολώσεως μέσω μιās φυσικής διεργασίας έκ τής όποιάς δύνανται νά υπολογισθοϋν έπακριβώς οι συντελεσταί καταλήψεως $B_K(J_1)$.
- β) Έη κατάστασις J_1 δημιουργείται είς κατάστασιν πολώσεως μέσω μιās φυσικής διεργασίας, ό υπολογισμός όμως των συντελεστών $B_K(J_1)$ άπαιτεί τήν παραδοχήν ενός είδικου μηχανισμού πυρηνικής άντιδράσεως.

Είς τήν πρώτην κατηγορίαν άνήκουν πειράματα υπό τον γενικόν τίτλον συσχέτισις γ - γ . Είς τά πειράματα αυτά ή πόλωσις τής στάθμης J_1 έπιταχύνεται διά παρατηρήσεως έν συμπτώσει των άκτινοβολιών γ' και γ τής άλληλουχίας $J_1 \xrightarrow{\gamma'} J_1 \xrightarrow{\gamma} J_2$.

*Παρατηρείται ότι $R_0(LL'J_1J_2)=\delta(LL')$

Ἡ ἀρχικὴ κατάσταση J_1' εἶναι μὴ πολωμένη, ἡ πόλωση δὲ τῆς καταστάσεως J_1 ἐπιτυγχάνεται διὰ παρατηρήσεως ἐν συμπτώσει τῆς ἀκτινοβολίας γ' εἰς σταθερὰν γωνίαν. Οἱ συντελεσταὶ καταλήψεως $B_K(J_1)$ τῆς στάθμης J_1 ὑπολογίζονται ἐπακριβῶς συναρτήσῃ τῶν παραμέτρων J_1', J_1 καὶ δ' τῆς μεταπτώσεως $J_1' \xrightarrow{\gamma'} J_1$.

Εἰς τὴν δευτέραν κατηγορίαν ἀνήκουν πειράματα ὅπου ἡ στάθμη J_1 διεγείρεται μέσῳ μιᾶς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως, π.χ. τῆς μορφῆς $A(a, b\gamma)$ ἢ $A(a, \gamma)B$. Αἱ σχετικαὶ πιθανότητες καταλήψεως ἐξαρτῶνται ἐκ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἀντιδράσεως καὶ ἐπομένως καὶ ἐκ τοῦ προτύπου τὸ ὁποῖον λαμβάνομεν διὰ τὴν ἐξήγησιν τοῦ πυρηνικοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἀντιδράσεως. Διὰ τὴν ἀνάλυσιν τῶν γωνιακῶν κατανομῶν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀνεπτύχθησαν δύο διαφορετικοὶ μέθοδοι.

i) Δέν γίνεται καμμία παραδοχὴ διὰ τὸν μηχανισμόν τῆς ἀντιδράσεως μέσῳ τῆς ὁποίας διεγείρεται ἡ κατάσταση J_1 , οἱ σχετικοὶ συντελεσταὶ καταλήψεως $W(M_1)$ θεωροῦνται ὡς ἀνεξάρτητοι παράμετροι καὶ προσδιορίζονται ἐκ τῆς προσαρμογῆς τῶν πειραματικῶν δεδομένων. Ἡ μέθοδος αὐτὴ ἀνεπτύχθη ὑπὸ τῶν Warburton καὶ Rose²¹⁾, ἀργότερον δὲ ἐπεξετάθη ὑπὸ τῶν Litherland καὶ Ferguson²²⁾. Κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Litherland, ἡ ὁποία εἶναι γνωστὴ ὡς "ΜΕΘΟΔΟΣ ΙΙ" τὸ σωματίον b εἰς μίαν ἀντίδρασιν τῆς μορφῆς $A(a, b\gamma)B$, ἀνιχνεύεται εἰς γωνίας $\theta_b = 0^\circ$ ἢ $\theta_b = 180^\circ$ ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης. Διὰ τὴν γεωμετρίαν αὐτὴν ἡ κυλινδρική συμμετρία δέν καταστρέφεται, συγχρόνως δὲ ὁ ἀριθμὸς τῶν παραμέτρων $W(M_1)$ μειοῦται ἐπειδὴ αἱ διεγειρόμεναι ὑποκαταστάσεις περιορίζονται ὑπὸ τῆς ἀνισότητος $|M| \leq J_A + s_a + s_b$ ὅπου J_A εἶναι τὸ σπῖν τῆς θεμελιώδους καταστάσεως τοῦ στόχου καὶ s_a καὶ s_b τὰ σπῖν τοῦ εἰσερχομένου καὶ ἐξερχομένου σωματίου.

ii) Οἱ σχετικοὶ συντελεσταὶ καταλήψεως ὑπολογίζονται βάσει ἐνὸς πυρηνικοῦ προτύπου τὸ ὁποῖον δεχόμεθα διὰ τὸν μηχανισμόν τῆς ἀντιδράσεως.

Διά τόν ύπολογισμόν τῆς θεωρητικῆς γωνιακῆς κατανομῆς εἰς τήν παρούσαν ἐργασίαν ἐχρησιμοποιήθη ἡ δευτέρα μέθοδος. Τό πρότυπον τό ὁποῖον ἐχρησιμοποιήθη ἦτο τῶν Hauser καί Feshbach εἰς τά πλαίσια τῆς στατιστικῆς θεωρίας τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων²³⁾.

III.3 Πυρηνικές Ἀντιδράσεις κατά τό Στατιστικόν Πρότυπον

Τό πρότυπον τῶν Hauser καί Feshbach εἰς τήν στατιστικήν θεωρίαν τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων²³⁾ ἀποτελεῖ τήν βάσιν διά τήν θεωρητικήν ἀνάλυσιν τῶν γωνιακῶν κατανομῶν τῆς ἀκτινοβολίας γ εἰς τήν παρούσαν ἐργασίαν. Τό πρότυπον τοῦτο βασίζεται εἰς τόν μηχανισμόν τοῦ συνθέτου πυρῆνος, ὁ ὁποῖος ἔχει θεμελιωθῆ ἐπί τῶν ἀρχικῶν ἰδεῶν τοῦ N. Bohr²⁴⁾. Ὁ Bohr ὑπέθεσε ὅτι κατά τήν διάρκειαν μιᾶς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως, σχηματίζεται ἕνα ἀσταθές ἐνδιάμεσον σύστημα (σύνθετος πυρῆν) τοῦ ὁποίου ὁ χρόνος ζωῆς εἶναι μέγας ἐν σχέσει μέ τόν χρόνον ἀλληλεπιδράσεως τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων μεταξύ δύο νουκλεονίων, ὁ ὁποῖος εἶναι τῆς τάξεως τῶν 10^{-22} sec. Ἰσχυραί ἀλληλεπιδράσεις λαμβάνουν χώραν μεταξύ τῶν νουκλεονίων ἐντός τοῦ ἐνδιαμέσου συστήματος, τελικά δέ ἐν ἑξ αὐτῶν ἔχει ἀρκετήν ἐνέργειαν ὥστε νά ἀπομακρυνθῆ ἐκ τοῦ συνθέτου πυρῆνος. Τό πρότυπον τοῦτο καλεῖται καί πρότυπον τῶν ἰσχυρῶν ἀλληλεπιδράσεων.

Ὁ μηχανισμός τοῦ συνθέτου πυρῆνος χαρακτηρίζεται ἐκ τῶν ἑξῆς βασικῶν ἰδιοτήτων:

- α) Ὁ χρόνος μεταξύ δημιουργίας καί διασπάσεως τοῦ συνθέτου πυρῆνος εἶναι μέγας· ἀρκετός ὥστε τό σύστημα νά φθάνη εἰς ἕνα εἶδος θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας, διερχόμενον ἐξ ὅλων τῶν βαθμίδων ἐλευθερίας.
- β) Ἡ διαδικασία τῆς δημιουργίας καί ἡ διαδικασία τῆς ἀποδιεγέρσεως τοῦ συνθέτου πυρῆνος εἶναι ἀνεξάρτητοι, ὑφίσταται δέ περιορισμός μόνον ὡς πρός τās σταθεράς τῆς κινήσεως (ἀριθμόν τῶν νουκλεονίων, ἐνέργεια, ὁμοτιμία, γωνιακή καί γραμμική ὁρμή).

Ο ανωτέρω μηχανισμός δέν εἶναι ὁ μοναδικός, ἀπλῶς ἀποτελεῖ τήν μίαν ἀκραίαν περίπτωσιν (ἰσχυρά ἀλληλεπίδρασις μεταξύ ὄλων τῶν σωματίων κατά τό ἐνδιάμεσον στάδιον). Εἰς τήν ἀντίθετον περίπτωσιν παρατηρεῖται ὁ μηχανισμός τῶν ἀμέσων ἀντιδράσεων, εἰς τάς ὁποίας ἡ ἀντίδρασις βαίνει μέσφ ἀλληλεπίδρασεως δύο ἢ σχετικῶς ὀλίγων σωματίων. Οἱ δύο αὐτοί μηχανισμοί συνυπάρχουν πάντοτε εἰς μίαν πυρηνικήν ἀντίδρασιν. Ὑπό ὠρισμένης ὁμοῦ συνθήκας ὁ ἕνας ἢ ἄλλος μηχανισμός ὑπερισχύει ὥστε ἡ ἀντίδρασις σχεδόν ἀποκλειστικά νά ἐξελίσσειται μέσφ τοῦ ἑνός μηχανισμοῦ. Τά ὄρια τῶν συνθηκῶν διά τήν πορείαν τῆς ἀντιδράσεως μέσφ τοῦ ἑνός ἢ τοῦ ἄλλου μηχανισμοῦ δέν εἶναι σαφεῖ, βασικόν ὅμως κριτήριον εἶναι τό μήκος κύματος τοῦ εἰσερχομένου σωματίου εἰς τό κέντρον μάξης τοῦ συστήματος. Ἐάν τό μήκος κύματος εἶναι μεγαλύτερον τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρῆνος τότε ὑπερισχύει ὁ μηχανισμός τοῦ συνθέτου πυρῆνος, ἀντιθέτως ἐάν τό μήκος κύματος εἶναι μικρότερον τῆς ἀκτίνος, τό εἰσερχόμενον σωματίον δέν "βλέπει" ὁλόκληρον τόν πυρῆνα, ἀλλά μικρόν μέρος αὐτοῦ καί ὁ ἄμεσος μηχανισμός ὑπερισχύει. Ἐτερον κριτήριον εἶναι τό μέσον μήκος, τό ὁποῖον διανύει τό σωματίον ἐντός τῆς πυρηνικῆς μάξης προτοῦ ἀπορροφηθῆ. Συμφώνως πρός τό Ὀπτικόν Πρότυπον τό εἰσερχόμενον σωματίον ἔχει μίαν πιθανότητα νά ἀπορροφηθῆ καί νά δημιουργήσῃ σύνθετον πυρῆνα. Ἡ πιθανότης αὕτη ὁρίζεται ἐκ τοῦ φανταστικοῦ μέρους W τοῦ δυναμικοῦ. Τό μήκος αὐτό δίδεται ὑπό τῆς ἐκφράσεως

$$l \approx \left\{ \frac{\hbar^2 (E+V)}{2m W^2} \right\}^{1/2} \quad (\text{III.12})$$

ὅπου E καί m ἡ ἐνέργεια καί ἡ μάζα τοῦ εἰσερχομένου σωματίου καί $V+iW$ τό ὀπτικόν δυναμικόν. Οὕτω, ὅσον τό μήκος εἰς τήν ἐξ. (III.12) εἶναι μεγαλύτερον, τόσον ὁ μηχανισμός τοῦ συνθέτου πυρῆνος ὑπερισχύει. Εἰς τήν συνέχειαν παρουσιάζεται σύντομος περιγραφή τοῦ μηχανισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρῆνος βάσει τῶν ὀριακῶν συνθηκῶν τῶν Karur καί Peierls²⁵⁾, ὡς καί τήν στατιστικήν θεώρησιν τῶν πυρηνικῶν συντονισμῶν.

Χαρακτηριστική ιδιότης τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων εἶναι ἡ ἐμφάνισις συντονισμῶν εἰς τὴν ἐνεργὸν ὀλικὴν διατομὴν. Οἱ συντονισμοὶ χαρακτηρίζονται ἐκ τῶν ἐνεργειῶν συντονισμοῦ E_1, E_2, \dots, E_n ἐκ τοῦ εὗρους $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n$ καὶ ἐκ τῆς ἐνεργειακῆς ἀποστάσεως D_1, D_2, \dots, D_n μεταξὺ τῶν. Οἱ συντονισμοὶ χαμηλῆς ἐνεργείας ἔχουν μέσον εὗρος Γ τῆς τάξεως τῶν 10^{-2} keV τὸ ὁποῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς χρόνους ζωῆς 10^{-16} sec, ἡ δὲ μέση ἀπόστασις D μεταξὺ τῶν συντονισμῶν εἶναι τῆς τάξεως τῶν 500 keV. Ἰσχύει ἐπομένως ἡ ἀνισότης

$$\frac{\Gamma}{D} \gg 1 \quad (\text{III.13})$$

Ἡ περιοχὴ ὅπου ἰσχύει ἡ ἐξ. (III.13) καλεῖται περιοχὴ συντονισμοῦ. Μὲ αὐξήσιν τῆς ἐνεργείας συντονισμοῦ παρατηρεῖται αὐξήσις τῆς πυκνότητος τῶν αἰχμῶν συντονισμοῦ, τὸ εὗρος δὲ αὐτῶν εὐρύνεται, ὥστε τελικῶς ἡ σχέσις τῆς ἐξ. (III.13) ἀντιστρέφεται καὶ ἰσχύει

$$\frac{\Gamma}{D} \ll 1 \quad (\text{III.14})$$

Εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν οἱ συντονισμοὶ ἐπικαλύπτονται, καὶ ἡ ἐνεργὸς διατομὴ δὲν ἐμφανίζει αἰχμὰς, ἀλλὰ ἔχει μίαν ὀμαλὴν μορφήν. Ἡ περιοχὴ αὐτὴ καλεῖται περιοχὴ συνεχείας.

Οἱ συντονισμοὶ ἀντικατοπτρίζουν τὴν ἐσωτερικὴν δομὴν τοῦ συστήματος τὸ ὁποῖον δημιουργεῖται ὅταν τὸ εἰσερχόμενον σωματίον ἐνσωματωθῇ μὲ τὸν στόχον. Εἰς τὸ σημεῖον αὐτὸ πρέπει νὰ τονισθῇ ὅτι ἡ ἐμφάνισις τῶν αἰχμῶν συντονισμοῦ δὲν εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς διακριτικῆς ἰκανότητος ΔE τοῦ πειράματος. Εἰς ἓνα πείραμα μικρᾶς διακριτικῆς ἰκανότητος, ἀνεξαρτήτως περιοχῆς ἐνεργείας, ἡ ἐνεργὸς διατομὴ δὲν παρουσιάζει αἰχμὰς, ἀλλὰ ἐμφανίζει μίαν ὀμαλὴν καμπύλην, ἡ ὁποία ἀντιπροσωπεύει τὴν μέσην τιμὴν τῶν πυρηνικῶν συντονισμῶν τῆς περιοχῆς. Ὡσαύτως πειράματα μεγάλης διακριτικῆς ἰκανότητος δύνανται νὰ διαχωρίσουν τοὺς πυρηνικοὺς συντονισμοὺς εἰς περιοχὰς τῆς

συνεχείας (συντονισμοί ή διακυμάνσεις ERICSON²⁶). Η μεγάλη ή μικρά διακριτική ικανότητα ενός πειράματος είναι συνάρτησις του μέσου εύρους Γ και της μέσης απόστασεως D των συντονισμών εις την ώρισμένην περιοχόν. Πείραμα μικράς διακριτικής ικανότητος εις την περιοχόν $\Gamma/D \ll 1$ χαρακτηρίζεται εκ της άνισότητος $\Delta E > D > \Gamma$, ένω πείραμα μεγάλης διακριτικής ικανότητος εις την περιοχόν $\Gamma/D \gg 1$ χαρακτηρίζεται εκ της σχέσεως $\Delta E \sim \Gamma$.

Οι χρόνοι ζωής των καταστάσεων του συνθέτου πυρήνος είναι της τάξεως των $10^{-16} - 10^{-20}$ sec. Οι χρόνοι αυτοί είναι μεγαλύτεροι κατά $10^6 - 10^2$ φορές μεγαλύτεροι των τυπικών πυρηνικών χρόνων των 10^{-22} sec εις τας άμέσους αντιδράσεις, οι οποιοι είναι αντιδράσεις ενός βήματος. Αι καταστάσεις του συνθέτου πυρήνος έπιζούν διά πολύν χρόνον, έχουν δέ χαρακτηήρα σχεδόν στατικών. Ούτω, καταστάσεις του ένδιαμέσου συστήματος αι οποίαι διεγείρονται εις μίαν πυρηνικήν αντίδρασιν μέσω του μηχανισμού του συνθέτου πυρήνος, αντιπροσωπεύουν τας ιδιοκαταστάσεις του συστήματος*, και έπομένως είναι δυνατόν νά άποδοθούν εις αύτάς ώρισμένοι ιδιοτιμαί ένεργείας, σπίν και όμοτιμίας όπως άκριβώς εις τας χαμηλής ένεργείας στατικής καταστάσεις του πυρήνος. Ήτοι, ή κυματοσυνάρτησις Ψ_λ^{JM} μιās τοιαύτης καταστάσεως είναι λύσις της έξισώσεως του Schrödinger

$$H\Psi_\lambda^{JM} = W_\lambda^{JM}\Psi_\lambda^{JM} \quad (\text{III.15})$$

Η έκλογή των όριακών συνθηκών της έξ. (III.15) είναι έλευθέρα. Οι Karur και Peierls²⁵) εισήγαγον την συνθήκην των διασπαζομένων καταστάσεων. Η συνθήκη αυτή σημαίνει ότι ή κυματοσυνάρτησις Ψ_λ^{JM} πρέπει νά συμπεριφέρεται ως κύμα έξόδου εις όλους τους

* Αι άμεσαι αντιδράσεις διέρχονται εκ καταστάσεων του ένδιαμέσου συστήματος, δέν είναι όμως ιδιοκαταστάσεις τούτου.

έπιτρεπόμενους διαύλους*

$$\Psi_{\lambda}^{JM} = \sum_{cI\ell} C_{\lambda c I \ell}^J \frac{u_c + (k_c r_c)}{\sqrt{u_c r_c}} D_{cI\ell}^{JM} \quad (\text{III.16})$$

όπου

$$D_{cI\ell}^{JM} = \sum_{\mu\nu\nu_a V_A} \langle I\ell\nu m | JM \rangle \langle I_a I_A \nu_a V_A | I\nu \rangle | I_a \nu_a \rangle | I_A V_A \rangle | \ell m \rangle$$

είναι το μή ακτινικόν μέρος της κυματοσυναρτήσεως συμφώνως προς την σύνδεσιν των στροφορμών

$$\begin{aligned} \vec{I} &= \vec{I}_a + \vec{I}_A \\ \vec{J} &= \vec{I} + \vec{\ell} \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

όπου I_a και I_A είναι τά σπίν του εισερχομένου σωματίου a και του στόχου A αντίστοιχως, και ℓ είναι η γωνιακή στροφορμή του εισερχομένου σωματίου. Οι συντελεσταί $C_{\lambda \bar{c}}^{J**}$ δίδουν τό πλάτος πιθανότητος ώστε η κατάσταση Ψ_{λ}^{JM} νά διασπασθῆ εἰς τόν διάυλον \bar{c} . Βάσει τῆς γενικῆς θεωρίας τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων²⁷⁾, ἡ διαφορική ἐνεργός διατομή διά τήν μετάπτωσιν $c \rightarrow c'$ μέ $c \neq c'$ δίδεται ὑπό τῆς σχέσεως

$$d\sigma_{cc'} = \frac{1}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \frac{1}{k_c^2} \sum_{LI'I} B_L(c'I', cI) P_K(\cos\theta_{c'}) d\Omega_{c'} \quad (\text{III.18})$$

*Μία πυρηνική αντίδρασις δύναται νά ἐξελιχθῆ μέσω διαφορετικῶν συνδυασμῶν παραγῶγων $a+A \rightarrow a_1+A_1$ Ἐκάστη πορεία καλεῖται γενικῶς διάυλος.
 $\rightarrow a_2+A_2$
 $\rightarrow \dots$
 $\rightarrow a_n+A_n$

** $\bar{c} = cI\ell$

Οι συντελεστές²⁷⁾ B_L είναι συνάρτησις τοῦ πίνακος $S_{\bar{c}c}$, τοῦ ὁποίου ἡ ἀναλυτικὴ ἐκφράσις δίδεται ὑπὸ τῆς ἐκφράσεως

$$S_{\bar{c}c}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda\bar{c}}^J u_{\lambda\bar{c}}^{J*}}{(E - W_{\lambda}^J)} \quad (\text{III.19})$$

Ἡ ὁλικὴ ἐνεργὸς διατομὴ δίδεται ὑπὸ τῆς ἐκφράσεως

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\lambda \lambda' J J'} g_J |S_{\bar{c}c}^J|^2 \quad (\text{III.20})$$

ὅπου

$$g_J = (2J+1) / (2J_a+1) (2J_A+1).$$

Ὁ ὅρος g_J ὑπεισέρχεται διότι δέν παρατηρεῖται ἡ πόλωσις τῶν καταστάσεων. Τὰ στοιχεῖα $u_{\lambda\bar{c}}^J$ εἰς τὴν ἐξ. (III.19) καλοῦνται ἀνοιγμένα πλάτη, εἶναι δέ ἀνάλογα τῶν συντελεστῶν $c_{\lambda\bar{c}}^J$ τὰ ὁποῖα ὅπως ἐλέχθη καὶ ἀνωτέρω ἐκφράζουν τὸ πλάτος πιθανότητος ὥστε ἡ στάθμη λ μὲ σπῖν J νὰ διασπασθῇ εἰς τὸν δίαυλον \bar{c} .

Ὅταν ἡ ἐνεργειακὴ διακριτικὴ ἱκανότης ΔE τοῦ πειράματος εἶναι μεγαλυτέρα τῆς μέσης ἀποστάσεως D τῶν ἐνεργειακῶν καταστάσεων

$$\Delta E > D \quad (\text{III.21})$$

ἕκαστος συντονισμὸς δέν δύναται νὰ ἀπομονωθῇ. Εἰς τὰ πειράματα αὐτά τὸ ἀποτέλεσμα εἶναι ἡ μέση τιμὴ τῶν συντονισμῶν καὶ ἐπομένως τὰ ἀποτελέσματα ἀναπαρίστανται ἐκ τῶν ἀντιστοίχων θεωρητικῶν εἰς τὰς ὁποίας λαμβάνεται ἡ μέση τιμὴ, ἐντὸς τοῦ ἐνεργειακοῦ διαστήματος ΔE . Οὕτω ἡ μέση ἐνεργὸς διατομὴ διὰ τὴν μετὰ-πτώσιν $c \rightarrow c'$ δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως.

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{1}{\Delta E} \int \sigma_{cc'} dE \quad (\text{III.22})$$

Δι' αντικατάστασως τῆς ἐξ. (III.20) εἰς τὴν ἐξ. (III.22) λαμβάνεται ἡ ἔκφρασις

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{cc'} &= \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J I \ell I' \ell'} g_J \overline{\left| S_{cc'}^J \right|^2} = \\ &= \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J I \ell I' \ell' \mu \nu} g_J \frac{u_{\lambda c}^J u_{\lambda c}^{J*} u_{\lambda c}^{J*} u_{\lambda c}^J}{(E - W_\lambda^J)(E - W_\mu^J)} \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

Ἡ γραμμὴ ὑπεράνω τοῦ κλάσματος δεικνύει μέσων τιμῶν εἰς τὸ ἐνεργειακὸν διάστημα ΔE . Τὸ ἀποτέλεσμα τῆς ὀλοκληρώσεως δίδει:

$$\overline{\left| S_{cc'}^J \right|^2} = \frac{\pi}{\Delta E} \sum_{\lambda \mu} \frac{u_{\lambda c}^J u_{\lambda c}^{J*} u_{\lambda c}^{J*} u_{\lambda c}^J (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)}{(E_\lambda^J - E_\mu^J)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)} \quad (\text{III.24})$$

ὅπου $\Gamma_{\lambda c}^J = |u_{\lambda c}^J|^2$ εἶναι ἡ πιθανότης διασπάσεως τῆς στάθμης εἰς τὸν δίαυλον c καὶ

$$\Gamma_\lambda^J = \sum_c \Gamma_{\lambda c}^J \quad (\text{III.25})$$

εἶναι ἡ ὀλικὴ πιθανότης διασπάσεως τῆς στάθμης λ . Ἐάν τὰ ἀνοιγμένα πλάτη $u_{\lambda c}^J$ εἶναι ἀσυσχέτιστα οἱ ὅροι μέ $\mu \neq \lambda$ δύνανται νά παραλειφθοῦν. Ἡ μὴ συσχέτισις τῶν ἀνοιγμένων πλατῶν $u_{\lambda c}^J$ προϋποθέτει βασικῶς τὴν ὑπόθεσιν ὅτι αἱ φάσεις τῶν κυματοσυναρτήσεων Ψ_λ^{JM} εἶναι τυχαῖαι ἐντὸς τοῦ ἐνεργειακοῦ διαστήματος ΔE τῆς περιοχῆς τῆς συνεχείας. Ἡ ὑπόθεσις αὕτη ἐξυπακούεται λογικῶς, διότι δέν ὑπάρχει μία προεξέχουσα διεύθυνσις εἰς τὸν χῶρον τῶν φάσεων, ὥστε αἱ φάσεις τῶν κυματοσυναρτήσεων νά μὴν κατανέμονται συμμετρικῶς πέριξ τοῦ μηδενός. Οἱ Lane καὶ Thomas²⁸⁾ εὔρον ὅτι μία ἀντικειμενικὴ συνθήκη διὰ τὴν παράλειψιν τῶν ὀρων μέ $\mu \neq \lambda$ εἶναι ἡ

$$\left(\frac{\bar{\Gamma}_\lambda^J}{\Delta E}\right)^{1/2} \ll 1 \quad (\text{III.26})$$

όπου $\bar{\Gamma}_\lambda^J$ είναι η μέση τιμή του ολικού εύρους του ενεργειακού διαστήματος ΔE . Ούτω η έξ. (III.24) διά $\lambda=\mu$ λαμβάνει την έκφρασιν

$$\left|S_{\bar{c}\bar{c}'}^J\right|^2 = 2 \frac{\pi}{D} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda\bar{c}}^J \bar{\Gamma}_{\lambda\bar{c}'}^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^{J2}} \bar{\Gamma}_\lambda = \frac{T_{\bar{c}}^J T_{\bar{c}'}^J}{\sum_{\bar{c}''} T_{\bar{c}''}^J}$$

όπου

$$T_{\bar{c}}^J \equiv T_{c\ell I}^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda\bar{c}}^J}{D} \quad (\text{III.27})$$

Οι συντελεσταί $T_{\bar{c}}^J$ καλούνται συντελεσταί διεισδυτικότητας και αντιστοιχούν εις την πιθανότητα δημιουργίας του συνθέτου πυρήνος εις τόν διάυλον \bar{c} μέ χαρακτηριστικές τιμάς σπίν (ℓ, I, J) . Η υπόθεσις ότι τά άνοιγμένα πλάτη $u_{\lambda\bar{c}}^J$ είναι άσυσχέτιστα η ίσοδυνάμως ότι αι φάσεις τών κυματοσυναρτήσεων έντός του ενεργειακού διαστήματος ΔE είναι τυχαίαι άποτελεεί την Στατιστικήν υπόθεσιν. Βάσει τής υπόθέσεως αύτης η γωνιακή κατανομή (βλ. έξ. III.18) λαμβάνει την έκφρασιν

$$\frac{d\sigma_{c'c}}{d\Omega_{c'}} = \frac{1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \frac{1}{4k_c^2} \sum_{JLI I' \ell \ell'} (-1)^{I'-I} Z(\ell J \ell J; J \ell) \times \\ Z(\ell' J \ell' J; I' \ell) \left(\frac{T_{\bar{c}}^J T_{\bar{c}'}^J}{\sum_{\bar{c}''} T_{\bar{c}''}^J} \right) P_L(\cos \theta_{c'}) \quad (\text{III.28})$$

Οι συντελεσταί Z μηδενίζονται²⁷⁾ διά περιττά L . Ένεκα τούτου εις την έξ. (III.28) επιζοϋν μόνον οι όροι μέ άρτιον L και η

κατανομή είναι συμμετρική ως προς την γωνία των $\theta_{c,1}=90^\circ$.

Η συμμετρία περίξ των 90° είναι άπορροια της στατιστικής υποθέσεως, κάθε δέ απόκλιση της πειραματικής γωνιακής κατανομής έξ αυτής δεικνύει ότι η υπόθεση του στατιστικού προτύπου είναι λανθασμένη. Χαρακτηριστικώς, η συμμετρία των 90° δέν υφίσταται διά τας άμέσους άντιδράσεις.

Δίαν ένωρίς έμελετήθη η ίσχύς του στατιστικού προτύπου, πλείστα δέ πειραματικά άποτελέσματα ήδυνήθησαν νά έξηγηθοϋν βάσει αυτού²⁹⁻³¹. Αί βασικά προϋποθέσεις έφαρμογής του διά την έξήγησιν των πειραματικών δεδομένων είναι:

- α) Η άντίδρασις νά βαίνη μέσφ του συνθέτου πυρήνος καί τό ποσοστόν της άμέσου άντιδράσεως νά είναι μικρόν. Πειραματικώς αί συνθήκαι αύται ίκανοποιούνται είς χαμηλάς ένεργείας, έως 7 MeV χωρίς βεβαίως νά ύπάρχη ένα άπόλυτον κριτήριον.
- β) Η διακριτική ίκανότης ΔΕ του πειράματος νά είναι τοιαύτη ώστε μέση τιμή νά λαμβάνεται επί πολλών μεμονωμένων συντονισμών καί η συνθήκη των άσυσχετίστων συντονισμών νά δύναται νά έφαρμοσθῆ. Αί τυπικάί τιμαί του ΔΕ είναι της τάξεως των 300 keV. Από του 1964 πολλοί έρευνηταί³²⁻³⁴ έχρησιμοποίησαν τας θεωρητικάς προβλέψεις του προτύπου αυτού διά την έξαγωγήν ιδιοτήτων του θυγατρικού πυρήνος προς τον όποϊον διασπᾶται ο σύνθετος πυρήν, ως σπίν καί λόγους έπιμίξεως των μεταπτώσεων της άκτινοβολίας γ μέσφ της όποίας διασπᾶνται αί στάθμαι του θυγατρικού πυρήνος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ IV

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΧΡΟΝΩΝ ΗΜΙΖΩΗΣ ΔΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ DOPPLER

IV. I Είσαγωγή

Ὁ ὅρος φαινόμενον Doppler ἢ μετατόπισις Doppler ἀναφέρεται εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς συχνότητος ω ἑνὸς κύματος τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται ὑπὸ μιᾶς πηγῆς κινουμένης ἐν σχέσει πρὸς τὸν παρατηρητὴν. Τὸ φαινόμενον Doppler ἀπορρέει ἐκ τοῦ νόμου μετασχηματισμοῦ τοῦ κυματικοῦ τετραδιανύσματος $k_i (\vec{k}, i\omega/c)$. Ἐάν \vec{v} εἶναι ἡ ταχύτης τῆς πηγῆς ὡς πρὸς τὸν παρατηρητὴν, καὶ θ ἡ γωνία μεταξὺ τῆς ταχύτητος καὶ τοῦ παρατηρητοῦ, τότε μεταξὺ τῆς συχνότητος ω τοῦ κύματος εἰς τὸ σύστημα τοῦ παρατηρητοῦ καὶ τῆς συχνότητος ω_0 τοῦ κύματος εἰς τὸ σύστημα τῆς πηγῆς, ἰσχύει ἡ σχέση: ³⁵⁾

$$\omega = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c) \cos \theta} \quad (\text{IV.1})$$

Ἐάν ἡ ταχύτης εἶναι μικρά ὡς πρὸς τὴν ταχύτητα c τοῦ φωτός, δηλαδὴ ἐάν ἰσχύῃ ἡ σχέση $v/c \ll 1$, ἡ ἐξ. (IV.1) προσεγγίζεται ὑπὸ τῆς σχέσεως

$$\omega \approx \omega_0 \{1 + (v/c) \cdot \cos \theta\} \quad (\text{IV.2})$$

οὕτω, καθ' ὅσον ἡ συχνότης συνδέεται ἀμέσως μὲ τὴν σχετικὴν ταχύτητα τῆς πηγῆς ὡς πρὸς τὸν παρατηρητὴν, ἡ μέτρησις τῆς ταχύτητος διαφόρων ἀντικειμένων δύναται νὰ προσδιορισθῇ ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς συχνότητος τῆς ἀκτινοβολίας τὴν ὁποῖαν ἐκπέμπουν.

Ἡ μέθοδος αὕτη εὐρίσκει πολλὰς ἐφαρμογὰς εἰς διαφόρους τομεῖς (ἀστρονομία, μοριακὴ φασματοσκοπία, μέτρησις ἀποστάσεων).

Εἰς τὴν πυρηνικὴν φυσικὴν τὸ φαινόμενον Doppler ἐμφανίζεται ὡς μεταβολὴ τῆς ἐνεργείας* τῆς ἀκτινοβολίας γ ἡ ὁποία ἐκπέμπεται ἐξ ἑνὸς κινουμένου πυρῆνος³⁶⁾. Ἐάν παραληφθοῦν** σχετικιστικὰ

* Ἡ ἐνέργεια ἀκτινοβολίας συνδέεται μὲ τὴν συχνότητα διὰ τῆς σχέσεως $E = \hbar\omega$.

** Τὸ σφάλμα εἶναι τῆς τάξεως τοῦ $10^{-2}\%$.

φαινόμενα, ή παρατηρουμένη ακτινοβολία γ δίδεται υπό του τύπου:

$$E_{\gamma} = E_{\circ} \{1 + \vec{\beta}(t) \cdot \hat{n}\} \quad (\text{IV.3})$$

όπου E_{\circ} ή ενέργεια της ακτινοβολίας εάν ή ταχύτης του εκπέμποντος πυρήνος ήτο μηδέν, $\vec{\beta}(t)$ ή ταχύτης του πυρήνος κατά την χρονικήν στιγμήν t και \hat{n} τό μοναδιαϊον διάνυσμα κατά την διεύθυνσιν του ανιχνευτού.

Ή μέτρησις της ένεργειακής διαφοράς:

$$\Delta E_{\gamma} = E_{\circ} \vec{\beta}(t) \cdot \hat{n} \quad (\text{IV.4})$$

δύνεται νά χρησιμοποιηθῆ διά τόν ύπολογισμόν του χρόνου ζωής μιᾶς διηγερισμένης στάθμης, εάν γνωρίζωμεν την συνάρτησιν $\beta(t)$ του πυρήνος έντός ένός ύλικου μέσου. Συγκεκριμένως ή μέτρησις της ένεργειακής διαφοράς ΔE_{γ} δίδει την ταχύτητα του πυρήνος κατά την στιγμήν της αποδιεγέρσεως. Έάν είναι γνωστή ή ταχύτης του πυρήνος είς μίαν προηγουμένης στιγμήν, είναι δυνατόν νά ύπολογισθῆ ὁ χρόνος κατά τόν ὁποῖον έκινήθη ὁ πυρήν προτου αποδιεγερθῆ, δηλαδή τελικῶς ὁ χρόνος ήμιζωής της διηγερισμένης στάθμης. Ή σύγκρισις της μεταβολῆς της ένεργείας ΔE_{γ} μέ την ταχύτητα $\vec{\beta}(t)$, αποτελεί την βασικήν αρχήν ὄλων των παραλλαγών της μεθόδου της μετατοπίσεως κατά Doppler (DSAM) διά τόν ύπολογισμόν του χρόνου ήμιζωής πυρηνικῶν καταστάσεων.

Πειραματικῶς, είς την εφαρμογήν της μεθόδου απαιτεῖται ή μέτρησις μικρῶν ένεργειακῶν μετατοπίσεων. Μέχρι του 1963 ή ανίχνευσις της ακτινοβολίας γ έγένητο μέσφ ανιχνευτῶν NaI(Tl) οἱ ὁποῖοι έχουν ένεργειακήν διακριτικότητα της τάξεως των 60 keV διά ένεργειαν ακτινοβολίας γ 1 MeV. Λόγφ της μικρᾶς διακριτικῆς ικανότητος των ανιχνευτῶν αὐτῶν τά πειράματα περιορίζοντο είς ένα μικρόν αριθμόν πυρήνων διά τούς ὁποίους παρατηρεῖται μεγάλη μετατόπισις ένεργείας. Τυπικόν παράδειγμα εφαρμογῆς της μεθόδου DSAM αποτελεί ή εργασία των Devons και

Hine³⁷⁾ οι οποίοι έμέτρησαν τον χρόνο ημιζωής της καταστάσεως 6.13 MeV του ^{16}O μέσω της αντίδρασεως $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}^*$.

Η αντίδρασις αυτή είναι ισχυρώς εξώθερμος και δημιουργεί πυρήνας όξυγόνου ταχύτητος $v=0.01c$. Η ταχύτης αυτή δίδει µεγίστην μετατόπισιν εις την ενέργειαν ΔΕΥ της τάξεως των 120 keV. Αύξανομένης όμως της μάζης του ανακρουομένου πυρήνος, η ταχύτης αυτού μειούται, και έπομένως και η ενεργειακή διαφορά της έξισώσεως (IV.4). Ούτω, διά πυρηνικής στάθµας εις την περιοχήν $A=90$ του περιοδικού πίνακος, αί όποιαι διεγείρονται μέσω μη έλαστικής σκεδάσεως πρωτονίων, η µεγίστη ενεργειακή μετατόπισις είναι µικροτέρα των 10 keV δι'ένέργειαν διεγέρσεως περί τά 3 MeV.

Προσφάτως, δύο τεχνολογικά έπιτεύξεις διηύρουν τά όρια έφαρμογής της άνωτέρω μεθόδου. Η πρώτη ήτο η δημιουργία περί τό 1963 ενός νέου άνιχνευτοϋ εκ γερμανίου με προσμίξεις λιθίου Ge(Li) με ενεργειακήν διακριτικότητα της τάξεως των 3 keV δι'ένέργειαν άκτινοβολίας γ 1 MeV. Η δευτέρα έπιτεύξις ήτο η ραγδαία ανάπτυξις των έπιταχυντών φορτισμένων σωματίων. Ο έπιταχυντής Tandem Van de Graaff έχει την δυνατότητα να παράγη δέσµας μονοενεργειακών σωματίων μεγάλης ενεργείας. Ένεκα της μεγάλης ενεργείας του εισερχομένου σωματίου ο διηγεργμένος πυρήν παράγεται με μεγάλην άρχικην ταχύτητα, διατρέχει µεγαλυτέραν απόστασιν έντός του υλικού και έπομένως η μέθοδος δύναται να έπεκταθῆ εις μετρήσεις µικροτέρων χρόνων ημιζωής.

Σήµερον, με τάς διαφόρους παραλλαγάς της τεχνικής της μετρήσεως των χρόνων ημιζωής μέσω του φαινομένου Doppler είναι δυνατόν να μετρηθοϋν χρόνοι εις την περιοχήν 10^{-10} έως 10^{-15} sec.

IV.2 Ο Παράγων Αποσβέσεως

Ως παράγων αποσβέσεως F άκτινος γ όρίζεται ό λόγος τής παρατηρουμένης ένεργειακής μετατοπίσεως ώς προς τήν μεγίστην μετατόπισιν, ή όποία άντιστοιχεί είς έκπομπήν έκ πυρήνος κινουμένου μέ τήν άρχικήν ταχύτητα άνακρούσεως, ήτοι

$$F = \frac{\Delta E_{\gamma \text{ παρατ.}}}{\Delta E_{\gamma \text{ max}}} = \frac{\langle \beta \rangle}{\beta_0} \quad (\text{IV.5})$$

όπου $\beta_0 = \beta(t=0)$ είναι ή άρχική ταχύτης άνακρούσεως και $\langle \beta \rangle$ ή μέση ταχύτης του πυρήνος τήν στιγμήν τής αποδιεγέρσεως.

Αί έξισώσεις (IV.3) και (IV.4) είναι δυνατόν νά γραφοϋν συναρτήσει του παράγοντος αποσβέσεως

$$E_{\gamma} = E_0 (1 + F \vec{\beta}_0 \cdot \hat{n}) \quad (\text{IV.6})$$

και

$$\Delta E_{\gamma} = E_0 F \vec{\beta}_0 \cdot \hat{n} \quad (\text{IV.7})$$

ή

$$F = \frac{\Delta E_{\gamma}}{E_0 \vec{\beta}_0 \cdot \hat{n}} = \frac{\Delta E_{\gamma}}{E_0 \beta_0 \cos \theta} \quad (\text{IV.8})$$

όπου θ είναι ή γωνία μεταξύ τής διευθύνσεως τής ταχύτητος του άνακρουομένου πυρήνος και του άνιχνευτου.

Ο παράγων αποσβέσεως δύναται νά υπολογισθῆ εάν είναι γνωστή ή συνάρτησις $\beta(t)$. Έκ τής έξ. (IV.5)

$$F(\tau) = \frac{1}{\beta_0 \tau} \int_0^{\infty} \frac{1}{\cos \phi_b} \beta(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (\text{IV.9})$$

δπου τ ο χρόνος ήμιζωής της διηγευμένης στάθμης. 'Ο όρος $\overline{\cos\phi_p}$ εκφράζει τήν μέσην απόκλισιν του πυρήνος έκ της άρχικης του διευθύνσεως λόγω σκεδάσεως έντός του ύλικου.

Αι έξισώσεις (IV.8) και (IV.9) άποτελοϋν τήν βάση δια τόν ύπολογισμόν του χρόνου ήμιζωής μέ τήν μέθοδον DSAM. 'Η πειραματική τιμή του παράγοντος άποσβέσεως F δύναται νά έξαχθῆ έκ της έξ. (IV.8) καθ' όσον τά μεγέθη $\Delta E\gamma$, E_0 και θ μετρώνται πειραματικώς, ένῶ ἡ άρχική ταχύτης ύπολογίζεται έκ της κινηματικής της άντιδράσεως. 'Η σύγκρισις του πειραματικού παράγοντος άποσβέσεως F μέ τήν θεωρητικήν τιμήν, ἡ όποία ύπολογίζεται μέσφ της έξ. (IV.9) δίδει τόν χρόνον ήμιζωής της διηγευμένης καταστάσεως.

IV.3 'Απώλεια 'Ενεργείας έντός 'Υλικου Μέσου

'Όταν φορτισμένον σωματίον κινεῖται έντός ενός ύλικου μέσου, χάνει ενέργειαν λόγω άλληλεπιδράσεως. 'Η άπώλεια ενεργείας ανά μονάδα μήκους της διαδρομής του σωματίου dE/dx , ύπήρξεν άντικείμενον έρεύνης πολλών πειραματικών και θεωρητικών έργασιών. Πρώτος ο Niels Bohr^{38,39} τό 1913 και άργότερον ο Bethe^{40,41} προσεπάθησαν έντός των πλαισίων της κβαντομηχανικής νά έξηγήσουν τόν μηχανισμόν άπωλείας ενεργείας ενός φορτισμένου σωματίου έντός ύλικου μέσου.

'Η θεωρία των Bohr και Bethe περιωρίζεται είς τήν περιοχήν ταχύτητος V του κινουμένου σωματίου, ἡ όποία δίδεται έκ της όριακής σχέσεως

$$V \gg V_B = c/137 \quad (IV.10)$$

δπου V_B είναι ἡ ταχύτης του ήλεκτρονίου του άτόμου του ύδρογόνου είς τήν πρώτην τροχίαν του Bohr. Είς τήν περιοχήν της έξ. (IV.10) ἡ άλληλεπίδρασις λαμβάνει χώραν κυρίως μέσφ της συγκρούσεως του φορτισμένου σωματίου μέ ήλεκτρόνια των άτόμων του ύλικου μέσου και ἔχει ως άποτέλεσμα τήν διεγερσιν ἢ ίονισμόν

των ατόμων. Ο μηχανισμός αυτός καλεῖται ηλεκτρονικός. Διά χαμηλᾶς ταχύτητας, ἐν σχέσει με τὴν ταχύτητα V_B , ἕνας ἄλλος μηχανισμός παίζει σπουδαῖον ρόλον. Ο μηχανισμός αὐτός συνίσταται εἰς τὴν ἐλαστικὴν σκέδασιν τῶν ἰόντων μετὰ τῶν ατόμων τοῦ ὑλικοῦ μέσου καὶ καλεῖται πυρηνικός.

Τό 1948 ὁ Bohr⁴²⁾ ἐμελέτησε θεωρητικῶς τόν δεύτερον μηχανισμόν. Ἀργότερον οἱ Lindhard καὶ Scharff⁴³⁾ ἐπεξέτειναν τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr καὶ τελικὰ τό 1963 οἱ Lindhard, Scharff καὶ Schiott⁴⁴⁾ (ἢ, ὡς ἀναφέρονται εἰς τὴν βιβλιογραφίαν διὰ συντομίαν, LSS) ἔδωσαν μίαν πλήρη θεωρίαν δι' ὅλας τὰς ταχύτητας τοῦ σωματίου. Οἱ συγγραφεῖς αὐτοὶ ἐχρησιμοποίησαν τὴν περιγραφὴν τῶν Thomas καὶ Fermi διὰ τὸ ἠλεκτρονικόν νέφος τῶν ατόμων, καὶ ἐξήγαγον ἐκφράσεις διὰ τὴν ταυτόχρονον περιγραφὴν τῆς ἀπώλειας τῆς ἐνεργείας μέσῳ τοῦ ἠλεκτρονικοῦ καὶ πυρηνικοῦ μηχανισμοῦ.

Εἰς τὴν θεωρίαν τῶν LSS ὅπως ἐτροποποιήθη ὑπὸ τοῦ Blaugrund⁴⁵⁾ ἡ ἀπώλεια ἐνεργείας ἐκφράζεται ὡς:

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = f_e \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e + f_n \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n \quad (\text{IV.11})$$

ὅπου ὁ ἠλεκτρονικός ὅρος $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e$ προβλέπεται ἀνάλογος τῆς ταχύτητος

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k\varepsilon^{1/2} \quad (\text{IV.12})$$

καὶ ὁ πυρηνικός ὅρος $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$ προσεγγίζεται ἐκ τῆς ἐκφράσεως

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{\varepsilon^{1/2}}{0.67+2.07\varepsilon+0.03\varepsilon^2} \quad (\text{IV.13})$$

Αἱ ποσότητες ε καὶ ρ εἶναι παράμετροι ἄνευ διαστάσεων ἀνάλογοι πρὸς τὴν ἐνέργειαν καὶ τὴν ἀπόστασιν. Οἱ συντελεσταὶ f_e καὶ f_n ἐκφράζουν τὴν ἐπί τοῖς % ἀπόκλισιν τῶν συναρτήσεων $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e$ καὶ $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$ τῆς θεωρίας τῶν LSS ἐκ τῶν πειραματικῶν τιμῶν.

IV.4 Μέσος Παράγων 'Αποσβέσεως

Ο παράγων αποσβέσεως εξαρτάται έκ του μέτρου καί τής διευθύνσεως τής ταχύτητος του άνακρουομένου πυρήνος. Είς τήν πράξιν δυνάμεθα νά όρίσωμεν τά μεγέθη αυτά μέσφ πειράματος συμπτώσεως⁴⁶). 'Η άκτινοβολία γ παρατηρεΐται έν συμπτώσει μέ τό σκεδαζόμενον σωματίον, τό όποϊον άνιχνεύεται μέ έναν άνιχνευτήν φορτισμένων σωματίων. 'Η διάταξις αυτή έπιτρέπει τόν καθορισμόν τής άρχικης ταχύτητος έντός στενών όρίων, έχει όμως τό μειονέκτημα ότι μειώνει άίσοθητά τόν ρυθμόν συλλογής τών γεγονότων.

Είς τό παρόν πείραμα άμφότεραι αι τιμαί τής διευθύνσεως καί του μέτρου τής άρχικης ταχύτητος δέν προσδιορίσθησαν. Ούτω διά τήν διέγερσιν ένεργειακής στάθμης του ^{92}Mo περί τά 2.5 MeV μέσφ έλαστικής σκεδάσεως πρωτονίων μέ ένεργειαν προσπτώσεως 7 MeV, ή άρχική ταχύτης του $^{92}\text{Mo}^*$ λαμβάνει τιμάς έντός τής περιοχής $\beta_0 = 0.2 \times 10^{-3}$ έως 2.7×10^{-3} καί ή διεύθυνσις τής ταχύτητος περιορίζεται έντός κώνου, άνοίγματος 55° . Είς τόν πίνακα IV.1 περιέχονται τά αντίστοιχα μεγέθη διά διαφόρους τιμάς τής ένεργείας διεγέρσεως του ^{92}Mo .

ΠΙΝΑΞ IV.1 Όρια άρχικης ταχύτητος άνακρούσεως καί μεγίστη γωνία άποκλίσεως του $^{92}\text{Mo}^*$ συναρτήσει τής ένεργείας διεγέρσεως κατά τήν μή έλαστικήν σκέδασιν πρωτονίων ένεργείας προσπτώσεως $E_p = 7$ MeV

Ένεργεια διεγέρσεως (MeV)	Άρχική ταχύτης ($\beta_0 \times 10^{-3}$)	θ_{\max}
2.0	0.2 - 2.4	60°
2.5	0.2 - 2.7	55°
3.0	0.2 - 3.7	49°
3.5	0.2 - 3.9	45°
4.0	0.2 - 4.5	41°

Διά τόν ὑπολογισμόν τοῦ παράγοντος ἀποσβέσεως εἶναι ἐπο-
μένως ἀναγκαῖον νά ληφθῆ ἡ μέση τιμή τῶν ἐκφράσεων (IV.7)
καί (IV.8) δι' ὅλας τὰς ἀρχικάς ταχύτητας β_0 , μέ σχετικόν
βάρος πιθανότητος τήν γωνιακὴν συσχέτισιν W .

Εἰς τὰ ἀνωτέρω πλαίσια οἱ Moazed et al⁴⁷⁾ ὥρισαν ἕνα
νέο μέγεθος, τόν μέσον παράγοντα ἀποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ ὡς:

$$\tilde{F}(\tau) = \frac{\langle F(\tau) \vec{\beta}_0 \cdot \hat{n} \rangle}{\vec{\beta}_{cm} \cdot \hat{n}} \quad (\text{IV.14})$$

ὅπου $\vec{\beta}_{cm}$ ἡ ταχύτης τοῦ κέντρου μάζης. Βάσει τῆς ἐξ. (IV.14)
ἡ ἀνάλογος ἐκφρασις τῆς ἐξ. (IV.7) λαμβάνει τήν μορφήν

$$\Delta E_\gamma = E_0 \tilde{F}(\tau) \vec{\beta}_{cm} \cdot \hat{n} \quad (\text{IV.15})$$

Αἱ ἐξ. (IV.14) καί (IV.15) ἀποτελοῦν πλέον τὰς βασικάς
ἐκφράσεις διὰ τόν ὑπολογισμόν τοῦ χρόνου ἡμιζωῆς, εἰς ἕνα
πεῖραμα ὅπου ἡ ἀρχικὴ τιμὴ καί διεύθυνσις τῆς ταχύτητος τοῦ
ἀνακρουομένου πυρῆνος δέν καθορίζεται.

Ἡ γωνιακὴ συσχέτισις W τοῦ ἀνακρουομένου πυρῆνος καί
τῆς ἀκτινοβολίας γ ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἀντιδράσεως.
Τὸ παρὸν πείραμα διεξήχθη μέ παχὺ στόχον (ὀλικῆς ἀπωλείας
ἐνεργείας πρωτονίων περίπου 300 keV), ὥστε νά ἰσχύη ἡ στατι-
στικὴ θεωρία τοῦ συνθέτου πυρῆνος ὅπως ἐπεβεβαίωσαν καί αἱ
μετρηθεῖσαι γωνιακαὶ κατανομαὶ τῆς ἀκτινοβολίας γ . Οὕτω ἡ
γωνιακὴ συσχέτισις δύναται νά προσεγγισθῆ καλῶς μέ τήν φαινο-
μενολογικὴν ἐκφρασιν

$$W = \frac{n + s \cos \theta_N}{4\pi(n-s/3)} \quad (\text{IV.16})$$

ὅπου θ_N εἶναι ἡ γωνία εἰς τὸ σύστημα τοῦ κέντρου μάζης, τήν
ὁποῖαν σχηματίζει ἡ διεύθυνσις τοῦ ἀνακρουομένου πυρῆνος μέ

τήν διεύθυνσιν τῆς ἀρχικῆς δέσμης. Ἡ κατανομή τῆς ἐξ. (IV.16) διὰ $n \rightarrow \infty$ εἶναι ἰσοτροπική, ἐνῶ διὰ n πεπερασμένον καί $S = \pm 1$ παρουσιάζει κοιλάδα εἰς τὰς γωνίας $\theta_N = 90^\circ$ καί $\theta_N = 0^\circ$ ἀντιστοίχως. Διὰ τῆς μεταβολῆς ἐντός λογικῶν ὁρίων τῶν παραμέτρων n καί S εἰς τὴν κατανομήν τῆς ἐξ. (IV.16) εἶναι δυνατόν νά ἐκτιμηθῇ ἡ ἀντίστοιχος μεταβολή τοῦ μέσου παράγοντος ἀποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$. Ἐκ τῆς ἐξ. (IV.14) ἡ μεταβολή αὐτή εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ παρόντος πειράματος εὑρέθη μικροτέρα τοῦ 4%.

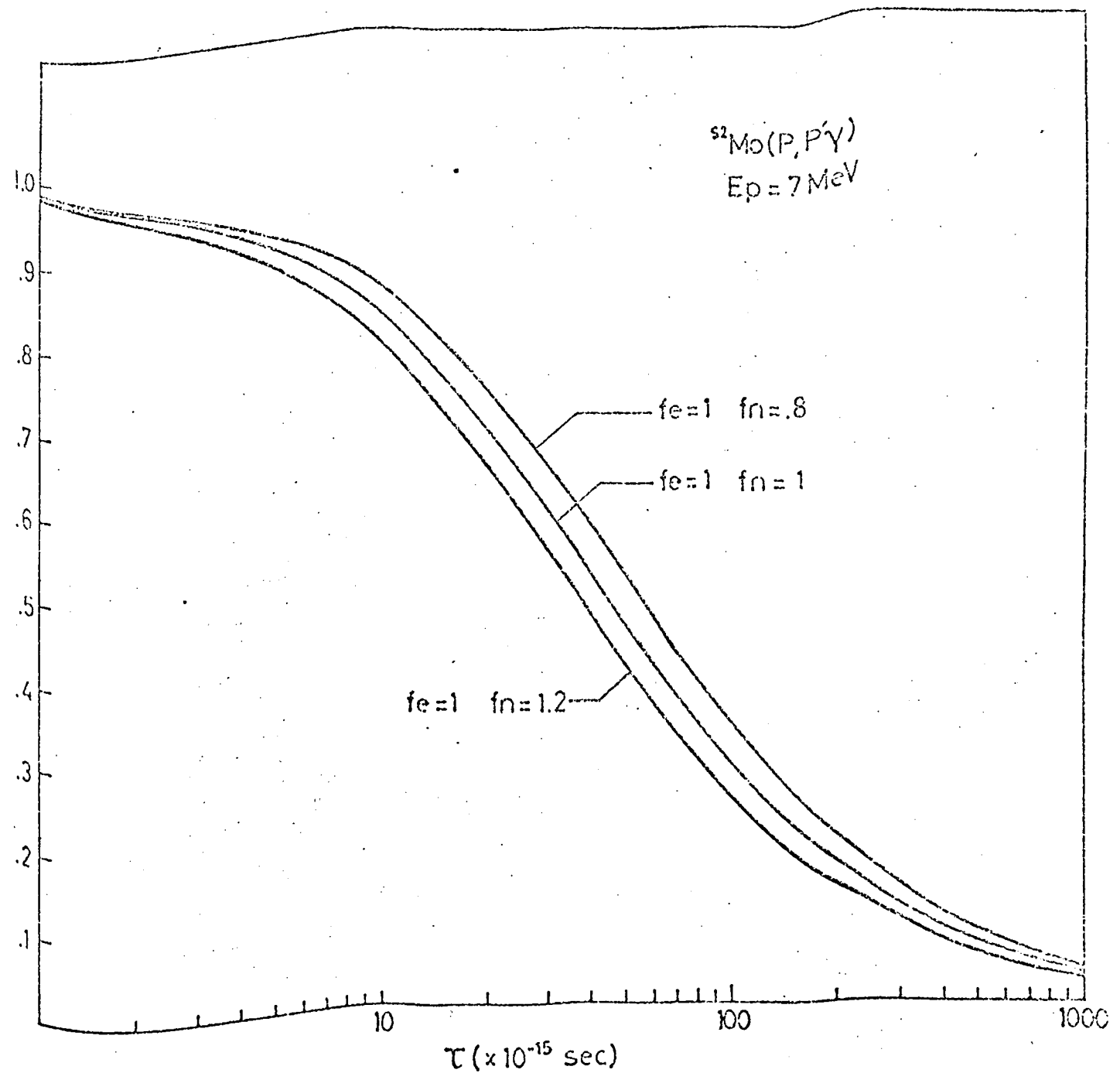
IV.5 Πειραματικόν Σφάλμα εἰς τόν Προσδιορισμόν τοῦ Χρόνου Ἡμιζωῆς

Τό πειραματικόν σφάλμα εἰς τόν προσδιορισμόν τοῦ χρόνου ἡμιζωῆς μιᾶς πυρηνικῆς στάθμης, προέρχεται ἐκ τῶν στατιστικῶν σφαλμάτων τῶν πειραματικῶν δεδομένων ὡς καί ἐκ τῶν προσεγγίσεων τῆς θεωρητικῆς περιγραφῆς τοῦ μέσου συντελεστοῦ ἀποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$. Εἰς τό παράρτημα Α ἀναπτύσσεται λεπτομερῶς ἡ εὔρεσις τοῦ σφάλματος τοῦ κεντροειδοῦς καί τοῦ ἐμβαδοῦ μιᾶς αἰχμῆς τοῦ φάσματος. Τά σφάλματα αὐτά προέρχονται ἐκ τῆς ἀβεβαιότητος εἰς τόν καθορισμόν τοῦ ὑποβάθρου, ἐκ τοῦ σφάλματος τῆς κατανομῆς Poisson. Τό ὅλικόν πειραματικόν σφάλμα ὑπολογίζεται διὰ προσθέσεως τῶν τετραγώνων τῶν ἀποκλίσεων ὅλων τῶν ἀνεξαρτήτων ποσοτήτων, τὰ ὁποῖα ὑπεισέρχονται εἰς τὴν ἔκφρασιν διὰ τόν ὑπολογισμόν τοῦ μέσου παράγοντος ἀποσβέσεως.

Γενικῶς τό σφάλμα σ_f εἰς τόν προσδιορισμόν τῆς τιμῆς μιᾶς συναρτήσεως $f(a_1, a_2, \dots, a_n)$ δίδεται ὑπό τῆς ἐκφράσεως⁴⁸⁾

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_{a_i}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial a_i} \right)^2 \quad (\text{IV.17})$$

Εἰς τὴν ἀνωτέρω ἔκφρασιν θεωρεῖται ὅτι αἱ τιμαί τῶν παραμέτρων a_i ὡς καί τὰ συνδεόμενα σφάλματα σ_{a_i} ἔχουν εὑρεθῆ δι' ἀνεξαρτήτων μετρήσεων.



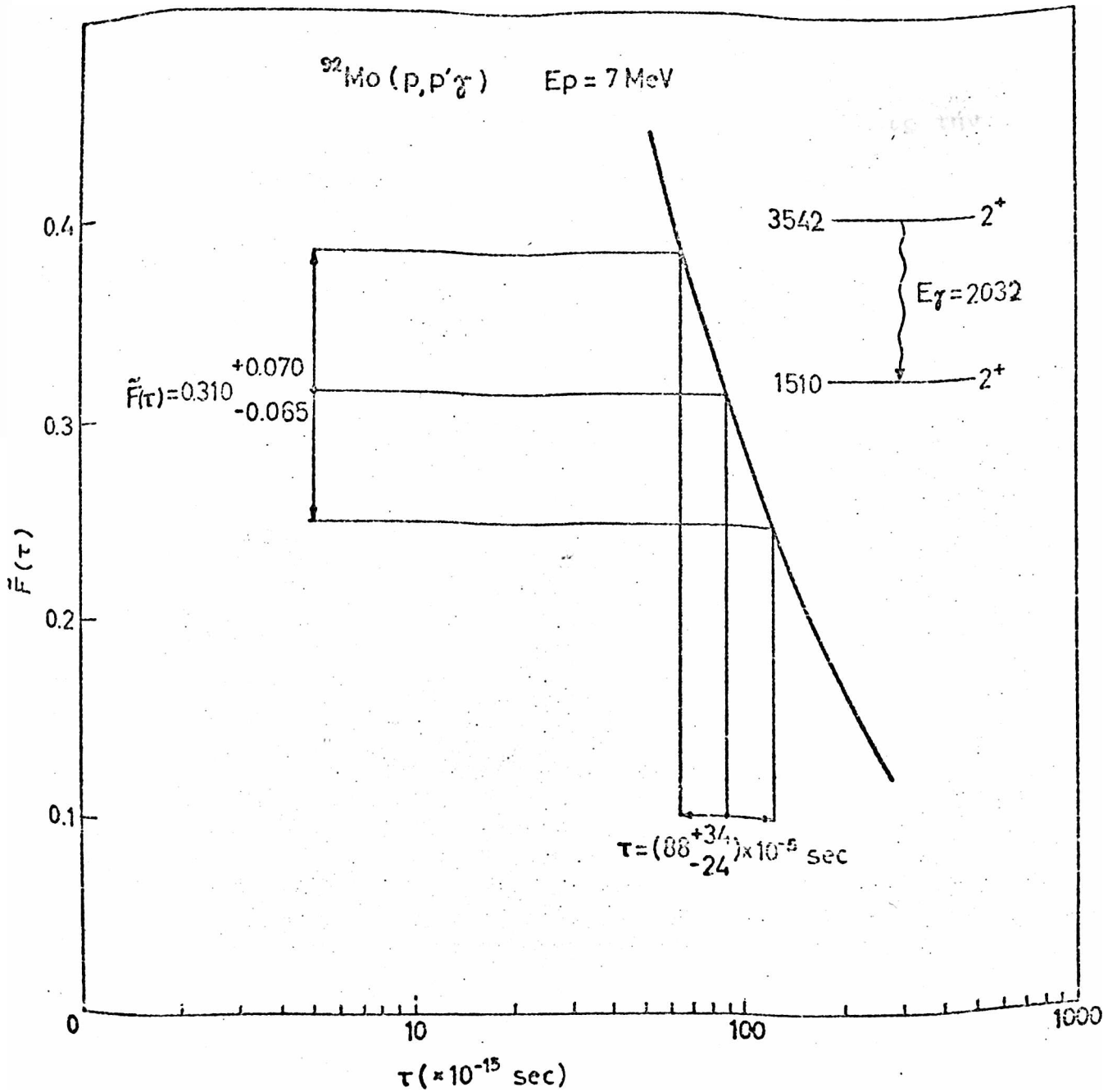
Σχήμα IV. 1. Ο μέσος παράγων αποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ ως συνάρτησις του χρόνου ήμιζωής τ διά ^{92}Mo κινούμενον ἐντὸς ὕλικου ἐκ ^{92}Mo . Ἡ μεσαία καμπύλη ἔχει εὐρεθῆ μέσω τῆς θεωρίας τῶν LSS ἐνῶ αἱ παραπλευρῶς εὐρισκόμεναι καμπύλαι περιέχουν ἀπόκλισιν ἐκ τῆς θεωρίας τῶν LSS κατὰ 20% ὡς πρὸς τὸν πυρηνικὸν ὅρον. Τὸ αὐτὸν ποσοστὸν ἀποκλίσεως ὡς πρὸς τὸν ἠλεκτρικὸν ὅρον τῆς θεωρίας τῶν LSS δίδει ἀποτελέσματα ἐντὸς τῶν ἀνωτέρων ὁρίων.

Τό σφάλμα εἰς τό θεωρητικόν ὑπολογισμόν τοῦ μέσου παράγοντος ἀποσβέσεως $\hat{F}'(\tau)$, προέρχεται ἐκ τῆς ἀβεβαιότητος τήν ὁποῖαν εἰσάγει ἡ θεωρία τῶν LSS, καθὼς καί ἡ ἔλλειπῆς γνῶσις τῆς γωνιακῆς συσχετίσεως. Ἡ ἀπόκλισις τῆς θεωρίας τῶν LSS ἐκ τῶν πειραματικῶν δεδομένων, ἐκφράζεται μέσφ τῶν συντελεστῶν f_e καί f_n . Εἰς τήν θεωρίαν τῶν LSS οἱ συντελεσταί f_e καί f_n ἰσοῦνται μέ τήν μονάδα. Ἡ σύγκρισις πειραματικῶν δεδομένων μέ ἀποτελέσματα τῆς θεωρίας τῶν LSS, παρέχει τήν δυνατότητα ὑπολογισμῶν τῶν συντελεστῶν f_e καί f_n δι' ἓνα ὠρισμένον συνδυασμόν ἐπιβραδυνομένου σωματίου καί ὕλικου μέσου. Εἰς τὰς μελετηθείσας περιπτώσεις ἡ ἀπόκλισις τῶν συντελεστῶν f_e καί f_n ἔχει εὐρεθῆ μικροτέρα τοῦ 20%⁴⁷⁾.

Εἰς τὰς περιπτώσεις ὅπου αἱ πειραματικά τιμαί τῶν συντελεστῶν f_e καί f_n δέν εἶναι γνωσταί δέν δύναται νά γίνῃ ἀκριβῆς ὑπολογισμός τοῦ $\tilde{F}'(\tau)$, εἶναι δυνατόν ὅμως νά ἐκτιμηθῇ τό σφάλμα εἰς τόν ὑπολογισμόν τοῦ θεωρητικοῦ παράγοντος ἀποσβέσεως μέσφ τῆς θεωρίας τῶν LSS, ἐκ τῆς μεγίστης πιθανῆς ἀποκλίσεως τῶν συντελεστῶν f_e καί f_n . Εἰς τό Σχῆμα IV.1 περιλαμβάνεται ἡ μεταβολή τοῦ μέσου παράγοντος ἀποσβέσεως $\tilde{F}'(\tau)$ διά διαφόρους τιμάς τοῦ συντελεστοῦ f_n . Ἡ μεταβολή τοῦ $\tilde{F}'(\tau)$ συναρτήσῃ τοῦ f_e εἶναι πολύ μικρά, ἀνεξαρτήτως τῆς τιμῆς τοῦ f_n .

Τό σφάλμα εἰς τόν ὑπολογισμόν τοῦ $\tilde{F}'(\tau)$ ἐκ τῆς ἔλλιποῦς γνώσεως τῆς γωνιακῆς συσχετίσεως τῶν ἐξερχομένων σωματίων εἶναι δυνατόν νά ἐκτιμηθῇ μέσφ τῆς ἐξ. (IV.16) διά τῆς μεταβολῆς τῶν παραμέτρων n καί s . Εἰς τήν περίπτωσιν τοῦ παρόντος πειράματος τό σφάλμα αὐτό εὐρέθῃ μικρότερον τοῦ 4%.

Ἐκ τῆς ἀνωτέρω ἐκτιμήσεως τοῦ σφάλματος εἰς τόν ὑπολογισμόν τοῦ θεωρητικοῦ παράγοντος ἀποσβέσεως $\tilde{F}'(\tau)$ εἶναι δυνατόν νά εὐρεθῇ τό σφάλμα εἰς τόν προσδιορισμόν τοῦ χρόνου ἡμιζωῆς διά προβολῆς ἐπί τοῦ ἄξονος τοῦ χρόνου, ὡς φαίνεται εἰς τό Σχῆμα IV.2. Τό ὄλικόν σφάλμα εἰς τόν προσδιορισμόν τοῦ χρόνου ἡμιζωῆς περιλαμβάνει:



Σχήμα IV. 2. Έκτιμήσεις του πειραματικού σφάλματος είς τόν προσδιορισμόν του χρόνου ήμιζωής της διηγευμένης καταστάσεως 3542keV, μέσω τής μεταπτώσεως $E_\gamma = 2032\text{keV}$.

- α) Τό πειραματικόν σφάλμα $\delta\tau_1^{\pm*}$ τό όποϊον προέρχεται έκ τοῦ μετρηθέντος πειραματικοῦ μέσου παράγοντος άποσβέσεως.
- β) Τό σφάλμα $\delta\tau_2^{\pm}$ τό όποϊον άντιστοιχεῖ εἰς τήν άβεβαιότητα τῆς θεωρίας τῶν LSS.
- καί γ) Τό σφάλμα $\delta\tau_3^{\pm}$ τό όποϊον άντιστοιχεῖ εἰς τήν άβεβαιότητα τῆς γωνιακῆς συσχετίσεως.

Τό όλικόν σφάλμα εὑρίσκεται διá προσθέσεως τῶν τετραγώνων τῶν μερικῶν σφαλμάτων, ἤτοι έκ τῆς σχέσεως

$$\delta\tau^{\pm} = \{(\delta\tau_1^{\pm})^2 + (\delta\tau_2^{\pm})^2 + (\delta\tau_3^{\pm})^2\}^{1/2} \quad (\text{IV.18})$$

*Τό σφάλμα τοῦ χρόνου δέν εἶναι συμμετρικόν

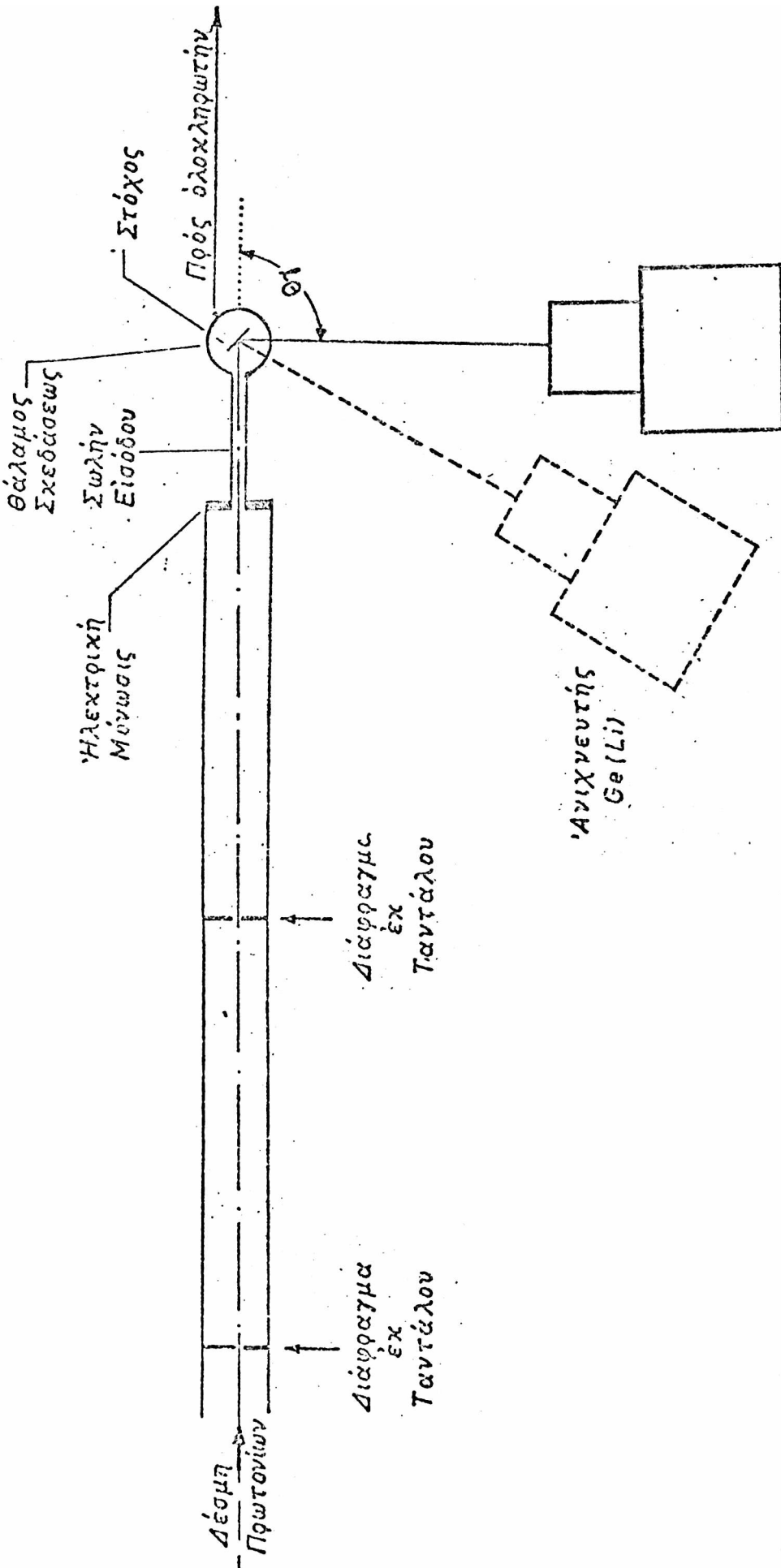
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ V

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΣ $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$

V.1 Πειραματική Διάταξις

Αι ενεργειακαί στάθμαι του πυρήνος ^{92}Mo έμελετήθησαν διά διεγέρσεως μέσω μη έλαστικής σκεδάσεως πρωτονίων. Φάσματα ακτίνων γ έλήφθησαν δι'ένέργειαν πρωτονίων 7.0 MeV, 7.6 MeV καί 8.5 MeV καί εις γωνίας 0° , 30° , 55° , 70° , 90° καί 125° . 'Η πειραματική διάταξις δίδεται εις τό Σχήμα V.1. Στόχος μολυβδαινίου πάχους 3.1 mg/cm^2 , έμιλουτισμένος κατά 91% εις ^{92}Mo , έτοιπο-θειτήη καθέτως ως πρός τόν άξονα της προσπιπούσης δέσμησ. 'Ο στόχος κατασκευάσθη υπό του Electromagnetic Separation Group, Chemistry Division, A.E.R.E. Harwell, England.

'Η δέσμη τών πρωτονίων έλήφθη έκ του έπιταχυντου T11/25 Tandem Van de Graaff του Κέντρου Πυρηνικών Έρευνών Δημόκριτος, του όποιου ή έγκατάστασις έπερατώθη προσφάτως καί λειτουργεί εις την 'Αγίαν Παρασκευήν 'Αττικής. 'Η δέσμη διήρχετο διά μέσου δύο διαφραγμάτων ταντάλου, τά όποια έφερον μίαν κεντρικήν όπήν διαμέτρου 2mm καί εύρίσκοντο εις άπόστασιν 40cm καί 90cm έκ του στόχου. Ούτω έπετυγχάνετο μέ ακρίβειαν ό καθορισμός της διευσύνσεως της δέσμησ. 'Ο στόχος είχε τοποθετηθή έντός ένός περιστρεφομένου πλαισίου έκ ταντάλου εις τό κέντρον θαλάμου σκεδάσεως. 'Ο θάλαμος σκεδάσεως έξ άνοξειδώτου χάλυβος, είχε κυλινδρικόν σχήμα διαμέτρου 5cm καί ύψους 10cm. 'Η δέσμη τών πρωτονίων ενεργείας 7-9 MeV, κατά την διέλευσίν της μέσω του στόχου ύφίστατο άπώλειαν ενεργείας περίπου 300 keV. 'Ο θάλαμος σκεδάσεως καί ό σωλήν εισόδου της δέσμησ διαμέτρου 3.5cm ήσαν μονωμένοι καί έχρησίμευον ως κλωβός Faraday διά την μέτρησιν του προσπίπτοντος όλικοϋ φορτίου, έσωτερικώς δέ είχον έπικαλυφθή έκ μολύβδου πάχους 2.5mm καί ταντάλου πάχους 0.25mm, ώστε νά περιορίζεται ό αριθμός του υποβάθρου έξ ακτίνων γ χαμηλής ενεργείας, καί νά



Σχήμα V.1 : Πειραματική διάταξις διά την μελέτην της αντιδράσεως $^{92}\text{Mo}(p, p\gamma)^{92}\text{Mo}$.

Πίναξ V.1 Χαρακτηριστικά της δέσμης και της ακτινοβολίας γ εις τὰ φάσματα του παρόντος πειράματος

Ενέργεια δέσμης (MeV)	Γωνία παρατήρησης	Ένταση δέσμης (nA)	Ρυθμός μετρήσεως (γεγονότα ανά sec x 1000)	Ποσοστό νεκρού χρόνου ADC (%)
7.0	0°	150	4 - 5	18
	30°	500	5 - 6	20
	55°	350	5 - 6	15
	70°	600	5 - 6	20
	90°	600	4 - 5	20
	125°	600	5 - 6	20
7.6	0°	100	6 - 7	20
	30°	300	8 - 9	30
	55°	300	7 - 8	25
	70°	300	7 - 8	20
	90°	400	7 - 8	25
8.5	0°	50	9 - 10	25
	30°	100	9 - 10	25
	55°	100	7 - 8	20
	70°	100	8 - 9	25
	90°	120	6 - 7	25

προφυλάσσονται αι επιφάνειαι τοῦ άνοξειδώτου χάλυβος έκ τῶν σκεδαζομένων πρωτονίων.

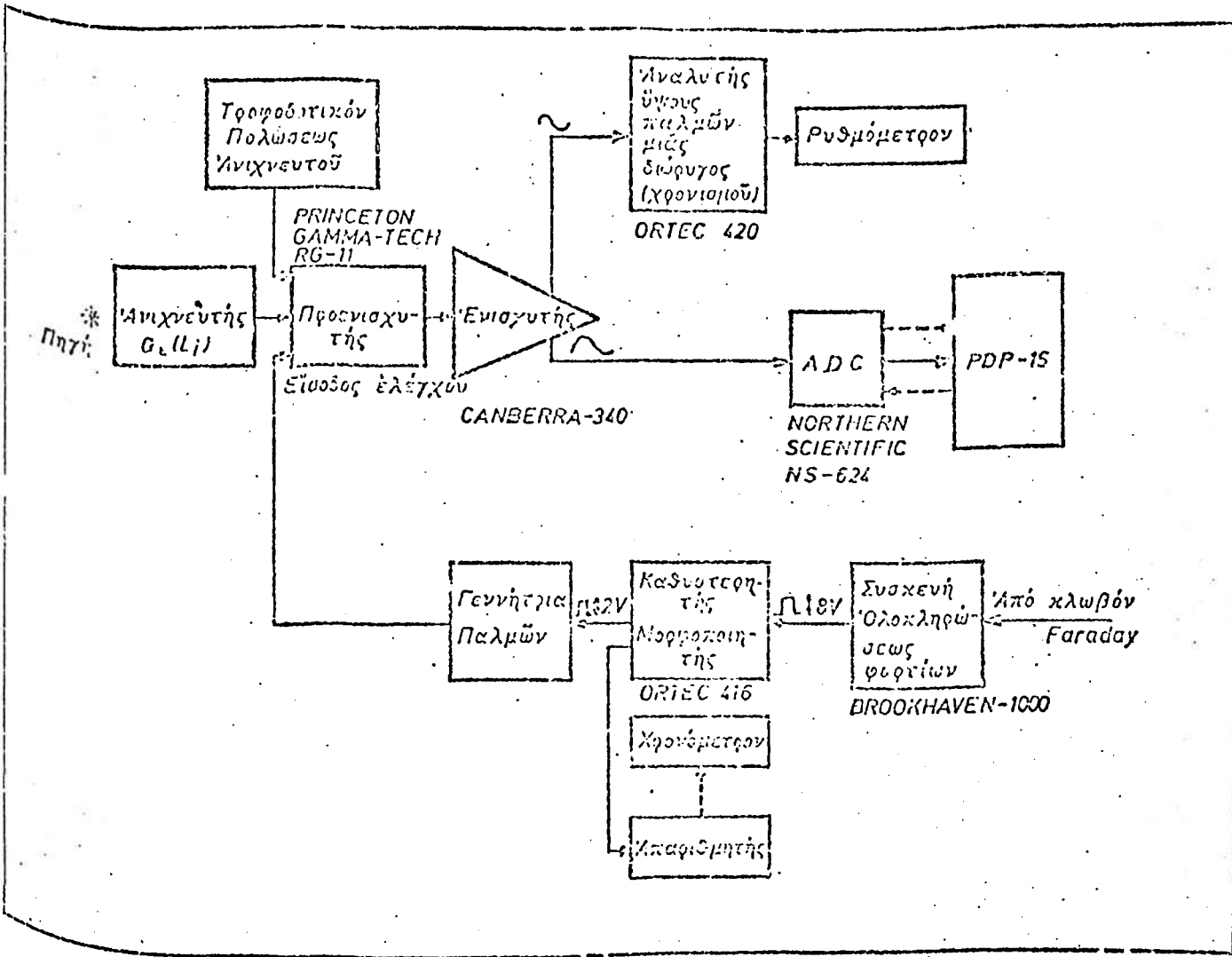
Τό ρεῦμα τῆς δέσμης ὠλοκληρώνετο δι'ένός ὀλοκληρωτοῦ ρεύματος τύπου Brookhaven-1000 καί τό ὀλικόν φορτίον ἐχρησιμοποιεῖτο διά τόν συσχετισμόν τῶν ἐντάσεων τῶν ληφθέντων φασμάτων. Τά χαρακτηριστικά τῆς δέσμης τῶν πρωτονίων δίδονται εἰς τόν Πίνακα V.1.

V.2. Ἄνιχνευτής καί Ἡλεκτρονικά

Ἡ ἀνίχνευσις τῶν ἀκτίνων γ εἰς τό παρόν πείραμα ἔγινε μέσφ τοῦ ἀνιχνευτοῦ Ge(Li) PGT-547 τοῦ Πανεπιστημίου Ἰωαννίνων, ἐνεργοῦ ὀγκοῦ 37 cm^3 . Ὁ ἀνιχνευτής εὑρίσκετο τοποθετημένος εἰς ἀπόστασιν 30cm έκ τοῦ στόχου καί ἐπί γωνιομετρικῆς τραπέζης, ἡ ὀποία ἦτο δυνατόν νά περιστρέφεται περί τόν στόχον. Ἡ ἐκάστοτε τιμή τῆς γωνίας μεταξύ τοῦ ἄξονος τῆς δέσμης καί τοῦ ἀνιχνευτοῦ ἐδίδετο ὑπό τῆς γωνιομετρικῆς διατάξεως μέ ἀκρίβειαν $\pm 0.5^\circ$. Ἡ διακριτική ἱκανότης τοῦ συστήματος ἀνιχνευτοῦ-ἠλεκτρονικῶν κατά τήν διάρκειαν τῶν μετρήσεων ἐκυμαίνετο μεταξύ 2 καί 3 keV (F.W.H.M.) διά τήν κορυφήν τῆς ἀκτίνος γ 1332 keV τοῦ ^{60}Co .

Τό σχηματικόν διάγραμμα τῆς ἠλεκτρονικῆς διατάξεως διῶ τήν συλλογήν τῶν δεδομένων δίδεται εἰς τό Σχῆμα V.2. Ὁ ἀνιχνευτής Ge(Li) συνεζεύγνυτο μέ προενισχυτήν τύπου PRINCETON GAMMA-TECH RG-II καί τό σῆμα ἐξόδου εἰσῆρχετο εἰς ἐνισχυτήν φασματοσκοπίας τύπου CANBERRA-340. Τά σῆματα έκ τοῦ ἐνισχυτοῦ διωχετεύοντο εἰς ἀναλογικόν πρός ψηφιακόν μετατροπέα (ADC) τύπου Northern Scientific NS-624 καί τόν ἠλεκτρονικόν ὑπολογιστήν PDP-15.

Διά τόν ἔλεγχον τῆς κανονικοποιήσεως τοῦ φορτίου μεταξύ τῶν διαφόρων φασμάτων ἐχρησιμοποιεῖτο παλμογεννήτρια τύπου Berkeley Nucleonics PB-4. Ἡ παλμογεννήτρια διεγείρετο διά



Σχήμα V.2 Σχηματικόν διάγραμμα τής ηλεκτρονικήσ διατάξεωσ

σημάτων του ολοκληρωτού και διωχέτευε εἰς τὴν εἴσοδον τοῦ προενισχυτοῦ παλμὸν σταθεροῦ ὕψους δι' ἕκαστον παλμὸν τοῦ ολοκληρωτοῦ. Οὕτω τὸ ὀλικὸν φορτίον ἐνεφανίζετο ὡς μία κορυφή εἰς τὸ ἐνεργειακὸν φάσμα. Διὰ καταλλήλου ρυθμίσεως τοῦ σταθεροῦ ὕψους παλμοῦ τῆς παλμογεννητρίας ἡ κορυφή φορτίου ἐτοποθετεῖτο περί τὸν διάυλον 4040 τοῦ ἐνεργειακοῦ φάσματος (Σχῆμα VI.1). Μὲ τὸν τρόπον αὐτὸν ἐλαμβάνετο ὑπ' ὄψιν εἰς τὴν μέτρησιν τοῦ ὀλικοῦ φορτίου ὁ νεκρὸς χρόνος τῶν ἠλεκτρονικῶν συσκευῶν καὶ τοῦ ὑπολογιστοῦ.

Διὰ τὸν ἔλεγχον τῆς σταθερότητος ἐλαμβάνετο βαθμονόμησις τοῦ φάσματος διὰ τῆς χρήσεως πηγῶν ^{22}Na καὶ ^{60}Co , πρὸ κάθε νέας τοποθετήσεως τοῦ ἀνιχνευτοῦ Ge(Li) εἰς τὴν ἀντίστοιχον γωνίαν παρατηρήσεως. Τὰ κεντροειδῆ τῶν ἀκτίνων γ εἰς ἐνέργειας 1173.2, 1332.5 καὶ 1274.5 keV ὡς καὶ ἡ γραμμὴ ἐξαϋλώσεως τῶν 511 keV ἠλέγχετο διὰ τυχόν μετατοπίσεις. Οἱ διαδοχικοὶ ἔλεγχοι σταθερότητος ἀπέδειξαν ὅτι μετατοπίσεις ἐνισχύσεως εἰς τὸ σύστημα ἦσαν γενικῶς μικρότεραι τοῦ 0.2 διαύλου.

V.3. Σχετικὴ Ἀπόδοσις τοῦ Ἀνιχνευτοῦ

Ἡ ἀνίχνευσις ἐνός φωτονίου ὑπὸ ἐνός ἀνιχνευτοῦ πραγματοποιεῖται μέσφ μιᾶς ἐκ τῶν δυνατῶν ἀλληλεπιδράσεων τοῦ φωτονίου μετὰ τῶν τροχιακῶν τῶν ἀτόμων εἰς τὸ ὕλικόν τοῦ ἀνιχνευτοῦ, ἤτοι διὰ

α) τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου

β) τῆς σκεδάσεως κατὰ Compton

καὶ γ) τῆς παραγωγῆς ζεύγους ἠλεκτρονίου-ποζιτρονίου

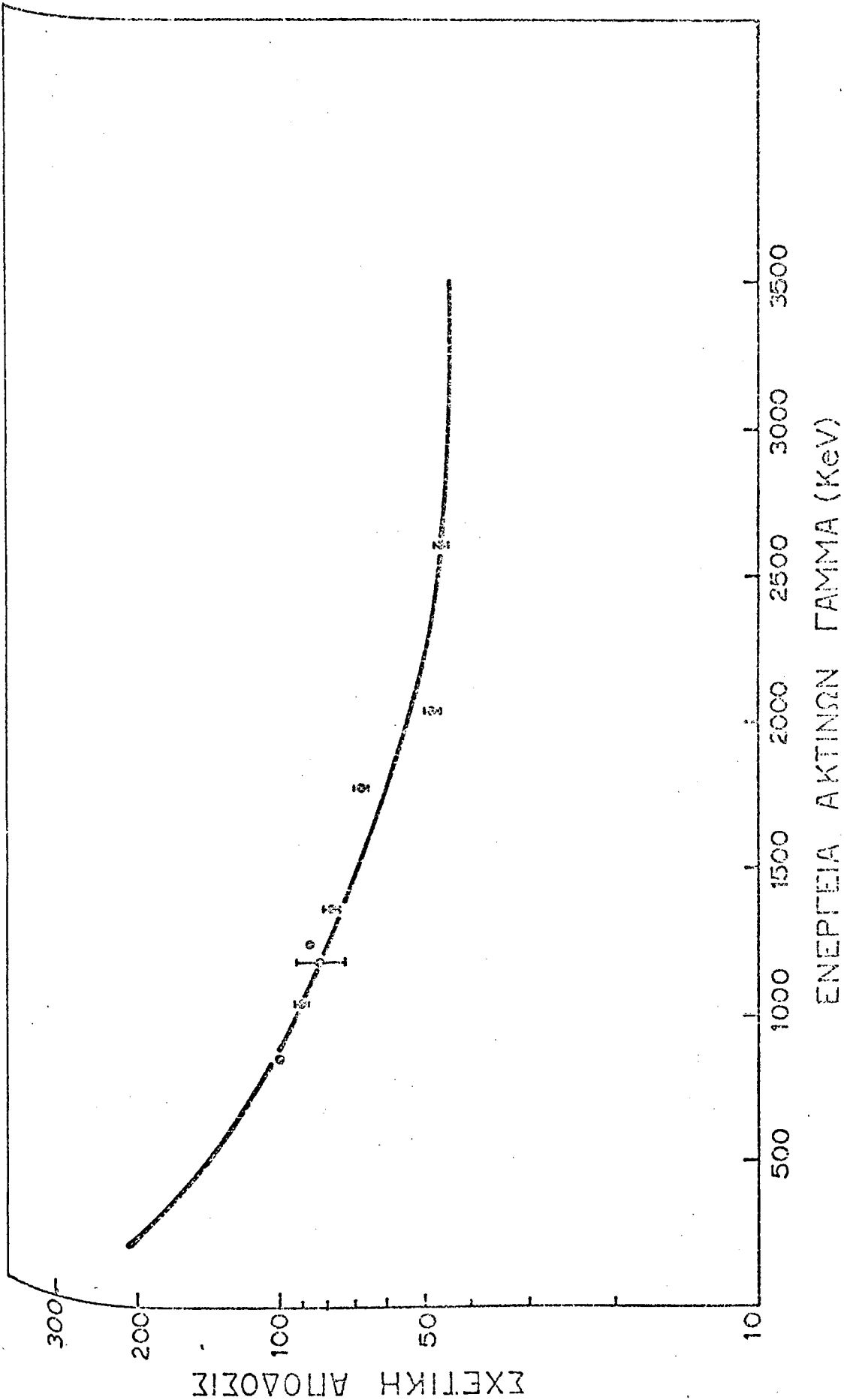
Ἐκάστη ἀλληλεπίδρασις χαρακτηρίζεται ἐκ τῆς ἀντιστοίχου ἐνεργοῦ διατομῆς, ἡ ὁποία γενικῶς εἶναι συνάρτησις τῆς ἐνεργείας τοῦ φωτονίου καὶ τοῦ ὕλικοῦ τοῦ ἀνιχνευτοῦ. Ὡς ἀπόδοσις τοῦ ἀνιχνευτοῦ ὀρίζεται ὁ λόγος τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἀλληλεπιδρώντων φωτονίων μέσφ τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου ὡς πρὸς τὸν ὀλικόν

αριθμόν τῶν φωτονίων, τὰ ὁποῖα προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ ἀνιχνευτοῦ. Ἡ ἀπόδοσις, ἡ ὁποία εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀντίστοιχον ἐνεργὸν διατομὴν, εἶναι συνάρτησις τῆς ἐνεργείας τοῦ φωτονίου, τοῦ ὄγκου καὶ τοῦ σχήματος τοῦ ἀνιχνευτοῦ. Ἡ σχετικὴ ἀπόδοσις ἑνὸς ἀνιχνευτοῦ διὰ δύο ἀκτίνας γ ἐνεργείας E_1 καὶ E_2 ὀρίζεται ὡς λόγος τῶν ἀντιστοίχων ἀπολύτων ἀποδόσεων.

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{N_1}{N_2} \times \frac{I_2}{I_1} \quad (V.1)$$

ὅπου N_1/N_2 ὁ λόγος τῶν ἐμβαδῶν τῶν δύο αἰχμῶν καὶ I_1/I_2 ὁ λόγος τῶν ἐντάσεων. Οὕτω, ἐάν εἶναι γνωστοί οἱ λόγοι τῶν ἐντάσεων διαφόρων ἀκτίνων γ , εἶναι δυνατόν νά εὐρεθῇ ἡ σχετικὴ ἀπόδοσις τοῦ ἀνιχνευτοῦ διὰ μετρήσεων τῶν λόγων N_i/N_k .

Ἡ σχετικὴ ἀπόδοσις τοῦ ἀνιχνευτοῦ $Ge(Li)$ τοῦ παρόντος πειράματος προσδιωρίσθη μέσφ μελέτης τοῦ φάσματος ραδιενεργοῦ πηγῆς ^{56}Co , δίδεται δέ εἰς τό Σχῆμα V.3. Ἡ ραδιενεργὸς πηγὴ κατεσκευάσθη διὰ βομβαρδισμοῦ ἑνὸς στόχου ἐκ σιδήρου μέ δέσμη πρῶτονίων ἐνεργείας $E_p = 8$ MeV διὰ χρονικόν διάστημα περίπου 8 ὥρῶν. Ἡ ἐνεργοποίησις τοῦ στόχου ἐπραγματοποιήθη μέσφ τῆς ἀντιδράσεως $^{56}Fe(p,n\gamma)^{56}Co$. Ὁ ραδιενεργὸς πυρῆν τοῦ ^{56}Co ἀποδιεγείρεται δι' ἀκτινοβολίας β^+ εἰς τὸν πυρῆνα ^{56}Fe , ὁ ὁποῖος ἐν συνεχείᾳ κατὰ τὴν περαιτέρω ἀποδιέγερσιν ἐκπέμπει ἀκτίνας γ . Τό φάσμα, τό ὁποῖον ἐχρησιμοποιήθη διὰ τὴν βαθμονόμησιν τῆς σχετικῆς ἀποδόσεως τοῦ ἀνιχνευτοῦ, ἐλήφθη εἰς γωνίαν 55° διὰ χρονικόν διάστημα περίπου 12 ὥρῶν, οὕτως ὥστε ἡ στατιστικὴ τῶν αἰχμῶν νά εἶναι ικανοποιητικὴ. Τὰ ἀποτελέσματα τῆς ἀναλύσεως δίδονται εἰς τὸν Πίνακα V.2. Αἱ ἐνέργειαι καὶ αἱ ἐντάσεις τῶν αἰχμῶν τοῦ ^{56}Fe ἐλήφθησαν ἐκ τῆς ἐργασίας τῶν D.C. Camp καὶ G.L. Meredith⁴⁹⁾.



Σχήμα V.3 Σχετική απόδοσις του ανιχνευτού Ge(Li) PGT-547, ενέργειού δγκου 37 cm³.

Πίναξ V.2 Ένέργεια και σχετική ένταση των ακτίνων γ του ^{56}Fe διά την βαθμονόμηση της σχετικής απόδοσης του ανιχνευτού Ge(Li) PGT-547.

Ένέργεια (keV)	Σχετική ένταση	Αριθμός γεγονότων εις αίχμη του φάσματος	Σχετική απόδοση ε
846.78 ± 0.02	100	46786 ± 263	100.0 ± 0.1
1037.83 ± 0.07	14.0 ± 0.1	5893 ± 134	90 ± 2
1175.12 ± 0.08	2.3 ± 0.2	879 ± 77	82 ± 10
1238.28 ± 0.04	67.6 ± 0.4	27666 ± 190	87 ± 1
1360.22 ± 0.07	4.3 ± 0.4	1584 ± 69	78 ± 3
1771.49 ± 0.06	15.7 ± 0.1	4944 ± 90	67 ± 1
2034.92 ± 0.06	6.8 ± 0.7	1786 ± 63	48 ± 2
2598.58 ± 0.08	16.9 ± 0.1	3649 ± 69	46 ± 1

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ VI

ΑΝΑΛΥΣΙΣ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

VI.1 Βαθμονόμησης Ένεργείας, Ήλεκτρομαγνητικά Μεταπτώσεις και Ένεργειακά Στάθμαι του ^{92}Mo

Τά πειραματικά φάσματα περιείχον 4096 διαύλους και ένεργειακώς έκάλυπτον μίαν περιοχήν από 150 έως 4000 keV. Ή βαθμονόμησης ένεργείας τών πειραματικών φασμάτων έπραγματοποιήθη μέσω ραδιενεργών πηγών, και άκτίνων γ εκ γνωστών μεταπτώσεων του ^{92}Mo . Έχρησιμοποιήθησαν επίσης γνωστά μεταπτώσεις άλλων ίσοτόπων (^{19}F , ^{28}Si , ^{94}Mo), τά όποια εύρισκοντο έντός του ύλικου του στόχου ως προσμίξεις. Αί ένέργειαι τών άκτίνων γ τών ραδιενεργών πηγών ^{60}Co (1173.23 , 1332.49 keV) και ^{22}Na (1274.55 keV), ως και ή ένέργεια έξαύλώσεως τών 511.08 keV έλήφθησαν εκ τών πινάκων του MARION⁵⁰). Βοηθητικά φάσματα διά τήν βαθμονόμησην έλαμβάνοντο είς τήν άρχήν και είς τό τέλος έκάστης μετρήσεως. Πρός τούτο αί πηγαί του ^{60}Co και του ^{22}Na έτοποθετοϋντο επί του θαλάμου σκεδάσεως και έλαμβάνετο τό φάσμα επί άρκετόν χρόνον ώστε αί αίχμαί τών άκτίνων γ νά έχουν στατιστικήν τής τάξεως του 1%.

Ή βαθμονόμησης έγινε διά γραμμικής προσαρμογής βάσει τής σχέσεως:

$$E_{\gamma} = A + Bc \quad (I.1)$$

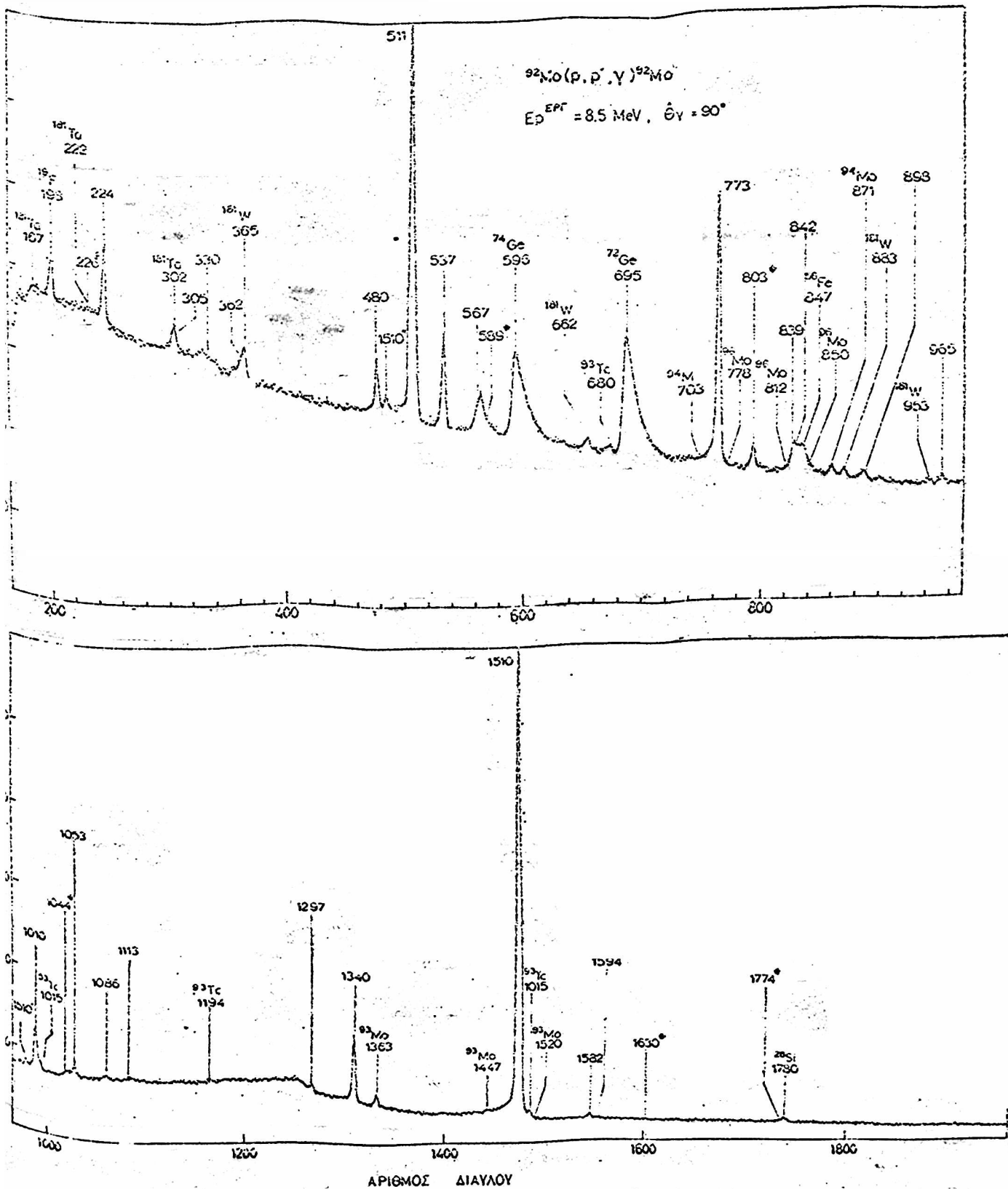
όπου E_{γ} ή ένέργεια τής προτύπου άκτίνοσ γ και c τό κεντροειδέσ τής άντιστοιχου αίχμης είς τό φάσμα βαθμονομήσεως. Αί τιμαί τών συντελεστών A και B διά τό φάσμα τών 90° είς τήν ένέργειαν τών 7 MeV ήσαν:

$$A = -11.16(2)\text{keV} \quad \text{και} \quad B = 1.02188(2)\text{keV}/\text{δίαυλον}$$

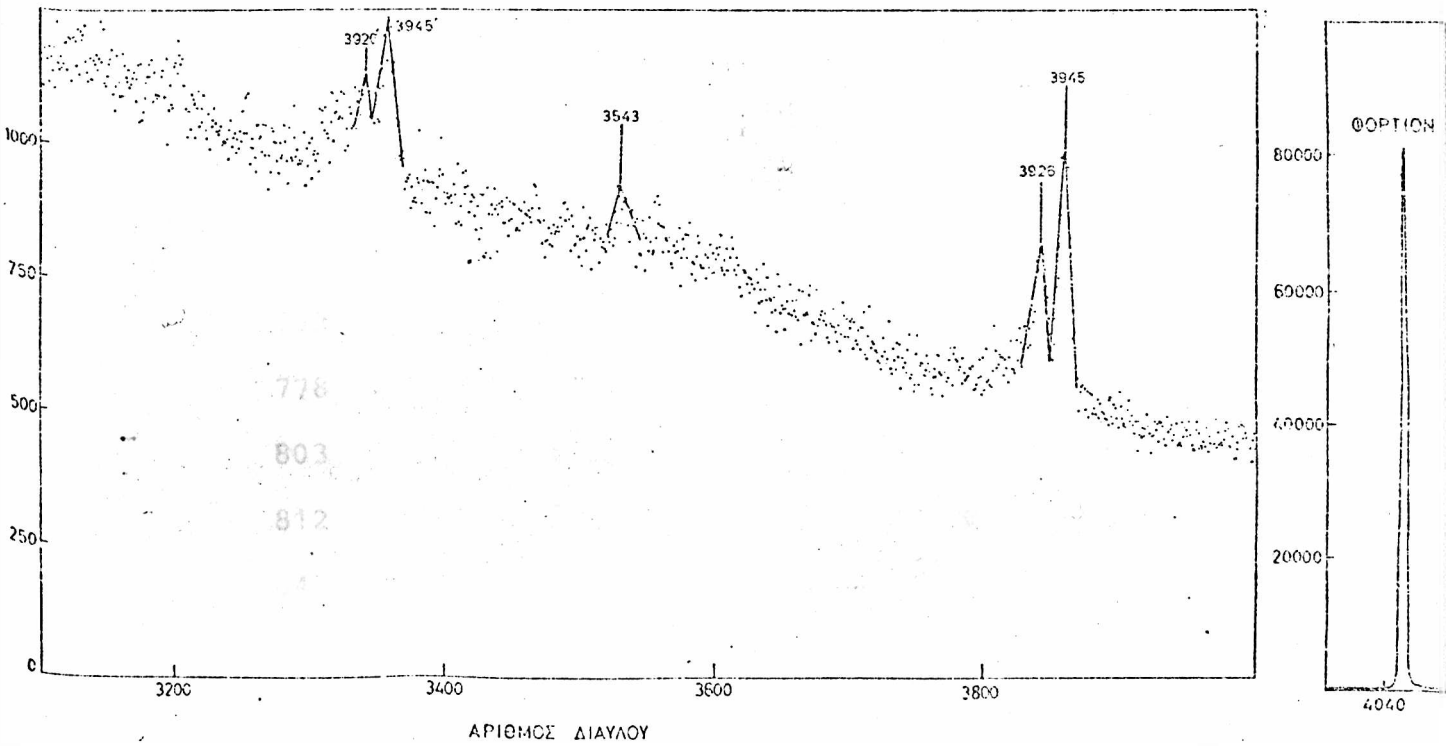
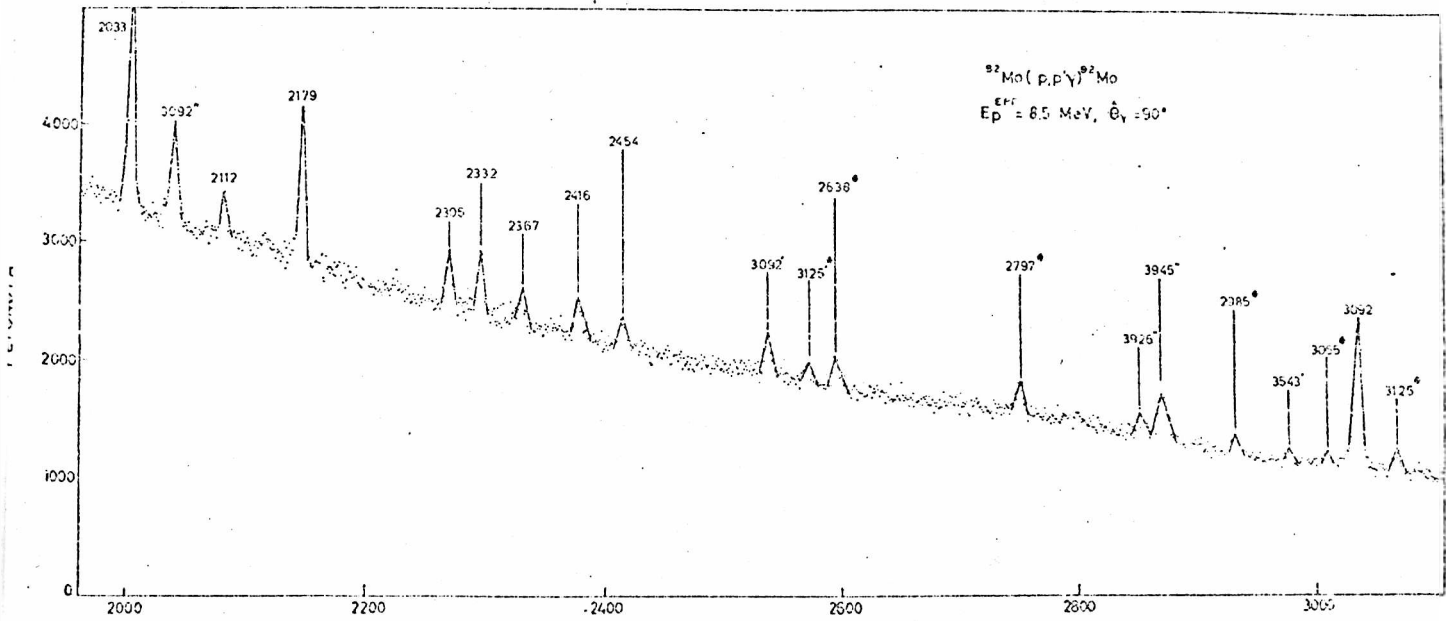
Ή γραμμική άντιστοιχία ένεργείας-δίαυλου τής έξ. (VI.1) μέχρις ένεργείας περίπου 2.5 MeV ήτο ίκανοποιητική, ως έδειξε και ή

σύγκρισις τῶν εὐρεθέντων ἐνεργειακῶν τιμῶν μέ μετρήσεις ἄλλων ἐρευνητῶν⁵¹⁾ . Αἱ αἰχμαί, αἱ ὁποῖαι εἶχον ἐνέργειαν μεγαλυτέραν τῶν 3 MeV, παρουσίασαν μίαν ἀπόκλισιν τῆς τάξεως τοῦ ± 1 keV. Ἡ ἀπόκλισις αὕτη ἐνεφανίσθη κατά τήν σύγκρισιν τῆς ἐνεργείας τῶν ἀνωτέρω αἰχμῶν μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐνεργείας διαδοχικῶν μεταπτώσεων ἀκτίνων γ αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τήν ἰδίαν ὀλικήν ἐνέργειαν. Διά τήν εὐρεσιν τῆς ἐνεργείας τῶν αἰχμῶν αὐτῶν ἐχρησιμοποιήθησαν αἱ ἀκτῖνες ἀπλῆς καί διπλῆς διαφυγῆς, τῶν ὁποίων αἱ αἰχμαί κεῖνται ἐντός τῆς γραμμικῆς περιοχῆς. Αἱ ἐνέργειαι τοῦ ^{92}Mo εὐρέθησαν ἐκ τοῦ φάσματος τῶν 90° , τά ὁποῖα ἐλήφθησαν δι' ἐνέργειαν προσπτώσεως πρωτονίων $E_p=7$ καί 8.5 MeV. Εἰς τό φάσμα τῶν 7 MeV ἡ διεγερσις τῶν ἐνεργειακῶν καταστάσεων ὑπεράνω τῆς στάθμης τῶν 3814 keV ἦτο μικρά. Οὕτω, ἡ ἐνέργεια τῶν καταστάσεων αὐτῶν προσδιωρίσθη μόνον ἐκ τοῦ φάσματος τῶν 8.5 MeV.

Εἰς τό σχῆμα VI.1 δίδεται τό φάσμα τῶν ἀκτίνων γ διά πρωτόνια ἐνεργείας προσπτώσεως $E_p=8.5$ MeV καί γωνίαν παρατηρήσεως $\theta_\gamma=90^\circ$. Τό φάσμα παρουσιάζει ἕνα μέγαν ἀριθμόν αἰχμῶν. Παρατηρεῖται ὅτι πολλαί ἐξ αὐτῶν ἐπικαλύπτονται καί καθιστοῦν τήν ἀνάλυσιν λίαν δυσχερῆ. Οὕτω εἰς πολλάς περιπτώσεις ἡ ἀνάλυσις ἐπραγματοποιήθη διά προσαρμογῆς δύο ἢ τριῶν κατανομῶν Gauss. Ἡ ἀνάλυσις τῶν αἰχμῶν τῶν ἀκτίνων γ ἐγένε με τήν βοήθειαν τοῦ προγράμματος ANNA ἀναπτυχθέντος ὑπό τοῦ Π. Ἀσημακοπούλου⁵²⁾. Τό πρόγραμμα αὐτό ἔχει γραφῆ διά τόν ὑπολογιστήν CDC 3300 καθῶς καί διά τόν ἠλεκτρονικόν ὑπολογιστήν PDP-15, ὁ ὁποῖος διαθέτει σταθμόν ἀναγωγῆς τῶν ἀποτελεσμάτων ἐπί ὀθόνης μετά φωτεινῆς γραφίδος καί τηλετύπου. Παράδειγμα ἀναλύσεως δίδεται εἰς τό παράρτημα Α. Εἰς τόν Πίνακα VI.1 περιέχονται αἱ αἰχμαί, αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἐξ ἄλλων ἀντιδράσεων, ὡς καί αἱ αἰχμαί τῶν ὁποίων δέν εἶναι γνωστή ἡ προέλευσις. Αἱ ἀντιδράσεις αὗται ὤφειλοντο κυρίως εἰς προσμίξεις τοῦ στόχου ἐξ ἰσοτόπων τοῦ μολυβδαινίου, κυρίως ^{94}Mo καί ^{96}Mo , καθῶς καί εἰς τάνταλον, διά τοῦ ὁποῖου εἶχεν ἐπικαλυφθῆ τό ἐσωτερικόν τοῦ θαλάμου σκεδάσεως.



Σχήμα VI.1 Το φάσμα των ακτίνων γ εκ της αντίδρασης $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)$ διά γωνία παρατήρησης $\theta = 90^\circ$ και ενέργειαν προσπτώσεως πρωτονίων $E_p = 8.5 \text{ MeV}$. Αι ενέργειαι των ακτίνων γ δίδονται εις keV. Ακτίνες γ εκ πυρήνων εκτός του ^{92}Mo σημειούνται με τό σύμβολον του αντίστοιχου πυρήνος. Αι αιχμαί των οποίων δέν είναι γνωστή ή προέλευσις σημειούνται δι'άστερισκου.



Σχήμα VI.1 (συνέχεια)

Πίναξ VI.1

Ακτίνες γ είς τό φάσμα τής αντίδρασεως $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)$, αι οποσαι δέν ανήκουν είς μεταπτώσεις του ^{92}Mo

Ενέργεια (keV)	Προέλευσις
167	$^{181}\text{Ta}(p,p'\gamma)^{181}\text{Ta}$
198	$^{19}\text{F}(n,n'\gamma)^{19}\text{F}$
222	$^{181}\text{Ta}(p,p'\gamma)^{181}\text{Ta}$
226	άγνωστος
302	$^{181}\text{Ta}(p,p'\gamma)^{181}\text{Ta}$
365	$^{181}\text{Ta}(p,n\gamma)^{181}\text{W}$
511	$^{56}\text{Fe}(p,n\gamma)^{56}\text{Co} \xrightarrow{+\beta} ^{56}\text{Fe}$, εξαύλωσις $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$
589	άγνωστος
596	$^{74}\text{Ge}(n,n'\gamma)^{74}\text{Ge}$
662	$^{181}\text{Ta}(p,n\gamma)^{181}\text{W}$
680	$^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}$
695	$^{72}\text{Ge}(n,n'\gamma)^{72}\text{Ge}$
703	$^{94}\text{Mo}(p,n\gamma)^{94}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{94}\text{Mo}$
778	$^{96}\text{Mo}(p,n\gamma)^{96}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{96}\text{Mo}$
803	άγνωστος
812	$^{96}\text{Mo}(p,n\gamma)^{96}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{96}\text{Mo}$
847	$^{56}\text{Fe}(p,n\gamma)^{56}\text{Co} \xrightarrow{+\beta} ^{56}\text{Fe}$
850	$^{96}\text{Mo}(p,n\gamma)^{96}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{96}\text{Mo}$
871	$^{94}\text{Mo}(p,n\gamma)^{94}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{94}\text{Mo}$
883	$^{181}\text{Ta}(p,n\gamma)^{181}\text{W}$

Πίναξ VI.1 (συνέχεια)

Ενέργεια (keV)	Προέλευσις
953	$^{181}\text{Ta}(p, n\gamma)^{181}\text{W}$
1015	$^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}$
1044	Άγνωστος
1194	$^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}$
1363	$^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc} \xrightarrow{+\beta} ^{93}\text{Mo} + \gamma$
1477	"
1520	"
1630	Άγνωστος
1774	"
1780	$^{28}\text{Si}(p, p'\gamma)^{28}\text{Si}$
2638	Άγνωστος
2797	"
2985	"
3065	"
3125	"

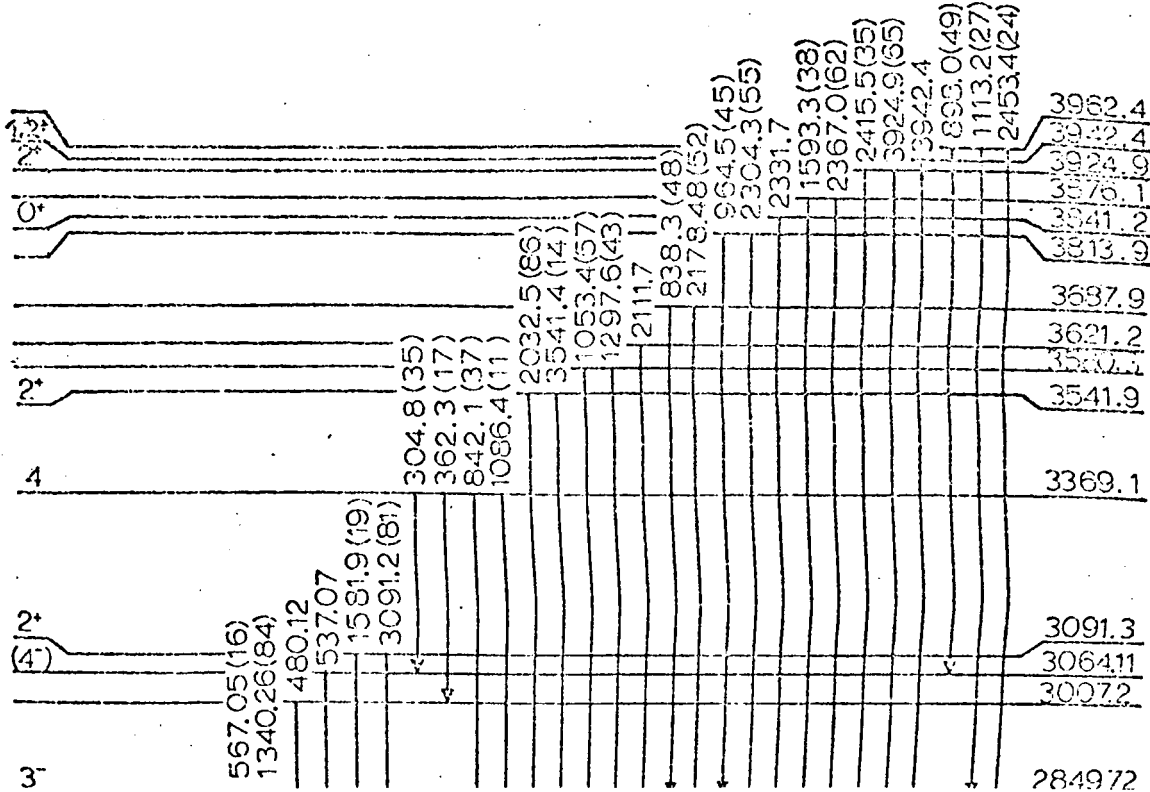
Αι παρατηρηθεῖσαι ἠλεκτρομαγνητικαί μεταπτώσεις τοῦ ^{92}Mo εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ὡς καὶ αἱ ἀντίστοιχοι ἐνεργειακαὶ καταστάσεις δίδονται εἰς τὸν Πίνακα VI.2 καὶ ἀποδίδονται σχηματικῶς εἰς τὸ ἐνεργειακὸν διάγραμμα VI.2. Ἡ πέμπτη στήλη τοῦ Πίνακος VI.2 περιέχει συλλογὴν ἀποτελεσμάτων ἐκ προηγουμένων πειραμάτων ὡς ἔχουν δημοσιευθῆ εἰς τὸ περιοδικὸν Nuclear Data Sheet ὑπὸ τῶν Kocher καὶ Horen⁵³⁾. Ἡ τελευταία στήλη τοῦ Πίνακος VI.2 περιέχει τὰ προκαταρκτικά ἀποτελέσματα τῶν E. Obst et al⁵¹⁾. Μολονότι τὰ προκαταρκτικά ἀποτελέσματα τῶν τελευταίων ἐρευνητῶν δίδονται ἀνευ σφαλμάτων παρατηρεῖται ικανοποιητικὴ συμφωνία μετὰ τῶν ἀποτελεσμάτων τῆς παρούσης ἐργασίας. Σαφὴς ἀπόκλισις ὑπάρχει μόνον εἰς τὸν προσδιορισμὸν τῆς ἐνεργείας τῆς καταστάσεως τῶν 3580 keV, ἡ ὁποία ὑπὸ τῶν Kocher καὶ Horen δίδεται ὡς 3572 ± 5 keV. Ἡ κατάσταση αὕτη παρατηρήθη ἀρχικῶς ὑπὸ τῶν Dickens et al⁵⁴⁾ μέσω ἐλαστικῆς σκεδάσεως πρωτονίων καὶ ἀπεδόθη εἰς αὐτὴν ἐνέργεια 3576 ± 5 keV. Ἀργότερον οἱ Lieb et al⁵⁵⁾ καὶ Cochavi et al⁵⁶⁾ παρατήρησαν μίαν ἀκτῖνα γ ἐνεργείας 480 keV, τὴν ὁποίαν λανθασμένως ἔτοποθέτησαν μετὰ τῆς ἀνωτέρω καταστάσεως καὶ τῆς καταστάσεως ἐνεργείας 3091.3 keV, ἀποδίδοντες εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν ἐνέργειαν 3572 ± 2 keV. Πρόσφατα πειράματα συμπτώσεως⁵¹⁾ ἔδειξαν ὅτι ἡ ὀρθὴ θέσις τῆς ἀκτίνος γ ἐνεργείας 480 keV εἶναι ἡ μετάπτωσις $3007.2 \rightarrow 2527.04$ keV. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν αἱ ἀκτῖνες ἐνεργείας 1053.4 keV καὶ 1297.6 keV ἐθεωρήθησαν ὡς μεταπτώσεις τῆς ἀνωτέρω καταστάσεως ὡς πρὸς τὰς καταστάσεις ἐνεργείας 2527.0 keV καὶ 2282.6 keV ἀντιστοίχως. Βάσει τῶν ἀνωτέρω ἡ ἐνέργεια τῆς ἀρχικῆς καταστάσεως προσδιορίζεται ὡς 3580.8 ± 0.2 keV.

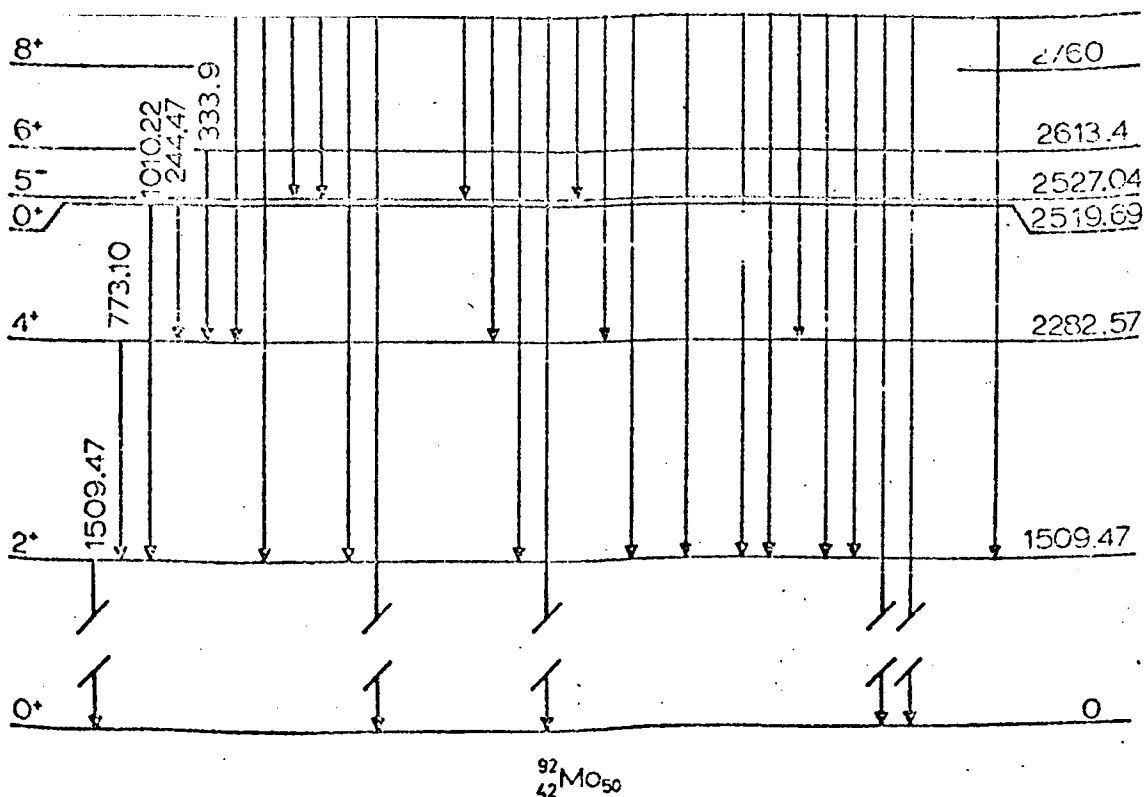
Οἱ λόγοι διακλαδώσεως διὰ τὰς μεταπτώσεις, αἱ ὁποῖαι παρατηρήθησαν εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν, ἐξήχθησαν ἐκ τῶν φασμάτων εἰς γωνίαν παρατηρήσεως $\theta_\gamma = 55^\circ$ καὶ δίδονται εἰς τὴν τετάρτην στήλην τοῦ Πίνακος VI.2. Προηγούμεναι τιμαὶ διὰ τοὺς λόγους διακλαδώσεως τῶν μεταπτώσεων εἰς τὸ ^{92}Mo δὲν ὑπάρχουν.

Δόσος Διαστάσεων (%)	Δημοσιευμένα Τιμιά	
	Kocher και Horen 53)	Προκαταρκτικά Αποτελέσματα των Obst et al 51)
100	1509.4±0.4	1510
100	2282.5±0.6	2283
100	2520±20	2520
100	2526.2±0.8	2527
100	2611.5±0.7	2612
84±2	2848.7±0.6	2850
16±2		
100	3005±5	3007
100	3063±2	3064
81±2	3092±1	3092
19±2		
11±2	3370±2	3369
37±2		
17±2		
35±3		
14±5	3543±2	3543
86±5		
43±4	3572±2	3580
57±4		
100	3621±2	3621

Ενέργεια Καταστάσεως (keV)	Παρατηρηθείσα Μετάπτωσης	Ενέργεια Μεταπτώσεως (keV)
1509.47±0.03	→ gs	1509.47±0.03
2282.57±0.08	→1509.47	773.10±0.08
2519.69±0.08	→1509.47	1010.22±0.07
2527.04±0.11	→2282.57	244.47±0.07
2613.4±0.5	→2282.57	333.9 ±0.4
2849.72±0.06	→1509.47	1340.26±0.04
3007.2±0.2	→2282.57	567.05±0.12
3064.11±0.12	→2527.04	480.12±0.14
3091.3±0.2	→2527.04	537.07±0.04
3369.1±0.2	→ gs	3091.2 ±0.3
	→1509.47	1581.9 ±0.3
	→2282.57	1086.4 ±0.2
	→2527.04	842.1 ±0.2
	→3007.2	362.3±0.2
	→3064.11	304.8 ±0.2
3541.9 ±0.2	→ gs	3541.4±0.9
	→1509.47	2032.5 ±0.1
3580.3±0.2	→2282.57	1297.6 ±0.2
	→2527.04	1053.4 ±0.2
3621.2±0.4	→1509.47	2111.7 ±0.4

3687.9±0.2	→1509.47	2178.48±0.13	52±3	3688±2	3689
	→2849.72	838.3 ±0.3	48±3		
3813.9±0.3	→1509.47	2304.3 ±0.3	55±3	3810±5	3815
	→2849.72	964.5 ±0.5	45±3		
3841.2±0.4	→1509.47	2331.7 ±0.4	100	3860±20	3842
3876.1±0.4	→1509.47	2367.0 ±0.7	62±7	3870±5	3877
	→2282.57	1593.3 ±0.5	38±7		
3924.9±0.5	→ gs	3924.9±0.5	65±5		
	→1509.47	2415.5 ±0.5	35±5		
3942.4±0.4	→ gs	3942.4±0.4	100	3945±2	3945
3962.4±0.4	→1509.47	2453.4±0.7	24±3		3963
	→2849.72	1113.2±0.4	27±3		
	→3064.5	898.0±0.2	49±4		





Σχήμα VI.2. Προτεινόμενον ενεργειακόν διάγραμμα διά τας μεταπτώσεις του ^{92}Mo . Αι ενέργειαι δίδονται εις keV. Οί αριθμοί έντός τών παρενθέσεων υποδηλοῦν τόν λόγον διακλαδώσεως (%).

Οι Amerquita et al⁵⁷⁾ έχουν υπολογίσει απλώς ένα ανώτατον όριο 20% διά την μετάπτωσην 3091.3 \longrightarrow 1509.47 keV.

VI.2 Χρόνοι Ήμιζωής του ^{92}Mo

Οι χρόνοι ήμιζωής των καταστάσεων του ^{92}Mo εξήχθησαν εκ της μετατοπίσεως ενέργειας, την οποίαν ένεφάνισαν άπλαϊ άκτίνες γ είς διαφόρους γωνίας παρατηρήσεως. Πρός τουτο έχρησιμοποιήθη ή μέθοδος μετατοπίσεως κατά Doppler (DSAM), ή οποία άνεπτύχθη είς τό κεφάλαιον IV. Είς τό παρόν πείραμα παρατηρήθησαν μόνον άπλαϊ άκτίνες γ καί ούτω ή άρχική ταχύτης καί διεύθυνσις του άνακρουομένου πυρήνος δέν ήσαν έπακριβώς καθωρισμένα. Ένεκα τουτου υπελογίσθη ο μέσος παράγων άποσβέσεως συμφώνως προς την μέθοδον του Moazed et al⁴⁷⁾ (βλ. κεφάλαιον IV.4). Κατά την μέθοδον αυτήν ή ένέργεια της έκπεμπομένης άκτίνος γ δίδεται εκ της σχέσεως:

$$E_{\gamma} = E_0 (1 + \tilde{F}(\tau) \beta_{cm} \cos \theta_{\gamma}) \quad (\text{VI.2})$$

όπου E_0 ή ένέργεια της άκτίνος γ εάν ο έκπέμπων πυρήν ήτο άκίνητος, β_{cm} ή ταχύτης του κέντρου μάζης καί θ_{γ} ή γωνία παρατηρήσεως ως προς την διεύθυνσιν της άρχικής δέσμης. Η τιμή της ταχύτητος του κέντρου μάζης β_{cm} δι'ένέργειαν πρωτονίων $E_p = 7 \text{ MeV}$ εύρέθη εκ της κινηματικής ως $\beta_{cm} = 1.313 \times 10^{-3}$.

Πειραματικά τιμαί του $\tilde{F}(\tau)$ προσδιορίσθησαν μέσω γραμμικής προσαρμογής βάσει της έξ. (VI.2), των παρατηρουμένων ενεργειών E_{γ} είς γωνίας $\theta_{\gamma} = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 55^{\circ}, 70^{\circ}, 90^{\circ}$ καί 125° . Η σύγκρισις των τιμών αυτών μέ τας θεωρητικάς τιμάς του $\tilde{F}(\tau)$ έδωσαν τελικώς τους χρόνους ήμιζωής (βλ. Σχήμα IV.2). Διά τόν υπολογισμόν του μέσου παράγοντος άποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ έλήφθη ή θεωρία των Lindhard, Scharff καί Schiott⁴⁴⁾ (LSS), ή οποία περιγράφει την άπώλειαν ενέργειας ενός φορτισμένου σωματίου έντός ύλικού, ως αυτή έτροποποιήθη υπό του Blangrund⁴⁵⁾. Η μέση τιμή του παράγοντος άποσβέσεως εύρέθη διά της μεθόδου ή οποία άνεπτύχθη είς τό κεφάλαιον IV.4. Η γωνιακή συσχέτισις προσηγγίσθη μέσω

της έκφρασεως της έξ. (IV.16). 'Ο ούτω υπολογισθείς μέσος παράγων άποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ δίδεται εις τό Σχήμα IV.1.

'Ο υπολογισμός του σφάλματος εις τήν μέτρησιν του χρόνου ήμιζωής άναπτύσσεται εις τό κεφάλαιον IV.5. Τό όλικόν σφάλμα εις τόν προτεινόμενον χρόνον ήμιζωής περιέχει τό πειραματικόν σφάλμα εις τόν προσδιορισμόν του $\tilde{F}(\tau)$, σφάλμα 20% έκ της άβεβαιότητος της θεωρίας των LSS, ώς αυτό δεικνύεται εις τό Σχήμα IV.1 καί σφάλμα της τάξεως του 4% έκ της μή έπακριβοϋς γνώσεως της γωνιακής κατανομής. 'Αναλυτικώτερον οι μετρηθέντες χρόνοι ήμιζωής διηγερμένων καταστάσεων του ^{92}Mo έχουν ώς έξής:

'Η στάθμη ένεργείας 3091.3 keV: Οι Youngblood et al⁵⁸⁾ έμέτρησαν τόν χρόνον ήμιζωής της στάθμης μέσω της αντίδράσεως $^{92}\text{Mo} (\alpha, \alpha\gamma) ^{92}\text{Mo}$ διά της μεθόδου DSAM καί εϋρον $\tau=32\pm 17$ fs. Οι Doett et al⁵⁹⁾ εϋρον $\tau=50_{-4}^{+5}$ fs μέσω της αντίδράσεως $^{92}\text{Mo}(p, p'\gamma) ^{92}\text{Mo}$ επίσης διά της μεθόδου DSAM.

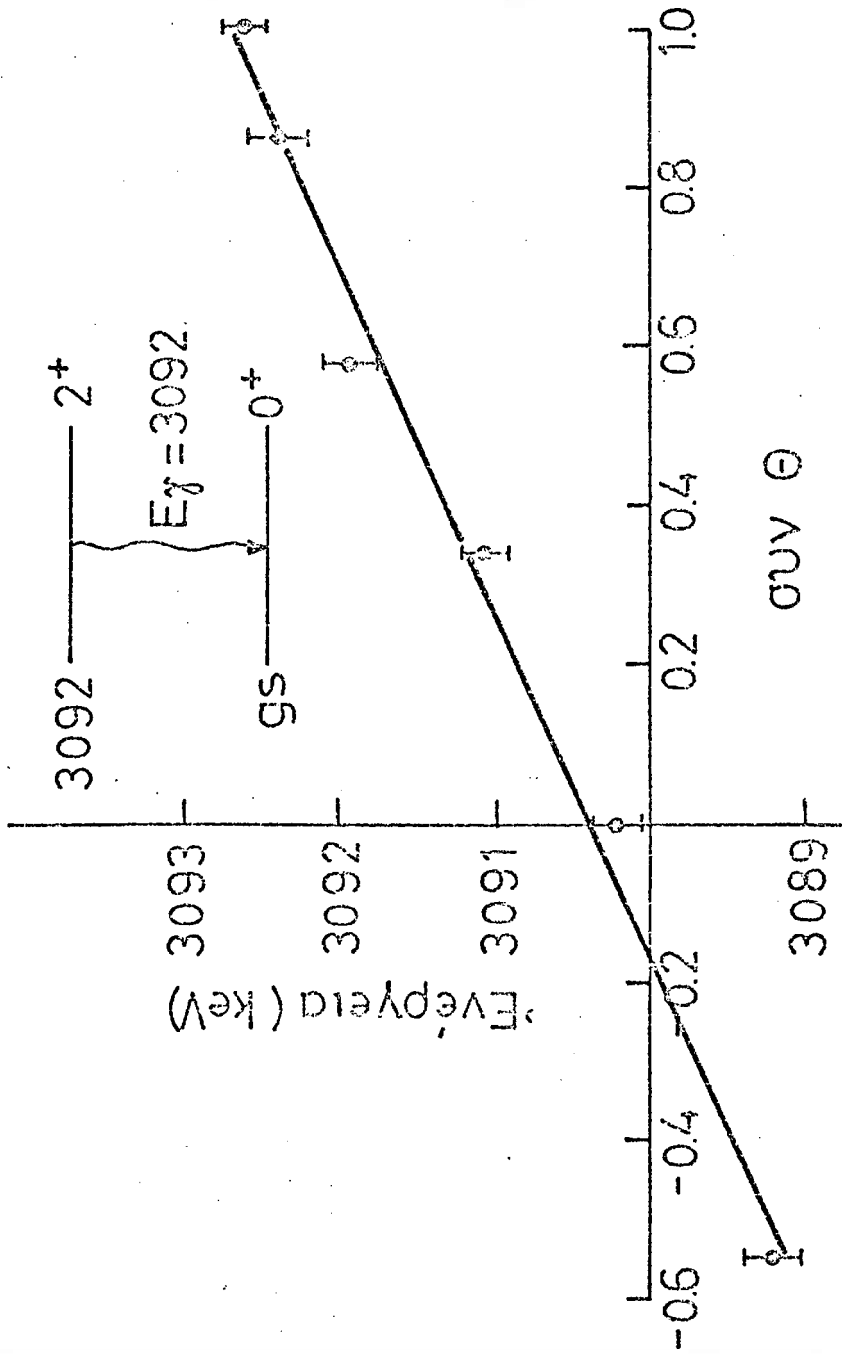
Εις τήν παρούσαν έργασίαν ο χρόνος ήμιζωής της στάθμης έξήχθη μέσω της μεταπτώσεως 3091.3 \rightarrow gs καί μέσω της μεταπτώσεως 3091.3 \rightarrow 1509.47 keV.

'Εκ της μεταπτώσεως 3091.3 \rightarrow gs εϋρέθη ότι ο μέσος παράγων άποσβέσεως ήτο $\tilde{F}=0.580\pm 0.065$, ο οποῖος αντιστοιχεί εις χρόνον ήμιζωής $\tau=29_{-7}^{+9}$ fs. 'Εκ της μεταπτώσεως 3091.3 \rightarrow 1509.47 keV εϋρέθη $\tilde{F}(\tau)=0.470\pm 0.114$ καί $\tau=47_{-16}^{+27}$ fs. Εις τά σχήματα VI.3 καί VI.4 δίδεται ή μεταβολή της ένεργείας συναρτήσει της γωνίας, ώς καί ή γραμμική προσαρμογή των πειραματικῶν δεδομένων μέσω της έξ. (VI.2). 'Ο μέσος χρόνος ήμιζωής των δύο άνωτέρω ανεξαρτήτων μετρήσεων έξήχθη έκ της σχέσεως

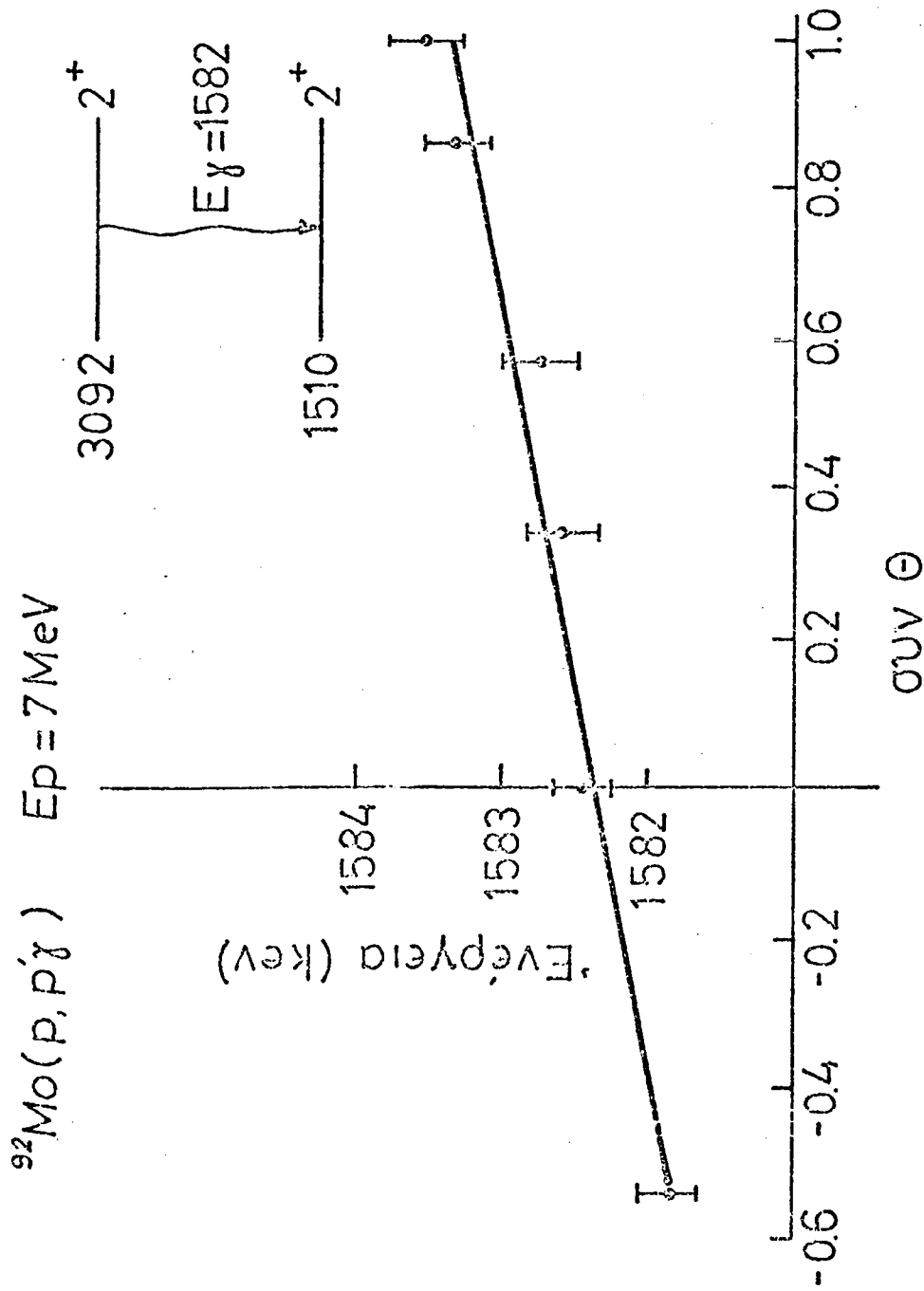
$$\bar{F} = \frac{\sum_i (F_i / \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)} \quad (\text{VI.3})$$

όπου F_i καί σ_i είναι τό μέγεθος καί τό αντίστοιχον σφάλμα

$^{92}\text{Mo}(p, p'\gamma)$ $E_p = 7 \text{ MeV}$



Σχήμα VI.3 Γραμμική προσαρμογή της ενέργειας της μεταπτώσεως $3092 \rightarrow \text{gs}$ KeV συναρτήσει του συνημιτόνου της γωνίας παρατηρήσεως θ .
 Η κλίσις της εύθειας γραμμής είναι ανάλογος του μέσου παράγοντος αποσβέσεως $\bar{F}(\tau)$.



Σχήμα VI.4 Γραμμική προσαρμογή της ενέργειας της μεταπτώσεως $3092 \rightarrow 1510 \text{ keV}$ συναρτήσει του συνημιτόνου της γωνίας θ . Η κλίσις της εύθειας γραμμής είναι ανάλογος του μέσου παράγοντος αποσβέσεως $\bar{F}(\tau)$.

της i μετρήσεως του μεγέθους F . Έκ των δύο δυνατών τρόπων υπολογισμού του σφάλματος $\sigma_{\bar{F}}$:

$$\sigma_{\bar{F}}^2 = \frac{1}{\sum_i (1/\sigma_i^2)} \quad (\text{έσωτερικόν}) \quad (\text{VI.4})$$

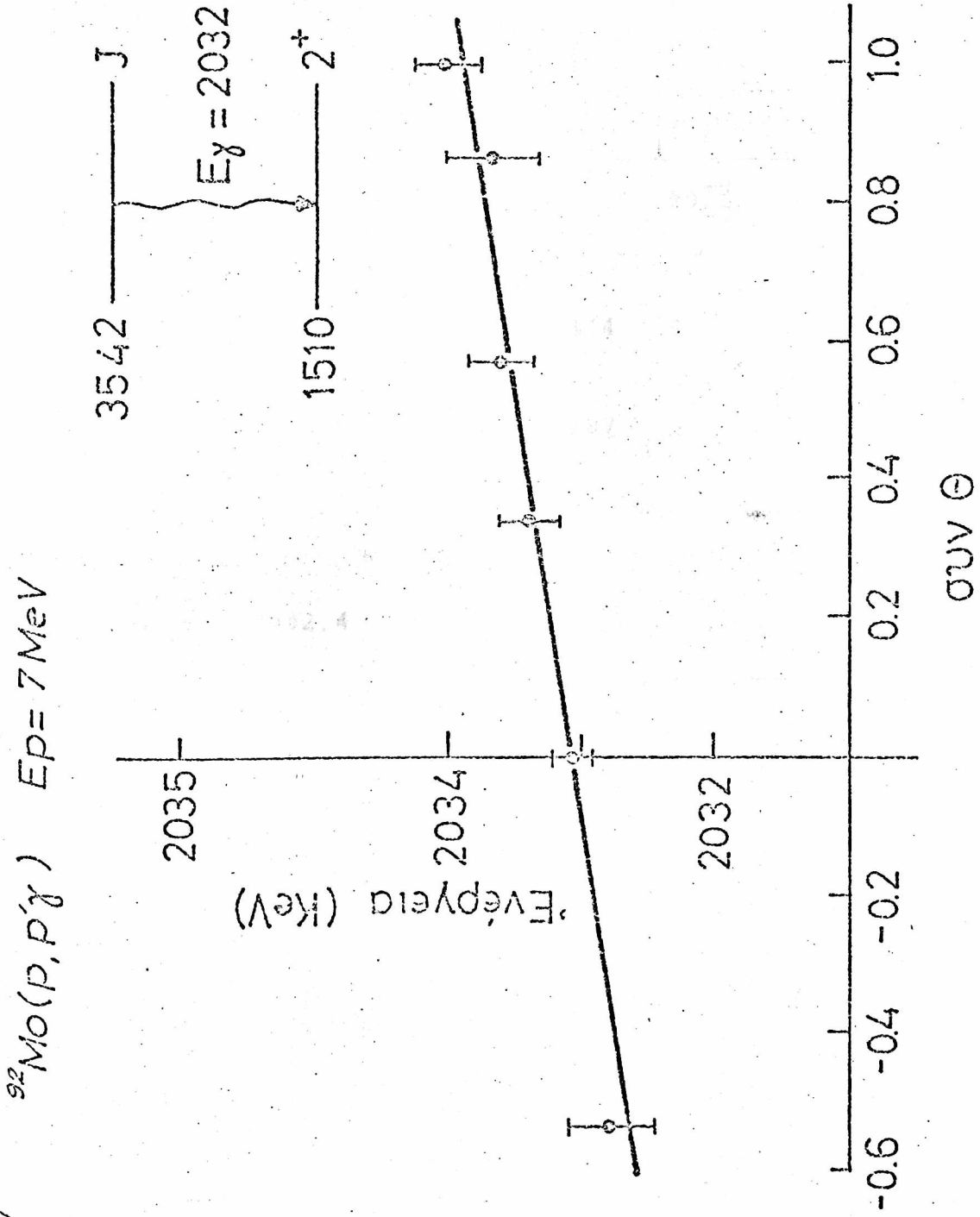
$$\sigma_{\bar{F}}^2 = \frac{\sum_i \{(F_i - \bar{F})^2 / \sigma_i^2\}}{(N-1) \sum_i (1/\sigma_i^2)} \quad (\text{έξωτερικόν}) \quad (\text{VI.5})$$

έλήφθη τό μεγαλύτερον. Τελικῶς ἐκ τῶν δύο ἀνωτέρω μετρήσεων εὐρέθη ὅτι ὁ χρόνος ἡμιζωῆς τῆς στάθμης 3091.3 keV εἶναι $\tau = 31_{-9}^{+8}$ fs.

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3541.9 keV: Οἱ Doett et al.⁵⁹⁾ ἐμέτρησαν τὸν χρόνον ἡμιζωῆς τῆς στάθμης μέσφ τῆς ἀντιδράσεως $^{92}\text{Mo}(p, p'\gamma)^{92}\text{Mo}$ διὰ τῆς μεθόδου DSAM καὶ εὗρον $\tau = 130_{-40}^{+60}$ fs. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ὁ χρόνος ἡμιζωῆς τῆς στάθμης ἐξήχθη μέσφ τῆς μεταπτώσεως 3541.9 \rightarrow 2282.57 keV. Ἐκ τῆς μεταπτώσεως αὐτῆς εὐρέθη ὅτι ὁ μέσος παράγων ἀποσβέσεως ἦτο $\tilde{F} = 0.31 \pm 0.07$, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς χρόνον ἡμιζωῆς $\tau = 88_{-24}^{+34}$ fs. Εἰς τό σχῆμα VI.5 δίδεται ἡ μεταβολή τῆς ἐνεργείας συναρτήσῃ τῆς γωνίας, ὡς καὶ ἡ γραμμικὴ προσαρμογή τῶν πειραματικῶν δεδομένων μέσφ τῆς ἐξ. (VI.2).

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3924.9 keV: Οἱ Doett et al.⁵⁹⁾ δίδουν διὰ τὴν στάθμην χρόνον ἡμιζωῆς $\tau = 24_{-15}^{+23}$ fs. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ὁ χρόνος ἡμιζωῆς ἐμετρήθη μέσφ τῆς μεταπτώσεως 3924.9 \rightarrow gs. Ἐκ τῆς μεταπτώσεως αὐτῆς εὐρέθη ὅτι ὁ παράγων ἀποσβέσεως ἦτο $\tilde{F}(\tau) = 0.592 \pm 0.196$ καὶ ὁ ἀντίστοιχος χρόνος ἡμιζωῆς $\tau = 29_{-17}^{+23}$ fs.

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3942.4 keV: Οἱ Doett et al.⁵⁹⁾ δίδουν διὰ τὴν στάθμην χρόνον ἡμιζωῆς $\tau = 14_{-4}^{+5}$ fs. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ὁ χρόνος ἡμιζωῆς ἐμετρήθη μέσφ τῆς μεταπτώσεως 3942.4 \rightarrow gs.



Σχήμα VI.5. Γραμμική προσαρμογή της ενέργειας της μεταπτώσεως 3542 \rightarrow 1510 keV συναρτήσει του συνημιτόνου της γωνίας Θ . Η κλίσις της εύθειας γραμμής είναι ανάλογος του μέσου παράγοντος αποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$.

Πίναξ VI.3 Μέσος παράγων άποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ και χρόνος ήμιζωής καταστάσεων του ^{92}Mo έκ της αντίδράσεως $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$

Ένεργειακή κατάσταση (keV)	Ένέργεια μεταπτώσεως (keV)	$\tilde{F}(\tau)$	Χρόνοι ήμιζωής		
			Έκ μεταπτώσεων	Προτεινομένη τιμή	Έκ προηγούμενης μετρήσεως ⁵⁹⁾
3091.3	3091.2	0.580 ± 0.065	29^{+9}_{-7}	31^{+8}_{-9}	50^{+5}_{-4}
	1581.9	0.470 ± 0.114	47^{+27}_{-16}		
3541.9	2032.5	0.310 ± 0.107		88^{+34}_{-24}	130^{+60}_{-40}
3924.9	3924.9	0.592 ± 0.196		29^{+29}_{-17}	24^{+23}_{-15}
3942.4	3942.4	0.589 ± 0.178		30^{+29}_{-17}	14^{+15}_{-4}

Έκ τῆς μεταπτώσεως αὐτῆς εὐρέθη ὅτι ὁ παράγων ἀποσβέσεως ἦτο $\tilde{F}(\tau) = 0.589 \pm 0.178$ καὶ ὁ ἀντίστοιχος χρόνος ἡμιζωῆς $\tau = 30_{-17}^{+29}$ fs.

Εἰς τὸν Πίνακα VI.3 δίδονται αἱ τιμαὶ τοῦ μέσου παράγοντος ἀποσβέσεως $\tilde{F}(\tau)$ καὶ αἱ τιμαὶ τοῦ χρόνου ἡμιζωῆς τῶν πυρηνικῶν σταθμῶν τοῦ ^{92}Mo , αἱ ὁποῖαι ἐμετρήθησαν εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν. Εἰς τὴν ἕκτην στήλην τοῦ πίνακος δίδονται αἱ τιμαὶ τῶν Doett et al⁵⁹⁾.

VI.3 Ἀνάλυσις τῶν Γωνιακῶν Κατανομῶν

Ἀπλᾶ φάσματα ἀκτίνων γ ἐλήφθησαν εἰς τὰς γωνίας $\theta_\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 55^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ καὶ 125° , ἐν σχέσει μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀρχικῆς δέσμης τῶν πρωτονίων. Τὰ φάσματα ἦσαν κανονισμένα μὲ βάσιν τὴν μετάπτωσιν $2519.69(0^+) \rightarrow 1509.47(2_1^+)$, ἡ ὁποία εἶναι ἰσοτοπικὴ⁶⁰⁻⁶²⁾. Ἡ ἀνάλυσις τῶν πειραματικῶν γωνιακῶν κατανομῶν, τῶν παρατηρουμένων μεταπτώσεων ἔγινε μέσῳ προσαρμογῆς τῆς ἐκφράσεως:

$$W(\theta) = a_0 \{1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)\} \quad (\text{VI.6})$$

Διορθώσεις λόγῳ τῆς πεπερασμένης γωνίας τοῦ ἀνιχνευτοῦ δὲν ἐλήφθησαν ὑπ' ὄψιν εἰς τὴν ἀνωτέρω ἔκφρασιν, καθ' ὅσον ὁ ἀνιχνευτὴς εὐρίσκειτο εἰς ἱκανὴν ἀπόστασιν ἐκ στόχου (≈ 25) ὥστε οἱ ἀντίστοιχοι παράγοντες ἀποσβέσεως Q νὰ τείνουν πρὸς τὴν μονάδα. Οἱ συντελεσταὶ a_2 καὶ a_4 οἱ ὁποῖοι εὐρέθησαν ἐκ τῆς καλυτέρας προσαρμογῆς τῶν πειραματικῶν δεδομένων πρὸς ἔκφρασιν τῆς ἐξ. (VI.6) εὐρίσκοντο εἰς τὸν Πίνακα VI.4.

Διὰ τὴν θεωρητικὴν ἀνάλυσιν τῶν γωνιακῶν κατανομῶν, ἐχρησιμοποιήθη ὁ φορμαλισμὸς τῶν Sheldom καὶ Van Patter⁶³⁾ ὁ ὁποῖος εἶναι θεμελιωμένος εἰς τὴν στατιστικὴν θεωρίαν τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων τῶν Hauser καὶ Feshbach. Ἡ γενικὴ ἔκφρασις τῆς γωνιακῆς κατανομῆς εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δίδεται ὑπὸ τῆς ἐκφράσεως

Μετάπτωσης		Πειραματικά Τιμαί				Θεωρητικά Τιμαί				δ
E_i	E_f	J_f	α_2	α_4	χ^2	J_i	α_2	α_4	χ^2	
2282.57	1509.47	2^+	0.22 ± 0.04	$-(0.20 \pm 0.04)$	0.82	2	0.24	-0.03	5.6	$-(2.0^{+2.3}_{-0.9})$
						3	0.30	0.16	10	$0.40^{+0.18}_{-0.26}$
						4	0.23	-0.12	1.7	$-(0.12^{+0.14}_{-0.22})$
2849.72	1509.47	2^+	$-(0.35 \pm 0.02)$	$-(0.03 \pm 0.03)$	1.7	2	-0.28	-0.03	1.9	$-(1.6^{+1.3}_{-0.7})$
						3	-0.36	0.00	0.6	$-(0.09^{+0.21}_{-0.05})$
						4	-0.05	-0.29	36	$-(1.0^{+2.9}_{-0.7})$
3064.11	2527.04	5^-	$-(0.44 \pm 0.10)$	$-(0.08 \pm 0.11)$	1.1	3	-0.41	-0.05	1.3	$0.5 \leq \delta \leq 2.8$
						4	-0.40	0.00	1.4	$0.25^{+0.25}_{-0.11}$
						4 ^{a)}	-0.44	0.05	2.0	5^{+14}_{-3}
3091.3	gs	0^+	0.32 ± 0.04	$-(0.09 \pm 0.05)$	0.4	2	0.33	-0.16	1.5	≥ 1.2
						3	0.60	-0.06	82	
						4	0.76	0.17	187	

1509.47	2 ⁺	0.50±0.12	-(0.05±0.13)	0.2	2	0.44	-0.02	0.5	0.69 ^{+0.54} -0.38
					3	0.51	0.07	0.4	0.75 ^{+1.25} -0.20
					4	0.51	0.02	0.2	0.20 ^{+0.30} -0.18
3369.1	4 ⁺	0.47±0.05	0.12±0.06	0.4	3	0.33	0.02	1.3	-(0.92 ^{+0.74} -0.43)
					4	0.44	-0.01	0.5	0.27 ^{+0.51} -0.24
					5	0.44	0.05	0.2	0.51 ^{+0.09} -0.11
					5a)	0.52	0.20	0.3	2.5 ^{+0.8} -0.5
3541.96	2 ⁺	-(0.30±0.08)	-(0.04±0.08)	0.6	1	-0.12	0.00	2.9	≥1.2
					2	0.28	-0.04	0.4	-(1.7 ^{+2.6} -0.9)
					3	-0.31	0.00	0.6	-(0.03±0.09)
3580.3	5	0.18±0.07	-(0.10±0.08)	2.2	3	0.21	0.00	2.4	-(0.12 ^{+0.32} -0.19)
					4	0.22	0.04	3.1	-(2.14 ^{+1.87} -0.80)
					4a)	0.22	0.01	2.6	-(0.34 ^{+0.28} -0.73)
					5	0.24	-0.18	1.3	1.23 ^{+0.37} -0.23
					5a)	0.23	0.03	2.1	-(0.30 ^{+0.21} -0.20)

α) Δεύτερον ελάχιστον εις τό χ².

β) Τιμή περιέχουσα διόρθωσιν ἐκ τῆς τροφοδοσίας τῆς στάθμης ἐκ καταστάσεως ὑψηλοτέρας ἐνεργείας

$$W(0) = \sum_K a_K P_K(\cos\theta) \quad (\text{VI.7})$$

όπου η άθροισις είς τήν άνωτέρω έξίσωσιν έπεκτείνεται είς όλα τά μερικά κύματα είσόδου, ό δέ δείκτης K λαμβάνει τάς τιμάς 0, 2, 4, ..., και P_K είναι τά πολυώνυμα Legendre. Οι συντελεσταί a_K συνίστανται έκ παραγόντων οι όποιοι έξαρτώνται έκ τής ένεργείας και έκ παραγόντων οι όποιοι είναι άνεξάρτητοι αύτής. Οι παράγοντες οι όποιοι είναι άνεξάρτητοι τής ένεργείας καλοϋνται και "παράμετροι μεταπτώσεως", έξαρτώνται δέ μόνον έκ τής φύσεως τών σωματίων, τά όποια λαμβάνουν μέρος είς τήν μετάπτωσιν ώς και τών στροφορμών τής άρχικής και τελικής πυρηνικής καταστάσεως. Έάν τό έκπεμπόμενον σωματίον είναι φωτόνιον ή μετάπτωσις έκφράζεται έκ τής παραμέτρου A_K τής όποιας ή άναλυτική μορφή δίδεται κατωτέρω. Έάν τό σωματίον έχη πεπερασμένην μάζαν, άνεξαρτήτου φύσεως (P, n, d, α, ...) τότε ή μετάπτωσις χαρακτηρίζεται έκ τής παραμέτρου H_K = A_K b_K όπου ό συντελεστής b_K, ό όποιος καλεΐται "παράμετρος σωματίου" έχει όρισθῆ υπό τών Biedenharn και Rose⁶⁴⁾. Αί άναλυτικάί έκφράσεις τών παραμέτρων αύτών είναι αί έξής:

$$A_K(LL'J_fJ_i) = (1+\delta^2)^{-1} \{ F_K(LLJ_fJ_i) + 2\delta F_K(LL'J_fJ_i) + \delta^2 F_K(L'L'J_fJ_i) \} \quad (\text{VI.8})$$

Οι συντελεσταί F_K είς τήν άνωτέρω έκφρασιν όρίζονται υπό του Biedenharn⁶⁵⁾ ώς

$$F_K(LL'J_fJ_i) = (-1)^{J_f - J_i - 1} \hat{J}_i \hat{L}' \langle KO | LL' 1-1 \rangle W(LL'J_iJ_f; KJ_f) \quad (\text{VI.9})$$

και συνδέονται μέ τούς συντελεστάς B_K (βλ. Κεφ. III) τών Rose και Brink¹⁹⁾ μέ τήν σχέσηιν

$$R_K(LL'J_fJ_i) = (-1)^{L-L'+K} F_K(LL'J_fJ_i) \quad (\text{VI.10})$$

Αι "παράμετροι σωματίου" b_K δίδονται υπό τής έκφράσεως

$$b_K(jj;s) = (-1)^{K+j-s-L+1} \{\hat{l}^2 \hat{j}^2 \langle KO | l l 0 0 \rangle W(l l j j; Ks)\} / (\hat{L} \cdot \langle KO | LL 1-1 \rangle) \quad (VI.11)$$

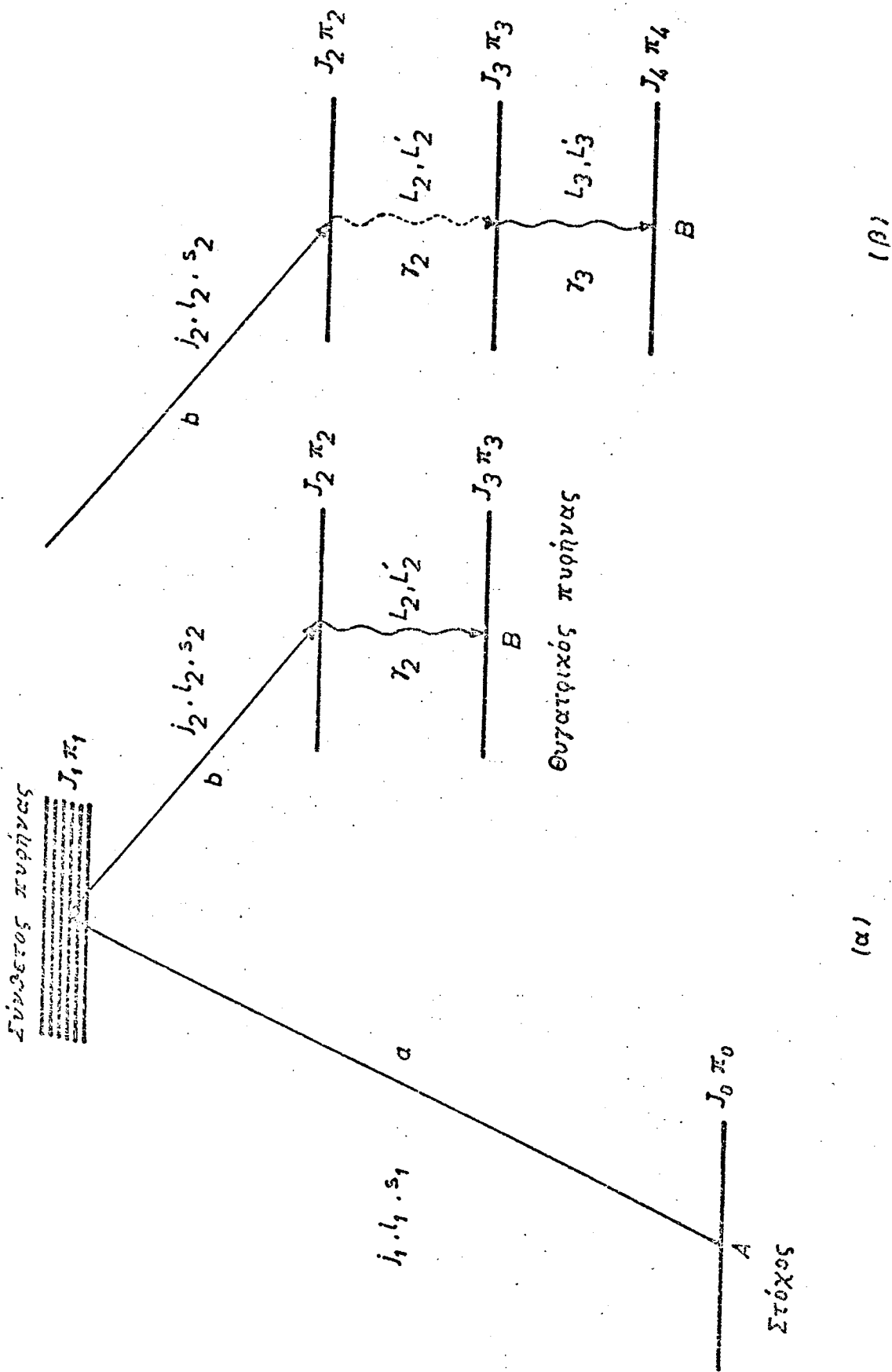
όπου W είναι οι συντελεστές Racah, τό σύμβολον δέ (\wedge) υπεράνω έκάστου συμβόλου έκφράζει τήν σύντμωσιν $\hat{k} = (2k+1)^{1/2}$ καί δ είναι ο λόγος έπιμίξεως τής άκτινοβολίας γ . Όταν μία μετάπτωσης δέν παρατηρείται, ή παράμετρος τής μεταπτώσεως άντικαθίσταται υπό τής παραμέτρου U_K ή όποία λαμβάνει τήν μορφή

$$U_K(LL'J_iJ_f) = (1+\delta^2)^{-1} \hat{J}_i \hat{J}_f (-1)^{J_i+J_f} \{(-1)^{L'} W(J_i J_i J_f J_f; KL) + \delta^2 (-1)^{L'} W(J_i J_i J_f J_f; KL')\} \quad (VI.12)$$

Είς τό σχήμα VI.6 παρίσταται σχηματικώς ή αντίδρασις $A(a,b\gamma)B$ ή όποία βαινει μέσφ τοϋ συνθέτου πυρήνος C καί είς τήν πορείαν τής όποίας θεωρείται ότι ίσχύουν αι συνθήκαι διά τήν έφαρμογήν τοϋ στατιστικοϋ προτύπου. Πρός περαιτέρω έμφασιν τών κβαντικών άριθμών οι όποιοι υπεισέρχονται είς τά διάφορα στάδια ή αντίδρασις δύναται νά έκφρασθῆ αναλυτικώτερον ώς

$$J_0 \pi_0 (j_1 = l_1 + s_1) J_1 \pi_1 (j_2 = l_2 + s_2) J_2 \pi_2 (LL' \delta_2) J_3 \pi_3$$

όπου $J_0 \pi_0$; $J_2 \pi_2$, $J_3 \pi_3$ είναι ή όλική στροφορμή καί ή όμοτιμία άντιστοίχως τών καταστάσεων τοϋ στόχου A , τοϋ συνθέτου πυρήνος C καί τών καταστάσεων τοϋ θυγατρικοϋ πυρήνος B , $j_1 l_1 s_1$ καί $j_2 l_2 s_2$ είναι ή όλική στροφορμή, ή γωνιακή στροφορμή καί τό σπίν άντιστοίχως τών σωματίων a καί b καί L, L' ή στροφορμή τοϋ φωτονίου είς τās άντιστοίχους καταστάσεις. Η αντίδρασις αύτή δύναται νά θεωρηθῆ ότι συνίσταται έξ άνεξαρτήτων διεργασιών, "βημάτων", έκαστον δέ βήμα άντιπροσωπεύεται υπό μιās παραμέτρου μεταπτώσεως διά τήν δημιουργίαν τής όλικής διεργασίας. Τό πρώτο



(α)

(β)

Σχήμα VI. 6. Ήνεργειακόν διάγραμμα πυρηνικής αντίδρασης μέσω συνθέτου πυρήνος.

βήμα $j_0 \pi_0 (j_1 = l_1 + s_1) J_1 \pi_1$ εκφράζει την δημιουργίαν της καταστάσεως με σπίν και ομοτιμίαν $J_1 \pi_1$ του συνθέτου πυρήνος και χαρακτηρίζεται εκ της παραμέτρου H_K , τό δεύτερον βήμα $J_1 \pi_1 (j_2 = l_2 + s_2) J_2 \pi_2$ συνίσταται εις την διάσπασιν της καταστάσεως $J_1 \pi_1$ προς την κατάστασιν $J_2 \pi_2$ του θυγατρικού πυρήνος και χαρακτηρίζεται εκ της παραμέτρου H_K , ένω τό τρίτον βήμα

$J_2 \pi_2 (L_2 L_2' \delta) J_3 \pi_3$ συνίσταται εις την διάσπασιν της καταστάσεως $J_2 \pi_2$ προς την κατάστασιν $J_3 \pi_3$ μέ σύγχρονον έκπομπήν ακτινοβολίας γ και χαρακτηρίζεται υπό της παραμέτρου A_K .

Η γωνιακή κατανομή διά την ακτινοβολίαν γ , όταν τό σωματίον δέν παρατηρεΐται, λαμβάνει ούτω την μορφήν

$$W(\theta_2) = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{Kj_1} g_{H_K}(j_1 j_1 J_0 J_1; s_1) U_K(j_2 j_2 J_1 J_2; s_2) A_K(L_2 L_2' J_3 J_2) T_{PK}(\cos \theta) \quad (VI.13)$$

όπου λ είναι τό μήκος κύματος του εισερχομένου σωματίου a εις τό σύστημα του κέντρου μόζης. Ο στατιστικός παράγων $g = \hat{J}_1^2 / s^2 \cdot \hat{J}_0^2$ εισάγεται λόγω μή πολώσεως της δέσμης και του στόχου. Η άθροισις περιλαμβάνει όλα τά μερικά κύματα του εισερχομένου σωματίου δ δέ δείκτης K λαμβάνει άρτίας τιμάς, αι όποϊαι προσδιορίζονται υπό της άνισότητος

$$0 \leq K \leq 2j_1, 2J_1, 2J_2, 2L' \quad (VI.14)$$

Παρατηρεΐται έπιπροσθέτως ότι αι τιμαί των σπίν J_1, j_2 του συνθέτου πυρήνος και του σωματίου όρίζονται πλήρως εκ της τιμής του j_1 ή του $l_1 (j_1 = l_1 + s_1)$ διά δεδομένας τιμάς των σπίν J_0 και J_2 του στόχου και της καταστάσεως του θυγατρικού πυρήνος, μέσφ των σταθερών σχέσεων

$$\begin{aligned} \vec{J}_1 &= \vec{J}_0 + \vec{j}_1 \\ \vec{J}_1 &= \vec{J}_2 + \vec{j}_2 \end{aligned} \quad (VI.15)$$

Ο όρος τ καλεῖται διαπερατότης καί δίδεται υπό τῆς ἐκφράσεως

$$\tau = \frac{T_{\ell_1 j_1}(E_1) T_{\ell_2 j_2}(E_2)}{\sum_{\ell j E_C} T_{\ell j}(E_C)} \quad (\text{VI.16})$$

Οἱ ὅροι $T_{\ell j}(E_C)$ καλοῦνται συντελεσταί διεισδυτικότητας, δίδουν δέ τήν πιθανότητα εἰς τό σωματίο μέ ἐνέργεια E_C , γωνιακήν στροφορμήν ℓ καί ὀλικήν j νά διέλθῃ ἐκ τοῦ φράγματος δυναμικοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος. Ἡ ἄθροισις εἰς τόν παρονομαστήν τῆς ἐξ. (VI.16) ἐπεκτείνεται ἐπί ὄλων τῶν δυνατῶν διαύλων μέσφ τῶν ὁποίων δύναται νά διασπασθῇ ὁ σύνθετος πυρήν. Αἱ ἐνέργειαι ἀναφέρονται εἰς τό κέντρον μάζης.

Ἐκ τῆς συγκρίσεως τῆς ἐξ. (VI.13) μετά τῆς ἐξ. (III.11) ἐξάγεται ὅτι οἱ συντελεσταί καταλήψεως $B_K(J_2)$ τῆς καταστάσεως J_2 ἰσοῦνται μέ

$$B_K(J_2) = \frac{\hbar^2}{4} \sum_j g H_K(j_1 j_1 J_0 J_1; s_1) U_K(j_2 j_2 J_1 J_2; s_2) \tau \quad (\text{VI.17})$$

Οἱ συντελεσταί B_K συνδέονται μετά τῶν γεωμετρικῶν ὄρων g , H_K καί U_K καί ἐκ τῆς διαπερατότητος τ , ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φυσικῆς διαδικασίας. Ἡ διαπερατότης ὑπολογίζεται ἐπακριβῶς μέσφ τοῦ ὀπτικοῦ προτύπου^{66,67}). Τελικῶς οἱ συντελεσταί καταλήψεως B_K ὑπολογίζονται ἐπακριβῶς μέσφ τῆς σχέσεως (VI.17). Οὕτω δι' ἀντικαταστάσεως τῆς ἐξ. (VI.17) εἰς τήν ἐξ. (VI.13) ἡ γωνιακή κατανομή λαμβάνει τήν μορφήν:

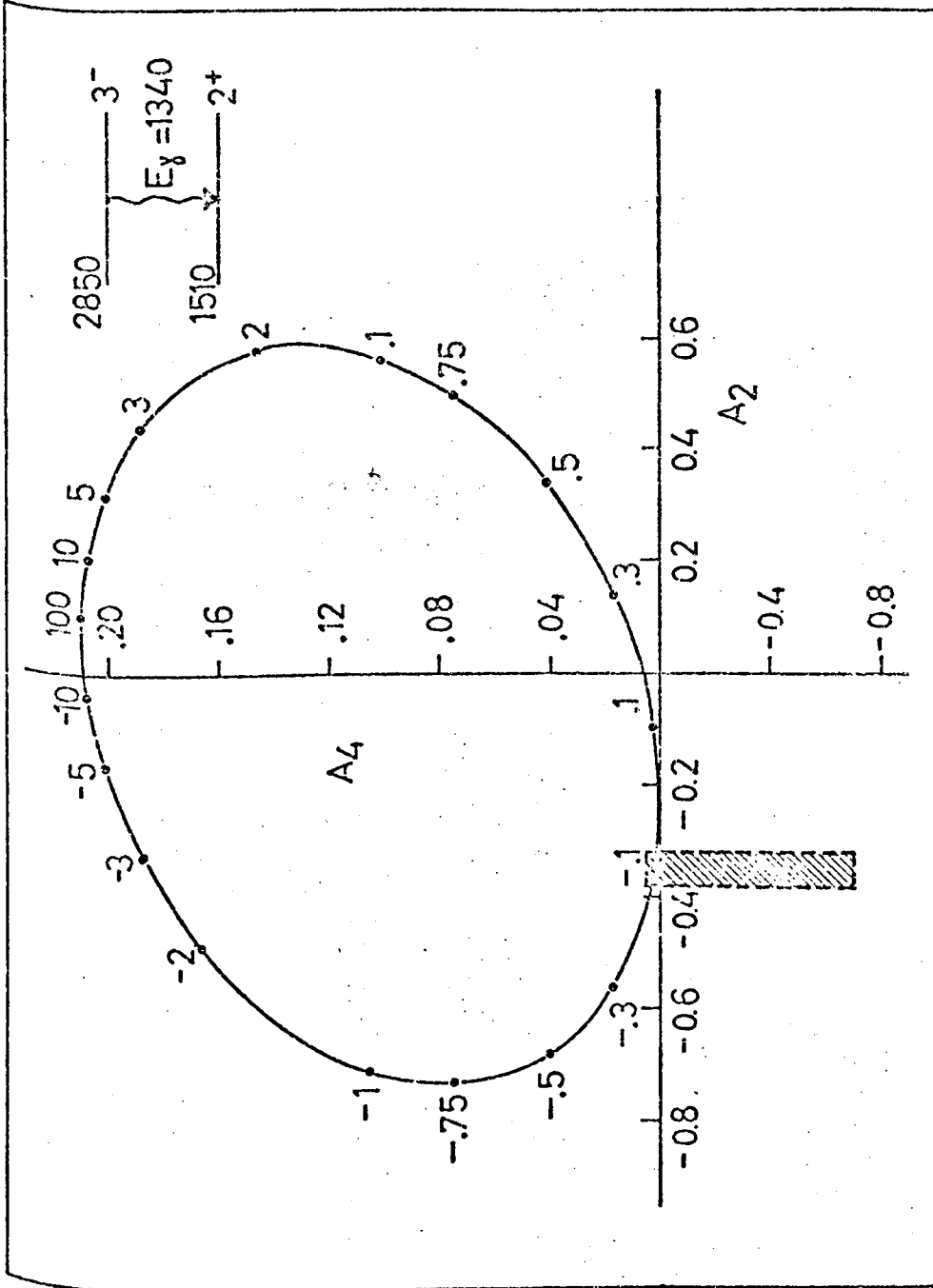
$$W(\theta) = \sum_K B_K A_K P_K(\cos\theta) = \sum_K a_K P_K(\cos\theta) \quad (\text{VI.18})$$

ὅπου $a_K = B_K A_K$

Οἱ συντελεσταί a_K εἰς τό ἀνάπτυγμα τῆς ἐξισώσεως (VI.18) εἶναι συναρτήσεις (βλ. καί ἐξ. (VI.13)) τῶν σπίν J_2 καί J_3

τῶν καταστάσεων μεταξύ τῶν ὁποίων λαμβάνει χώραν ἡ μετά-
 πτωσις γ καί τοῦ λόγου ἐπιμίξεως δ τῆς ἀκτινοβολίας. Ἡ
 εὕρεσις τῶν παραμέτρων πραγματοποιεῖται διά συγκρίσεως τῶν
 θεωρητικῶν συντελεστῶν $a_K(J_2, J_3, \delta)$ μέ τὰς πειραματικάς τιμάς
 τῶν a_K ὅπως αὐταί ὑπολογίζονται ἐκ τῆς πειραματικῆς γωνιακῆς
 κατανομῆς διά προσαρμογῆς ἑνὸς γραμμικοῦ ἀθροίσματος πολυωνύ-
 μων Legendre. Εἰς ὅλας σχεδόν τὰς πρακτικάς ἐφαρμογὰς λαμβά-
 νονται πολυώνυμα μέχρι τετάρτης τάξεως. Ἡ σύγκρισις τῶν
 πειραματικῶν συντελεστῶν a_K μέ τοὺς θεωρητικούς δύναται νά
 ἐπιτευχθῆ μέσφ τῆς γραφικῆς παραστάσεως τῶν $a_2(J_2, J_3, \delta)$
 $a_4(J_2, J_3, \delta)$ διά διάφορα ζεύγη τιμῶν J_2 καί J_3 εἰς τό ἐπί-
 πεδον $a_2 - a_4$ συναρτήσει τοῦ δ . Αἱ καμπύλαι αὐταί εἶναι ἑλλεί-
 ψεις εἰς τό ἐπίπεδον $a_2 - a_4$. Οὕτω, ἐκ τῆς θέσεως τοῦ πειραμα-
 τικοῦ σημείου (a_2, a_4) εἰς τό ἐπίπεδον $a_2 - a_4$ εἶναι δυνατόν νά
 ἐξαχθοῦν αἱ παράμετροι J_2, J_3 καί δ . Ἡ μέθοδος αὐτή παρουσιάζει
 τό μειονέκτημα ὅτι δέν παρέχει τήν δυνατότητα νά εὐρεθοῦν
 ἀντικειμενικά τά σφάλματα εἰς τόν ὑπολογισμόν τοῦ λόγου ἐπιμί-
 ξεως δ , μόνον δέ μία ἐκτίμησις δύναται νά γίνῃ μέσφ τοῦ πειρα-
 ματικοῦ σφάλματος εἰς τόν συντελεστήν a_2 (βλ. Σχ. VI.7). Ἐπί-
 σης αἱ ἑλλείψεις διά διάφορα ζεύγη J_2, J_3 ἐνίοτε ἐπικαλύπτονται.
 λόγφ δέ τοῦ πεπερασμένου πειραματικοῦ σφάλματος εἰς τόν προσδιο-
 ρισμόν τοῦ πειραματικοῦ σημείου (a_2, a_4) , δέν εἶναι εὐκόλον,
 βάσει ἑνὸς ἀντικειμενικοῦ κριτηρίου νά ἐξαχθῆ ἡ πιστότης ἐκά-
 στου ζεύγους τῶν τιμῶν J_2, J_3 . Ἄλλος τρόπος διά τήν εὕρεσιν
 τῶν παραμέτρων σπίν καί λόγου διακλαδώσεως, ὁ ὁποῖος ἐφηρμόσθη
 καί εἰς τήν παρούσαν ἐργασίαν εἶναι ἡ σύγκρισις τῶν πειραματι-
 κῶν καί θεωρητικῶν κατανομῶν διά προσαρμογῆς τῶν πειραματικῶν
 σημείων μέσφ τῆς σχέσεως

$$\chi^2 = \frac{1}{N-p} \sum_i \frac{\overset{\text{πειρ.}}{W(\theta_i)} - \overset{\text{θεωρ.}}{W(\theta_i)}}{\sigma^2 W(\theta_i)}^2 \quad (\text{VI.19})$$



Σχήμα VI.7: Η έλλειψις άλληλοεξαρτήσεως των συντελεστών $A_2(\delta)$ καί $A_4(\delta)$ διά την μετάπτωσην $2850(3^-) \rightarrow 1510(2^+)$ keV. Το γραμμοσκιασμένον όρθογώνιον δείκνυει την θέση του πειραματικού σημείου (A_2, A_4).

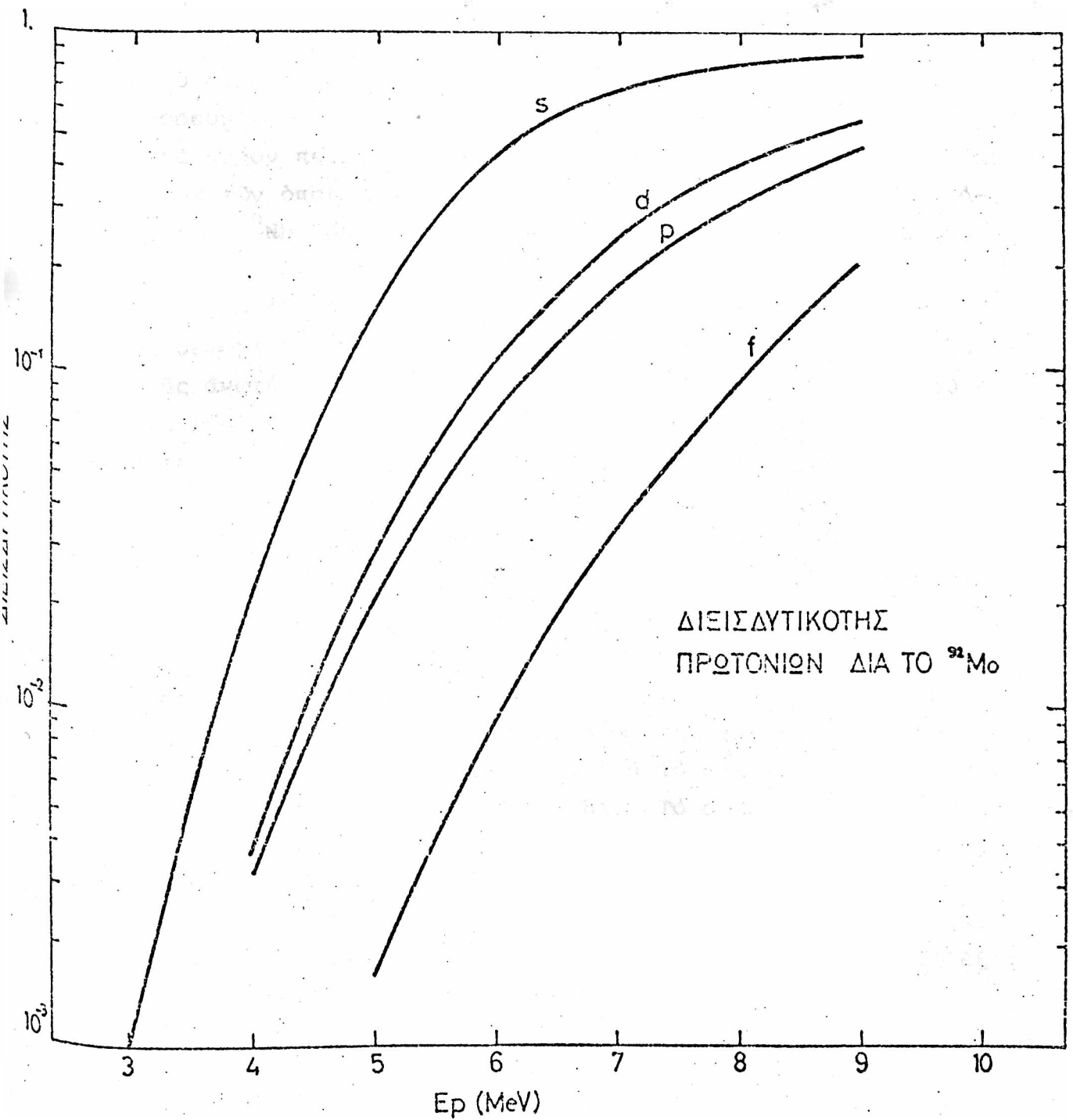
Είς τήν άνωτέρω έκφρασιν τής συναρτήσεως χ^2 , N είναι ό άριθμός τών πειραματικών σημείων καί p είναι ό άριθμός τών παραμέτρων είς τήν έκφρασιν τής γωνιακής κατανομής $W(\theta)$ Διά τής μεθόδου αύτής είναι δυνατόν νά ύπολογισθοϋν άναλυτικώς τά πειραματικά σφάλματα καί παρέχεται άντικειμενικόν κριτήριον διά τήν πιστότητα τών τιμών J_2 καί J_3 (βλ. παράρτημα Β).

Ή γωνιακή κατανομή τής άκτινοβολίας γ ή όποία έκπέμπεται έκ μιās στάθμης ή όποία δέν τροφοδοτείται κατ'εύθειάν έκ τοϋ συνθέτου πυρήνος άλλά έμέσως έκ τής διασπάσεως ύψηλοτέρων σταθμών τοϋ θυγατρικού πυρήνος (βλ. VI.6β) έχει διαφορετικήν έκφρασιν. Ή έκφρασις διαφοροποιεΐται διότι ύφίσταται μεγαλύτερος άριθμός έπιπροσθέτων μή παρατηρουμένων βημάτων διά τήν δημιουργίαν τής τελικής μεταπτώσεως. Ή γωνιακή κατανομή τής άκτινοβολίας γ διά τήν διαδικασίαν

$J_0 \pi_0 \xrightarrow{j_1} J_1 \pi_1 \xrightarrow{j_2} J_2 \pi_2 \xrightarrow{L_2 L_2' \delta_2} J_3 \pi_3 \xrightarrow{L_3 L_3' \delta_3} J_4 \pi_4$ τοϋ σχήματος (VI.6β) λαμβάνει τήν έκφρασιν

$$W(\theta_3) = \frac{\chi^2}{4} \sum_{j_1} g_{HK}(j_1 j_1 J_0 J_1; S_1) U_K(j_2 j_2 J_1 J_2) U_K(L_2 L_2' J_2 J_3) \times A_K(L_3 L_3' J_4 J_3) P_K(\cos \theta) \quad (VI.20)$$

Αί θεωρητικάί γωνιακαί κατανομαί ύπελογίσθησαν μέσφ τοϋ προγράμματος MANDYF (τό όποϊον άρχικώς έγράφη ύπό τών Sheldon καί Strang⁶⁸). Τό άρχικόν πρόγραμμα έτροποποιήθη ώστε νά συμπεριλαμβάνεται ό ύπολογισμός τής συναρτήσεως χ^2 τής έξ. (VI.19) τών πειραματικών σημείων τής γωνιακής κατανομής τά όποια έδίδοντο έπίσης ως δεδομένα είς τό πρόγραμμα. Οί συντελεσταί διεισδυτικότητας $T_{\lambda j}(E)$ διά τά πρωτόνια έλήφθησαν έκ πινάκων τών Mani et al⁶⁹). Είς τό Σχήμα VI.8 δίδονται οι συντελεσταί

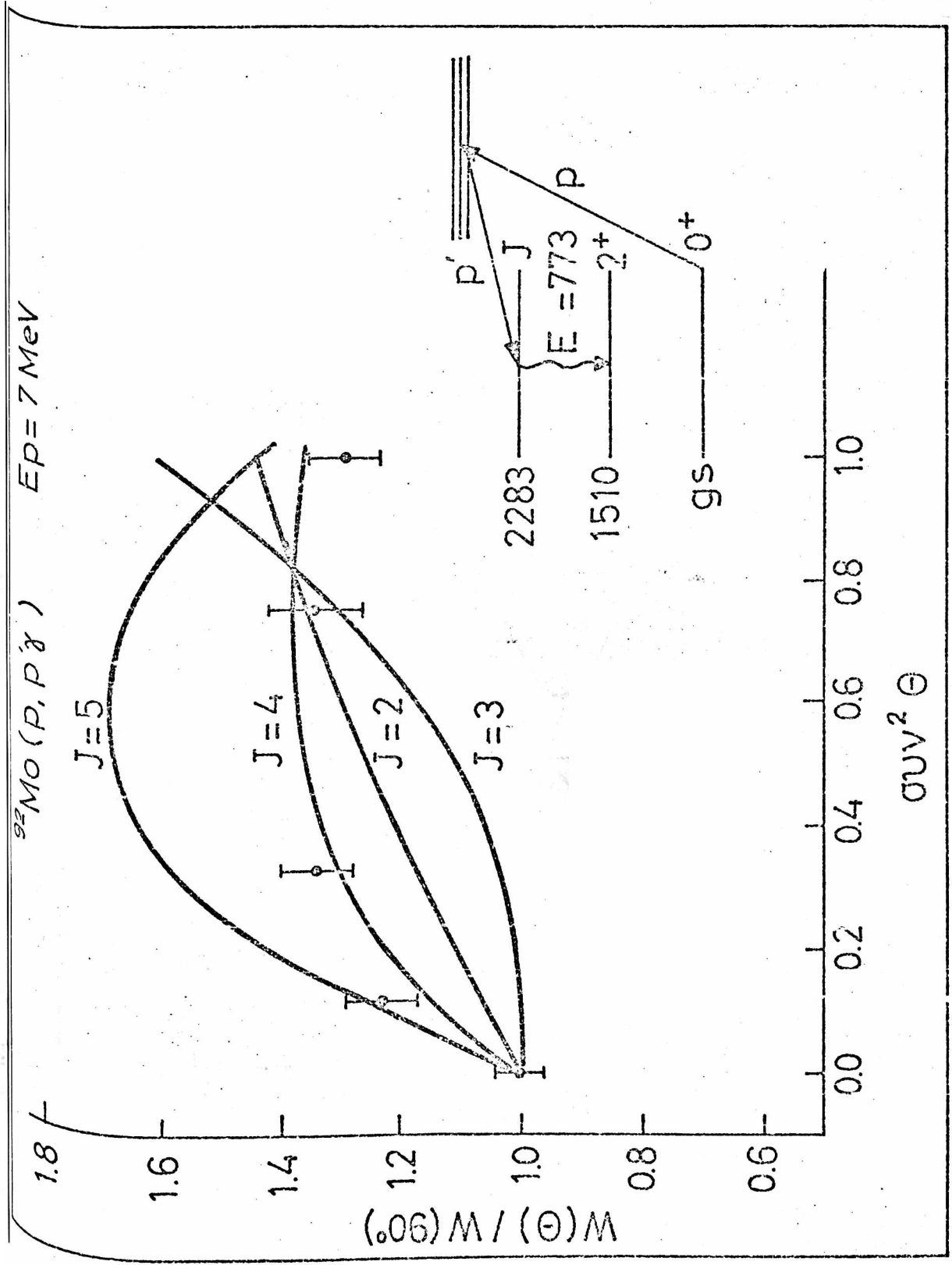


Σχῆμα VII.8 Διεισδυτικότης πρωτονίων διά τό ^{92}Mo διά διαφόρους τιμάς τῆς στροφορμῆς ἐκ τῶν πινάκων τῶν Mani et al ⁶⁹.

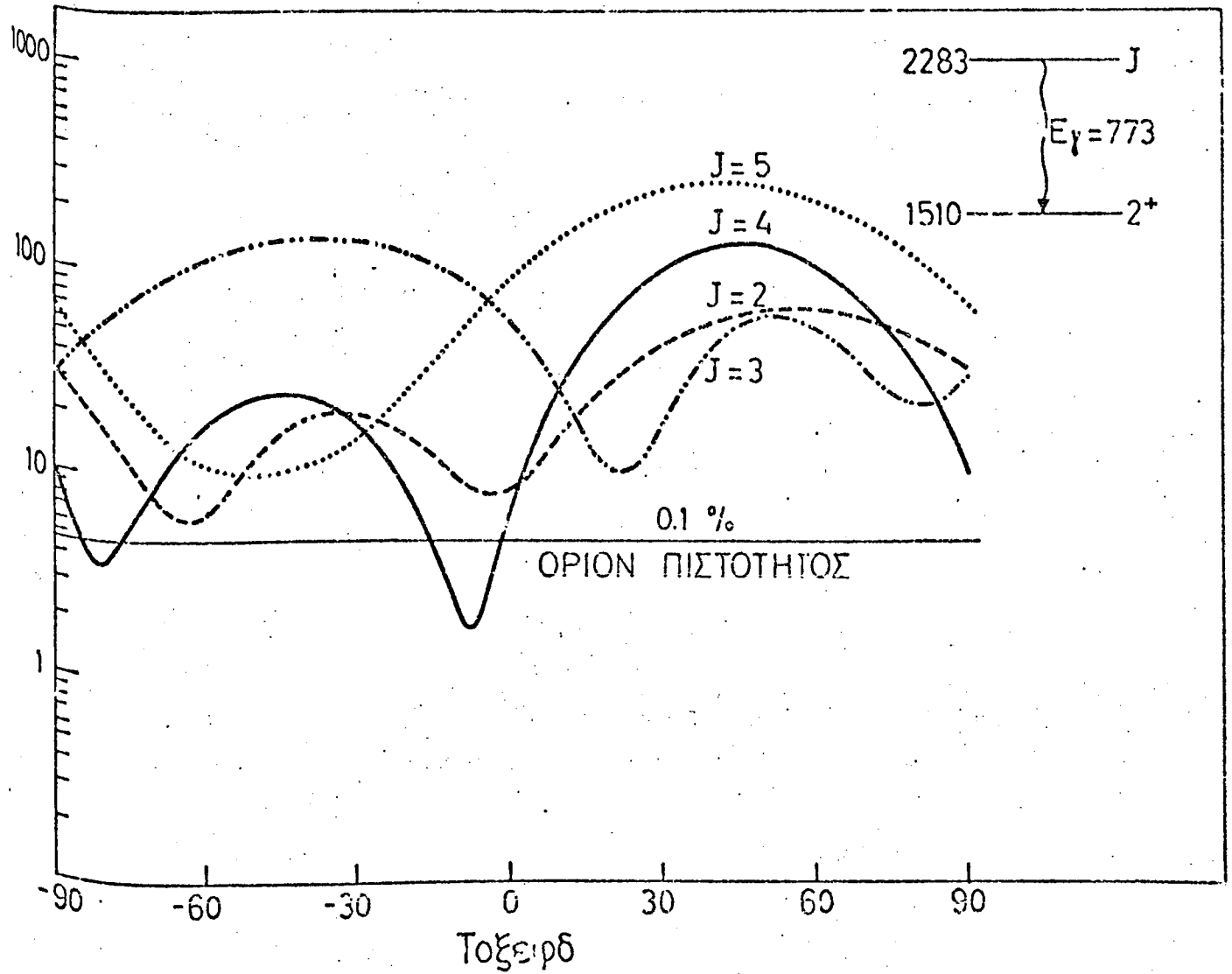
διεισδυτικότητας των πρωτονίων συναρτήσει της ενέργειας και στροφορμής. Δεκατρείς δίαυλοι πρωτονίων μέχρι ενέργειας διεγέρσεως 3.7 MeV ελήφθησαν διά τόν υπολογισμόν του συντελεστοῦ διαπερατότητος. Όλοι οἱ δίαυλοι οὐδετερονίων ἦσαν ἀπηγορευμένοι διά τὰς ἐνεργείας τῶν εἰσερχομένων πρωτονίων εἰς τό παρόν πείραμα ($Q=-8.73$ MeV). Οἱ δίαυλοι τῶν σωματίων α , μέσφ τῶν ὁποίων ὁ σύνθετος πυρήν διασπᾶται πρός καταστάσεις τοῦ ^{89}Nb ἄν καί ἐνεργειακῶς ἐπιτρεπτοί δέν ἐλήφθησαν ὑπ' ὄψιν καθ' ὅσον προηγούμεναι μετρήσεις⁵⁴⁾ ἔχουν ἀποδείξει ὅτι ἡ ἐνεργός διατομή εἶναι ἀμελητέα. Ὁ πίναξ VI. 4 περιέχει τοὺς θεωρητικούς συντελεστάς a_2 καί a_4 , οἱ ὁποῖοι ἐξήχθησαν ἐκ τῆς ἀνωτέρω συγκρίσεως διά διαφόρους ὑποθέσεις ἐπὶ τοῦ σπίν J_1 τῆς ἀρχικῆς καταστάσεως (εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις τό σπίν τῆς τελικῆς καταστάσεως ἦτο γνωστόν ἐκ προηγούμενων πειραμάτων). Αἱ ὑποθέσεις ἐπὶ τῶν τιμῶν τοῦ σπίν τῆς ἀρχικῆς καταστάσεως περιωρίζοντο εἰς τιμὰς $J \leq 5$, καθ' ὅσον ἡ διέγερσις καταστάσεων μέ μεγαλύτερο σπίν δέν ἀναμένεται μέσφ τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκεδάσεως πρωτονίων δι' ἐνεργείας τῶν εἰσερχομένων πρωτονίων τῆς παρούσης ἐργασίας. Αἱ τιμαί τῶν συντελεστῶν a_2 καί a_4 ἐξήχθησαν ἐκ τῆς καλυτέρας προσαρμογῆς τῶν υπολογισθέντων θεωρητικῶν κατανομῶν πρός τὰ δεδομένα διά μεταβολῆς τοῦ λόγου ἐπιμίξεως. Ἡ ἀποδοχὴ τῶν διαφόρων ὑποθέσεων διά τό σπίν ἔγινε βάσει τοῦ ὀρίου πιστότητος (βλ. Παράρτημα Β). Τό σφάλμα εἰς τὴν τιμὴν τοῦ λόγου ἐπιμίξεως ὑπελογίσθη συμφώνως πρός τὴν μέθοδον τῶν Cline καί Lesser⁷⁰⁾ (βλ. Παράρτημα Β).

Ἀναλυτικώτερον οἱ μετρηθέντες λόγοι ἐπιμίξεως καί αἱ τιμαί τῶν σπίν διηγερομένων καταστάσεων τοῦ ^{92}Mo ἔχουν ὡς ἑξῆς:

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 2282.57 keV: Οἱ Martens et al⁷¹⁾, μέσφ μὴ ἐλαστικῆς σκεδάσεως σωματίων α εὔρον ὅτι ἡ μεταφορὰ στροφορμῆς διά τὴν στάθμην αὐτὴν εἶναι $\Delta L=4$ καί ἀπέδωσαν εἰς τὴν στάθμην σπίν καί ὁμοτιμίαν $J^\pi=4^+$. Ὁ Lutz et al⁷²⁾ μέσφ μὴ



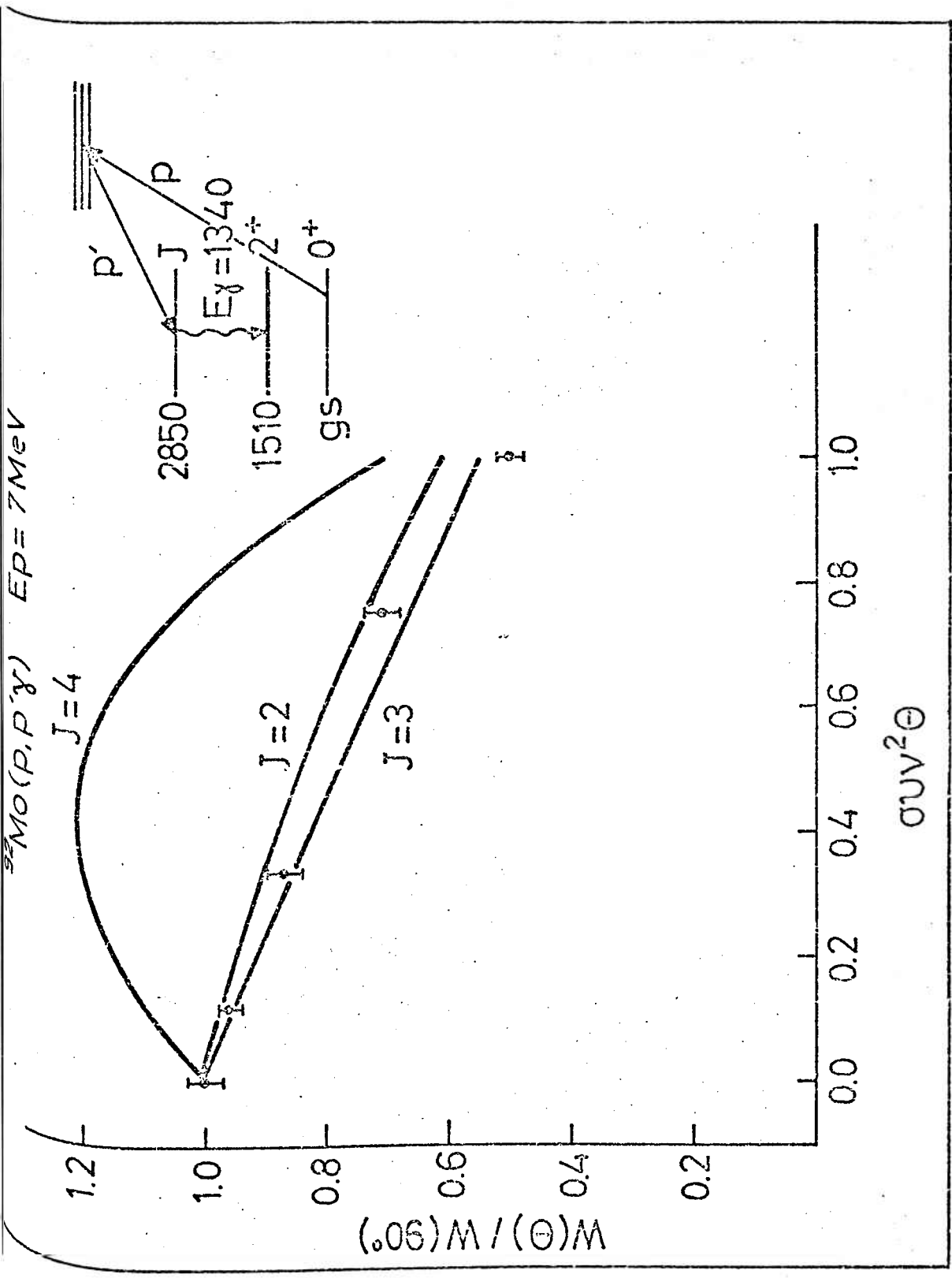
Σχήμα VI. 9. Η γωνιακή κατανομή διά τήν μετάπτωσησιν 2283 → 1510 keV. Αι θεωρητικά γωνιακά κατανομαί διά τήν άρίστην προσεγγιστήν τών πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά τών συνεχών καμπυλών.



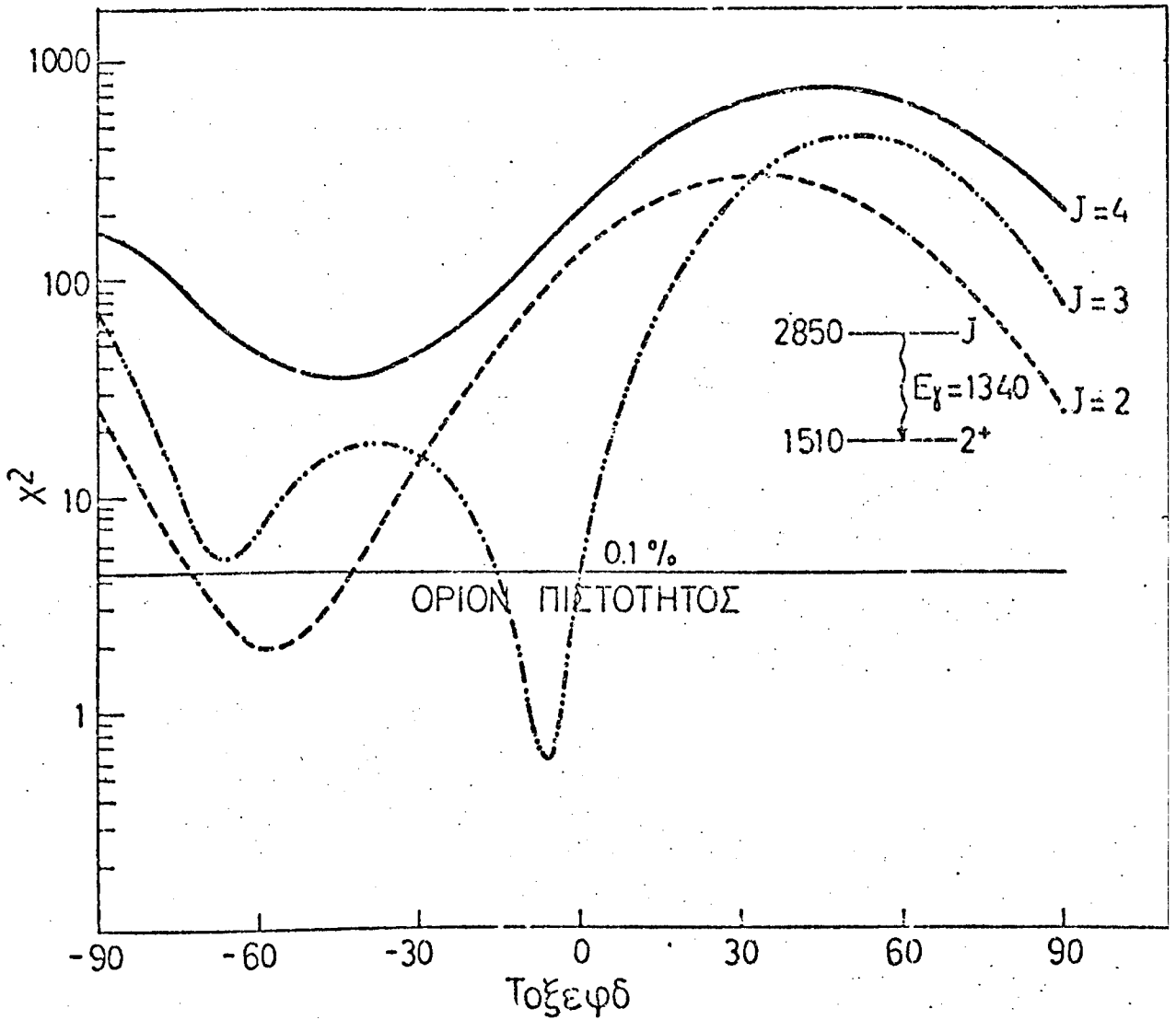
Σχῆμα VI.10. Μεταβολή τοῦ χ^2 συναρτήσει τοῦ τοξείφδ διὰ διαφόρους τιμὰς τοῦ σπῖν J. Ἡ ὀριζοντία γραμμή ἀντιστοιχεῖ εἰς ὄριον πιστότητος 0.1%.

ελαστικής σκεδάσεως πρωτονίων εύρον $\Delta L=4$ και απέδωσαν ως και οι προηγούμενοι σπίν και όμοτιμία $J^\pi=4$. Είς τήν παρούσαν έργασίαν ή γωνιακή κατανομή του Σχ. VI.9 δεικνύει σαφώς ότι ή στάθμη έχει σπίν $J=4$. Η στάθμη διασπᾶται μέ ποσοστόν 100% πρός τήν στάθμην 2_1^+ και ή τιμή του λόγου έπιμίξεως $\delta=-(0.12_{-0.22}^{+0.14})$ δεικνύει ότι ή μετάπτωσης έχει χαρακτήρα καθαρώς E2. Τό Σχ. VI.10 παρέχει τήν μεταβολήν του χ^2 συναρτήσει του λόγου έπιμίξεως δ διά διαφόρους τιμάς του σπίν τής άρχικης καταστάσεως. Τό σφάλμα είς τήν τιμήν του λόγου έπιμίξεως δ παρέχει και τό σφάλμα έκ τής μή κατ'εύθείαν τροφοδοσίας τής στάθμης.

Η στάθμη ένεργείας 2849.72 keV: Μέσφ μή έλαστικής σκεδάσεως σωματίων α οι Martens et al⁷¹⁾ και πρωτονίων οι Lutz et al⁷²⁾ εύρον ότι ή μεταφορά στροφορμής διά τήν στάθμην αύτήν είναι $\Delta L=3$, και έπομένως τό σπίν και ή όμοτιμία είναι $J^\pi=3^-$. Η στάθμη αύτή διασπᾶται ίσχυρώς^{55,73)} πρός τήν στάθμην 2_1^+ . Είς τήν παρούσαν έργασίαν έμετρήθη λόγος διακλαδώσεως 16% πρός τήν στάθμην 4_1^+ . Η άνάλυσις τής γωνιακής κατανομής τής μετάπτωσης τών 1340.26 keV πρός τήν στάθμην 2_1^+ του Σχ. VI.11 και VI.12, δεικνύει ότι ή τιμή του σπίν $J=3$ είναι ή πλέον άποδεκτή, χωρίς όμως νά άποκλείη και τήν τιμήν $J=2$ (ή τιμή χ^2 διά $J=2$ εύρίσκειται κάτω του όρίου πιστότητος). Έν τούτοις ή άπουσία μετάπτωσης πρός τήν θεμελιώδη κατάστασιν και ή μεγάλη τιμή του λόγου έπιμίξεως διά σπίν $J=2$, αποτελοϋν ίσχυρά κριτήρια διά τήν άπόρριψιν τής τιμής αύτης. Η τιμή του λόγου έπιμίξεως $\delta=-(0.09_{-0.05}^{+0.21})$ δεικνύει ότι ή μετάπτωσης έχει χαρακτήρα καθαρώς E1. Τό Σχήμα VI. 7 δεικνύει τήν έλλειψιν τών παραμετρικών καμπυλών $a_2(\delta)$ και $a_4(\delta)$ είς τό επίπεδον a_2-a_4 διά τήν μετάπτωσιν $3^- \rightarrow 2^+$. Τό σφάλμα είς τήν τιμήν του λόγου έπιμίξεως περιέχει και τό σφάλμα έκ τής μή κατ'εύθείαν τροφοδοσίας ή όποία ήτο τής τάξεως του 20%.



Σχήμα VI. 11. Η γωνιακή κατανομή διά τήν μετάπτωσησιν 2850 → 1510 keV. Αι θεωρητικά γωνιακά κατανομαί διά τήν άρίστην προσαρμογήν τών πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά τών συνεχών καμπυλών.



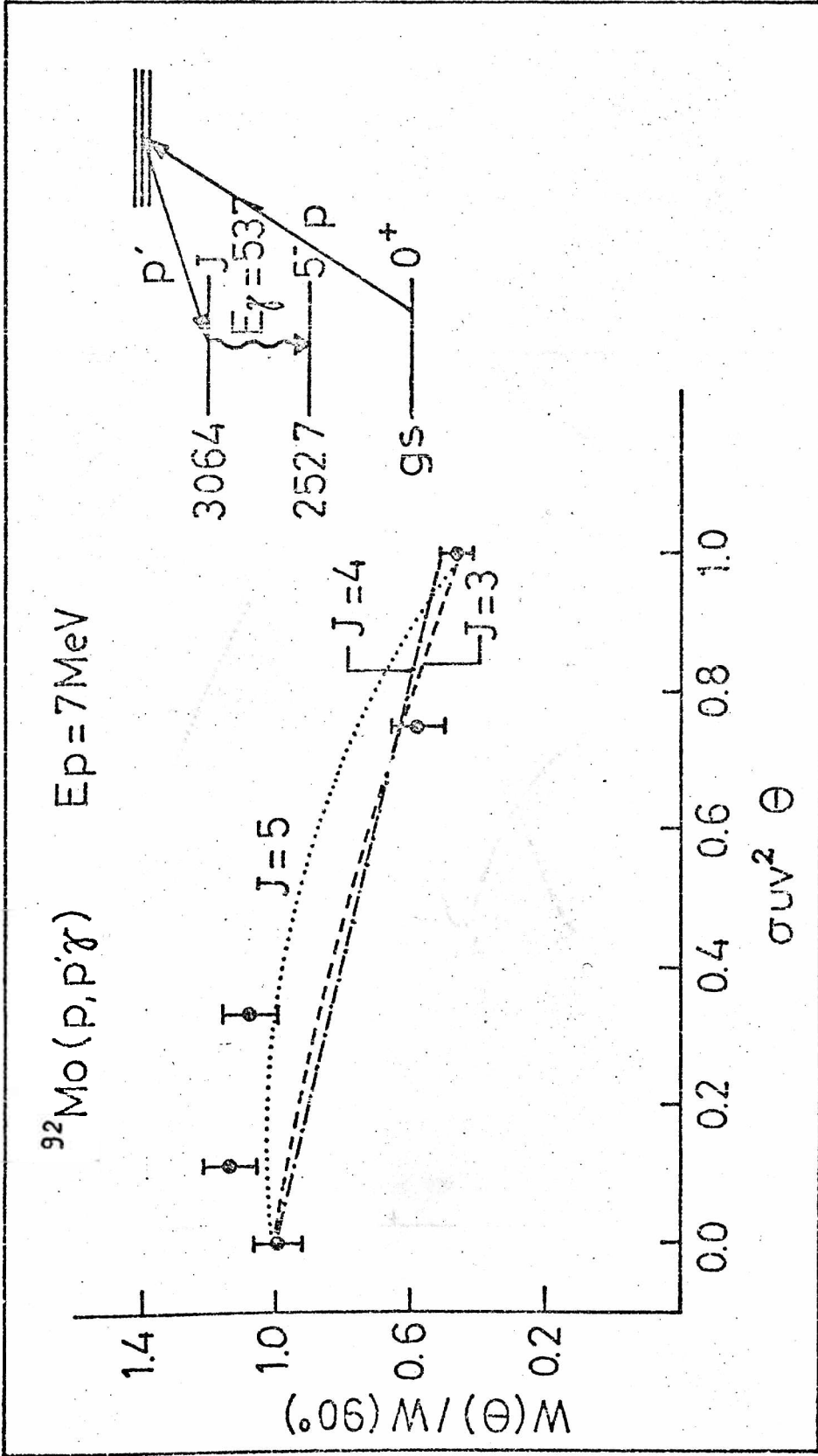
Σχήμα VI.12. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμές του σπίν J. Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητος 0.1%.

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3064.11 keV. Ἡ στάθμη ἀποδιεγείρεται μόνον πρὸς τὴν στάθμην 5_1^- μέσθ τῆς μεταπτώσεως τῶν 537.07 keV. Μολονότι ἡ στάθμη αὐτὴ ἔχει παρατηρηθῆ κατά τὴν ἐλαστικὴν σκέδαση πρωτονίων³⁴⁾ ὡς καὶ ἐκ τῆς μεταπτώσεως τῶν 537 keV^{55,56)} δέν ἔχει προσδιορισθῆ τό σπίν καὶ ἡ ὁμοτιμία της. Τά δεδομένα τῆς παρούσης ἀναλύσεως ὅπως παρουσιάζονται εἰς τόν Πίνακα VI.4 καὶ εἰς τά σχήματα VI.13 καὶ VI.14 δέν παρέχουν τὴν δυνατότητα, κατ'ἀρχήν, προσδιορισμοῦ τοῦ σπίν τῆς καταστάσεως μεταξύ τῶν τιμῶν $J=3,4,5$. Ἐν τούτοις, ἡ μὴ διεγερσις τῆς στάθμης κατά τὴν μὴ ἐλαστικὴν σκέδαση⁷¹⁾ σωματίων α ἰσχυρῶς ἀποκλείει τὴν δυνατότητα νά ἔχη φυσικὴν ὁμοτιμίαν* ἡ ἀνωτέρω στάθμη, δηλαδή αἱ τιμαὶ $3^-, 4^+, 5^-$ ἀπορρίπτονται. Ἐπίσης αἱ μεγάλαι τιμαὶ τοῦ λόγου ἐπιμίξεως δ διὰ σπίν $J^\pi=3^+, 5^+$ (βλ. Πίνακα VI.4) καθιστοῦν τὰς τιμὰς $J^\pi=3^+, 5^+$ μὴ ρεαλιστικὰς. Τελικῶς ἀποδεκτὴ τιμὴ, μετ'ἐπιφυλάξεως, θεωρεῖται ἡ $J=4$. Ὁ λόγος ἐπιμίξεως $\delta=0.25_{-0.11}^{+0.25}$ ἢ $\delta=5.0_{-3.0}^{+1.4}$ δεικνύει ὅτι ἡ μετάπτωσις αὕτη ἔχει χαρακτῆρα E2/M1. Τό σφάλμα εἰς τόν προσδιορισμόν τοῦ λόγου ἐπιμίξεως δ περιλαμβάνει καὶ τό σφάλμα ἐκ τῆς μὴ κατ'εὐθείαν τροφοδοσίας.

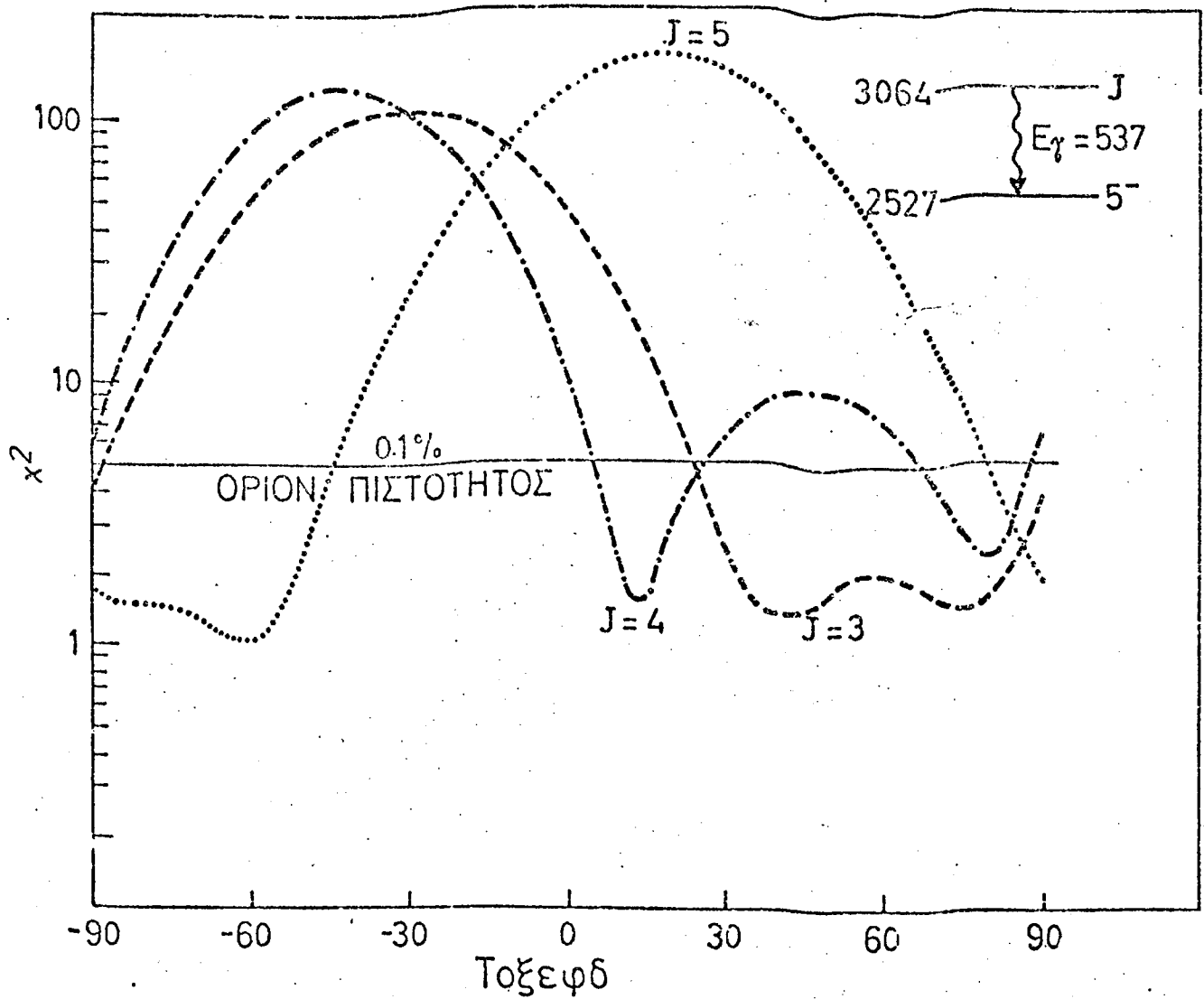
Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3091.3 keV. Ὅλαι αἱ προηγούμεναι ἐργασίαι^{71,72)} δίδουν διὰ τὴν στάθμην αὐτὴν σπίν καὶ ὁμοτιμίαν $J^\pi=2^+$. Ἡ τιμὴ αὐτὴ εὐρέθη ἐπίσης εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ἐκ τῆς γωνιακῆς κατανομῆς τῆς μεταπτώσεως πρὸς τὴν θεμελιώδη κατάστασιν (Σχ. VI.15). Ἡ μετάπτωσις αὕτη ἔχει λόγον εἰακλαδώσεως 81% καὶ χαρακτῆρα καθαρῶς E2. Ἡ ἀνάλυσις τῆς γωνιακῆς κατανομῆς τῆς μεταπτώσεως τῶν 1581.9 keV πρὸς τὴν στάθμην 2_1^+ ἡ ὁποία ἐμφανίζεται εἰς τά (Σχ. VI.16 καὶ VI.17) δίδει ἱκανοποιητικὰ ἀποτελέσματα διὰ τὴν ἀποδοχὴν τοῦ σπίν τῆς στάθμης ὡς $J^\pi=2^+$.

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3369.1 keV. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν εὐρέθη ὅτι ἡ στάθμη αὐτὴ ἀποδιεγείρεται μέσθ τεσσάρων μεταπτώσεων πρὸς χαμηλοτέρας στάθμας (Σχ. VI.2). Αἱ αἰχμαὶ τῶν

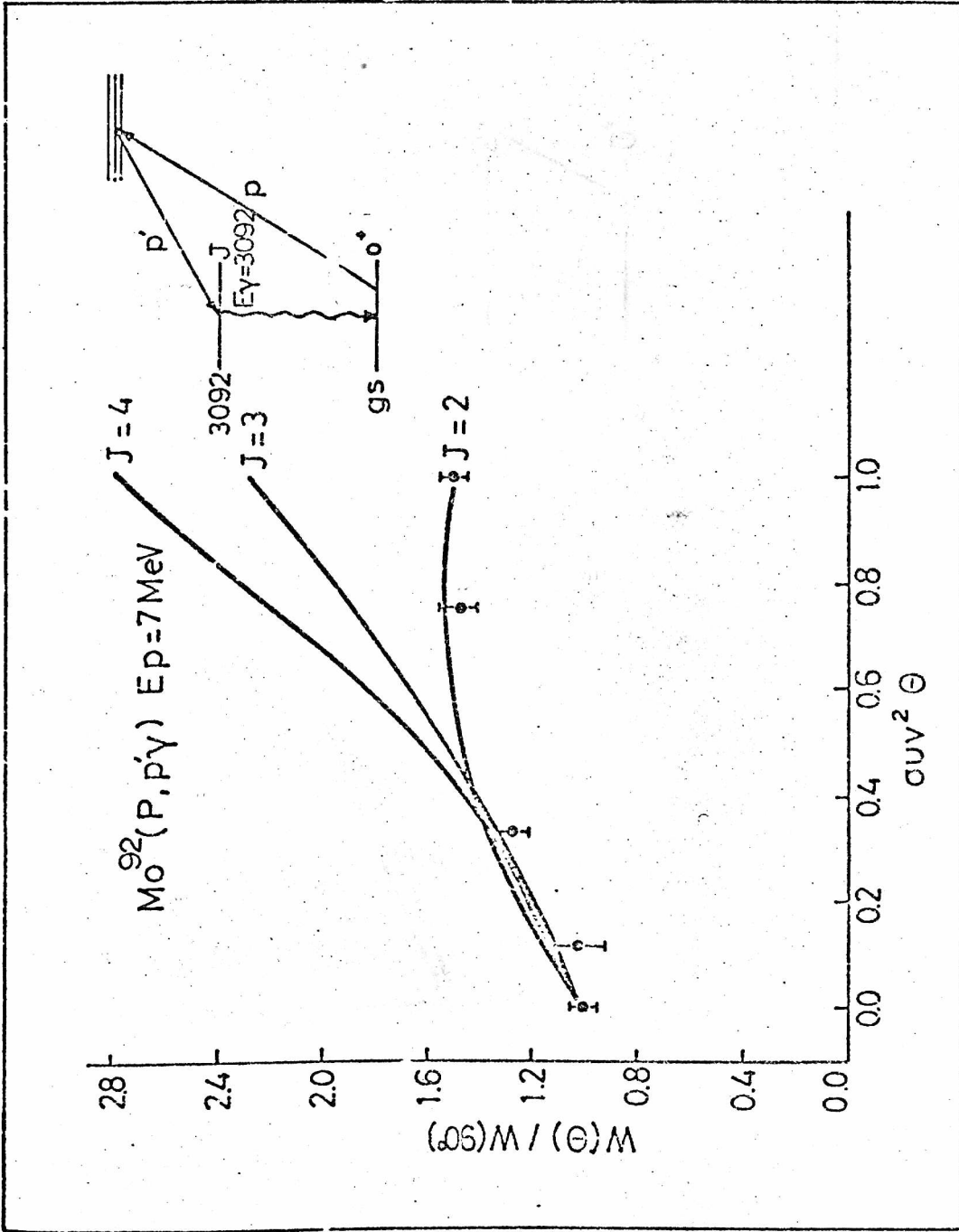
* Μία στάθμη μέ σπίν καὶ ὁμοτιμίαν J^π ἔχει φυσικὴν ὁμοτιμίαν ὅταν ἰσχύει ἡ σχέση $\pi=(-1)^J$.



Σχήμα VI.13. Η γωνιακή κατανομή διά την μετέπτωσησιν 3064 + 2527 keV. Αι θεωρητικάί γωνιακαί κατανομαί διά την άριστην προσρμογήν των πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά των συνεχών κυμυλών.

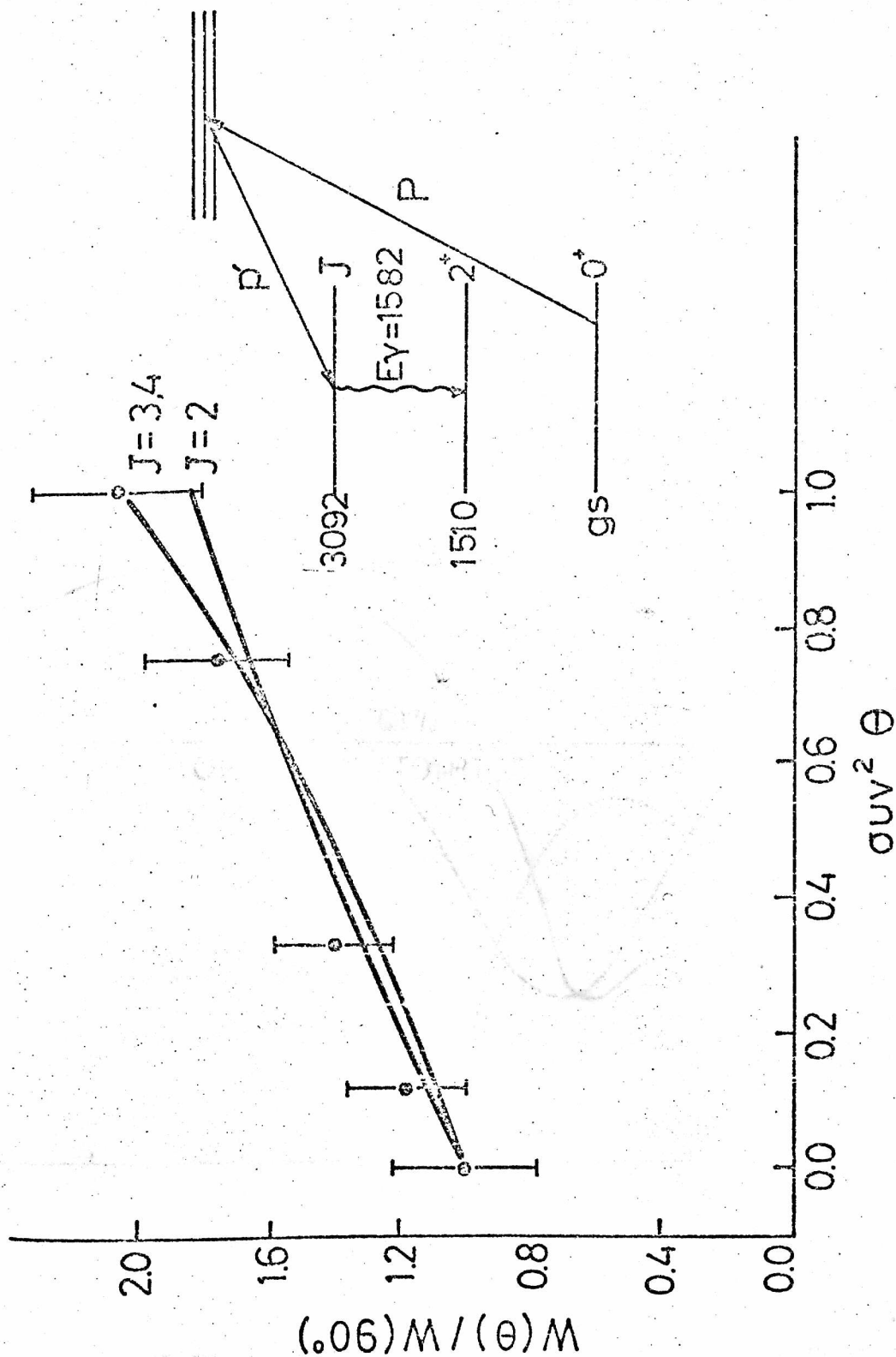


Σχήμα VI.14. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμές του σπίν J. Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητος 0.1%.

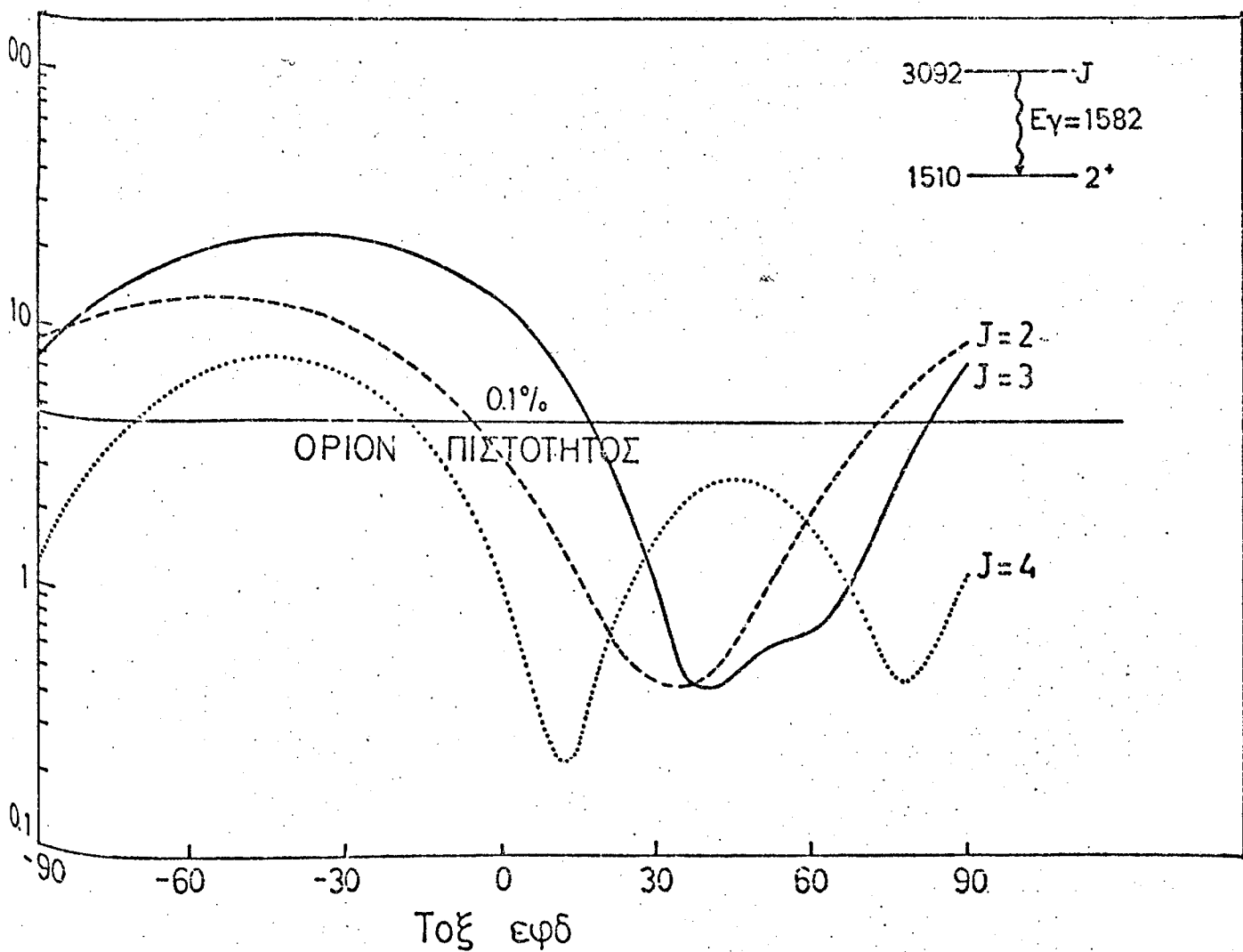


Σχήμα VI.15. Η γωνιακή κατανομή διά την μετέπτωσην 3092 → gs .Αί θεωρητικά γωνιακά κατανομαί
 διά την άριστην προσαρμογήν των πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν
 J δεικνύονται διά των συνεχών καμπυλών.

$Mo^{92}(P, p', \gamma) E_p = 7 \text{ MeV}$



Σχήμα VI. 16. Η γωνιακή κατανομή διά τήν μετάπτωσην 3092 → 1510 keV. Αι θεωρητικά γωνιακά κατανομαί διά τήν άρίστην προσαρμογήν τών πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά τών συνεχών καμπυλών.



Σχήμα VI.17. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμάς του σπίν J . Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητας 0.1%.

μεταπτώσεων εις τὰ πειραματικά φάσματα ἦσαν ἀσθενεῖς ἢ ἐπικαλύπτοντο ὥστε ἡ ἀνάλυσις των καθίσταται δυσχερής.

Ἡ στάθμη εἶχε εὐρεθῆ προηγουμένως ὑπὸ τῶν Dickens et al⁵⁴⁾ μέσφ μὴ ἐλαστικῆς σκεδάσεως πρωτονίων. Ἐπίσης δίδεται εἰς τὰ προκαταρκτικά ἀποτελέσματα τῶν Obst et al⁵¹⁾, ἀνευ τῆς μεταπτώσεως τῶν 842.1 keV, ἡ ὁποία δέν ἀναφέρεται εἰς τὰ ἀποτελέσματα τούτων. Εἰς τὴν βιβλιογραφίαν δέν ὑπάρχουν μετρήσεις διὰ τὸ σπῖν καὶ τὴν ὁμοτιμίαν τῆς καταστάσεως.

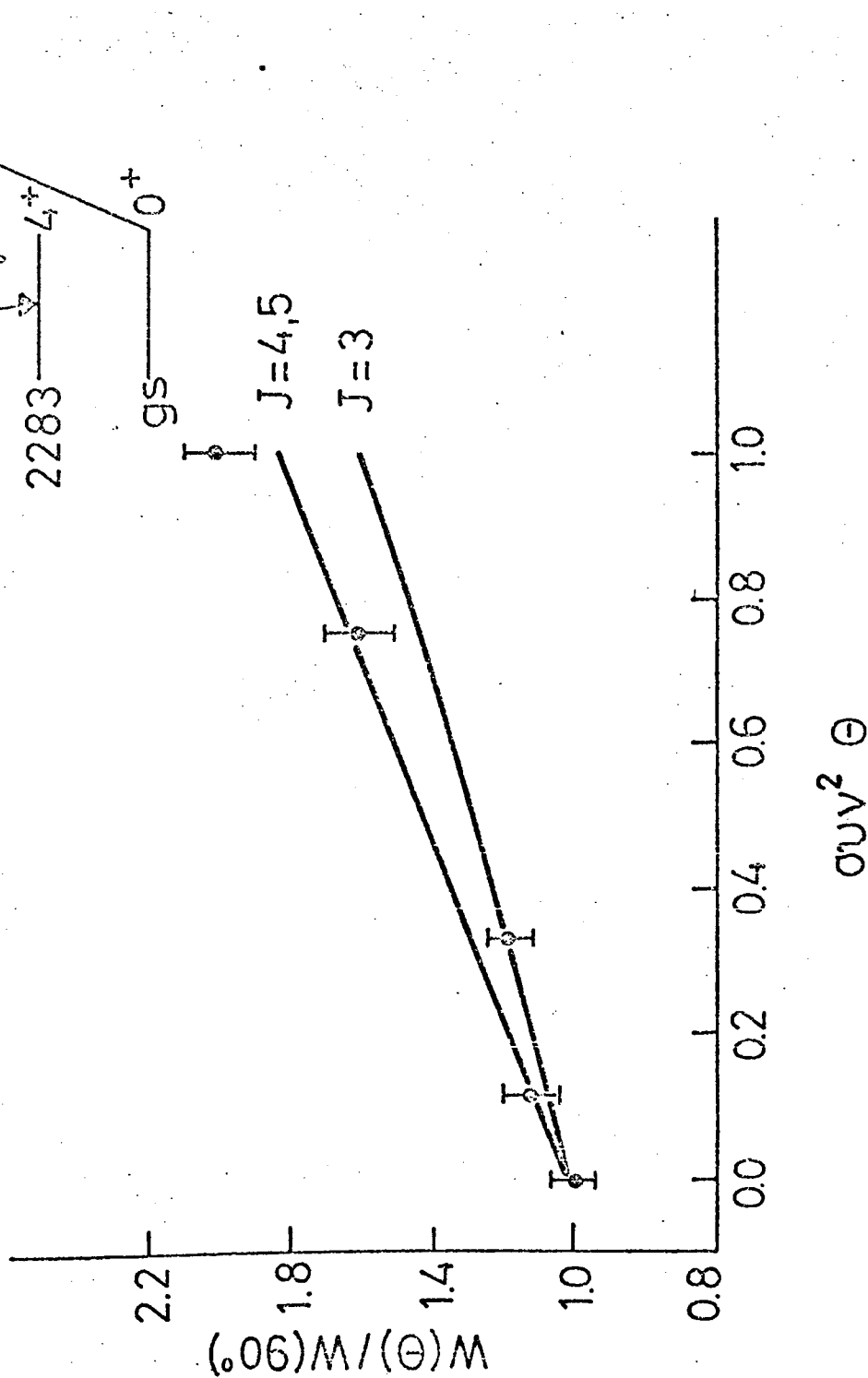
Ἡ μελέτη τοῦ σπῖν τῆς καταστάσεως εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ἐγίνε μονον μέσφ τῆς γωνιακῆς κατανομῆς τῆς μεταπτώσεως 1086.4 keV πρὸς τὴν στάθμην 4_1^+ . Ἐκ τῆς μελέτης τῶν ἀποτελεσμάτων τῆς ἀναλύσεως ὅπως παρουσιάζονται εἰς τὸν Πίνακα VI.4 καὶ εἰς τὰ σχήματα VI.18 καὶ VI.19 αἱ τιμαὶ τοῦ σπῖν $J=4.5$ εἶναι αἱ πλέον ἀποδεκταί. Μολονότι ἡ τιμὴ τοῦ σπῖν $J=5$ ἐμφανίζει χαρακτηριστικώτερον ἐλάχιστον κατὰ τὴν μεταβολὴν τοῦ λόγου ἐπιμίξεως (Σχ. VI.19), ἡ τιμὴ $J^\pi=5^-$ ἀπορρίπτεται λόγφ τῆς μεγάλης τιμῆς τοῦ λόγου ἐπιμίξεως.

Ἡ μετάπτωσις $5^- \rightarrow 4^+$ ἔχει χαρακτῆρα E1 ἔνεκα τῆς ὁποίας ὁ λόγος ἐπιμίξεως ἀναμένεται γενικῶς νὰ ἔχη τιμὴν πολὺ πλησίον τοῦ μηδενός⁷⁴⁾. Ἐπίσης οἱ Obst et al⁵¹⁾ περιλαμβάνουν εἰς τὰ ἀποτελέσματά των μίαν μετάπτωσιν πρὸς τὴν στάθμην 2_1^+ , ἡ ὁποία δέν παρετηρήθη εἰς τὸ παρὸν πείραμα. Ἐάν ἡ ἀνωτέρω μετάπτωσις ὑφίσταται τότε ἡ τιμὴ $J^\pi=5^+$ ἀποκλείεται διότι ἡ μετάπτωσις αὐτὴ θὰ εἶχε χαρακτῆρα E4/M3. Τελικῶς, ἡ τιμὴ $J=4$ προτείνεται διὰ τὴν στάθμην τῶν 3369.1 keV.

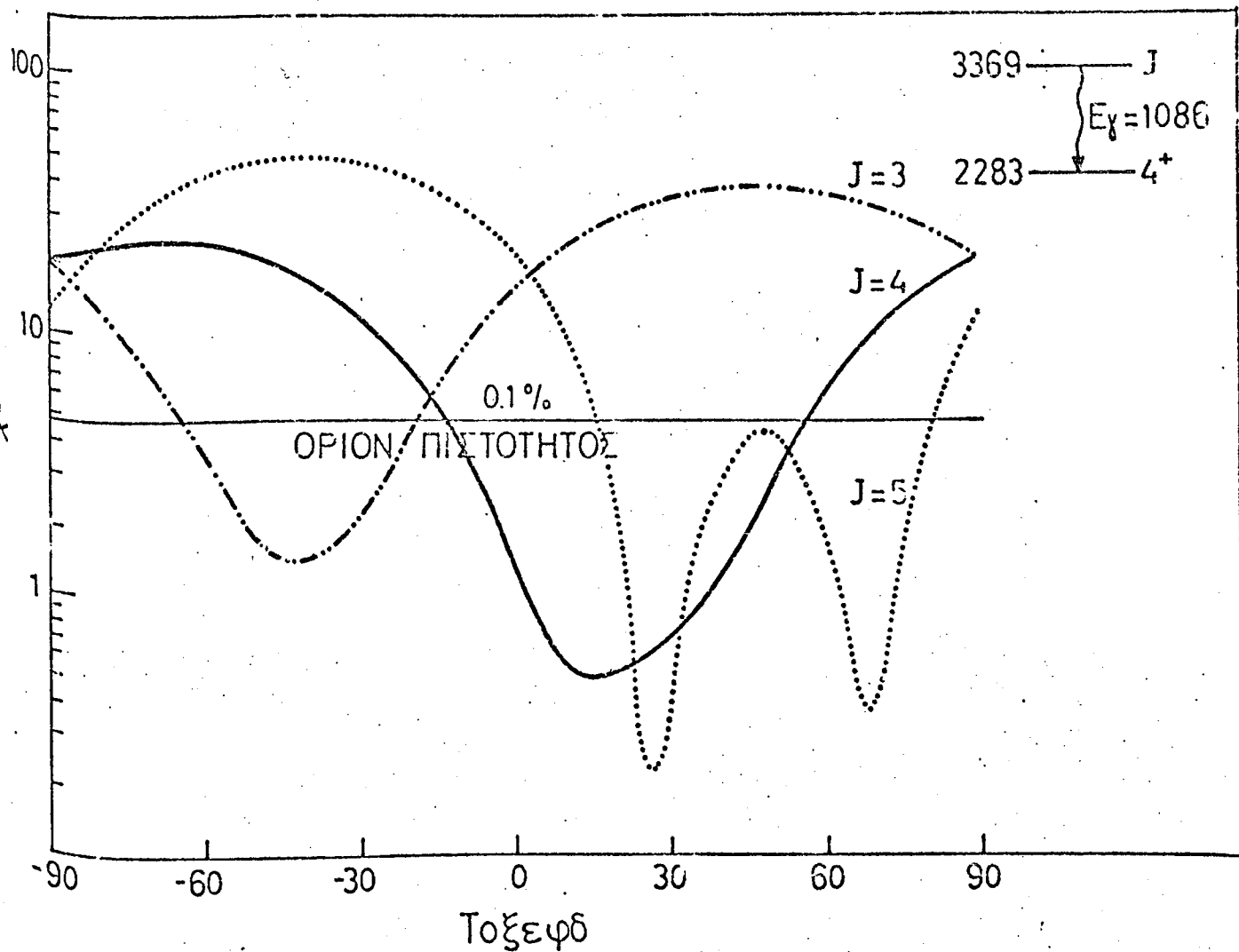
Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3541.9 keV. Τὸ ἀποτέλεσμα τῶν Martens et al⁷¹⁾ ἐκ τῆς ἀντιδράσεως $^{92}\text{Mo}(\alpha, \alpha')^{92}\text{Mo}$ δίδουν διὰ τὴν στάθμην αὐτὴν τιμὴν σπῖν καὶ ὁμοτιμίας $J^\pi=(3^-)^*$. Ἐκ τῆς μελέτης τῆς ἀντιδράσεως ἀρπαγῆς $^{94}\text{Mo}(p, t)^{92}\text{Mo}$ ὑπὸ τῶν Moalem et al⁶¹⁾ δίδεται ἐπίσης τιμὴ $J^\pi=(3^-)$. Τελευταίως οἱ Larsen et al⁷⁵⁾ μέσφ τῆς ἀντιδράσεως ἀρπαγῆς $^{94}\text{Mo}(p, t)^{92}\text{Mo}$ δίδουν τιμὴν $J^\pi=2^+$. Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν ἡ στάθμη

*Ἡ παρένθεσις δηλοῖ ὅτι ἡ τιμὴ δίδεται ὑπὸ τῶν συγγραφέων μὲ ἐπιφύλαξιν.

$^{92}\text{Mo} (p, p'\gamma) \quad E_p = 7\text{MeV}$



Σχῆμα VI.18. Ἡ γωνιακὴ κατανομὴ διὰ τὴν μετάπτωσην $3369 \rightarrow 2283$ keV. Αἱ θεωρητικαὶ γωνιακαὶ κατανομαὶ διὰ τὴν ἀρίστην προσαρμογὴν τῶν πειραματικῶν δεδομένων, διὰ διαφόρους τιμὰς τοῦ σπῖν J δεικνύονται διὰ τῶν συνεχῶν κομπυλῶν.

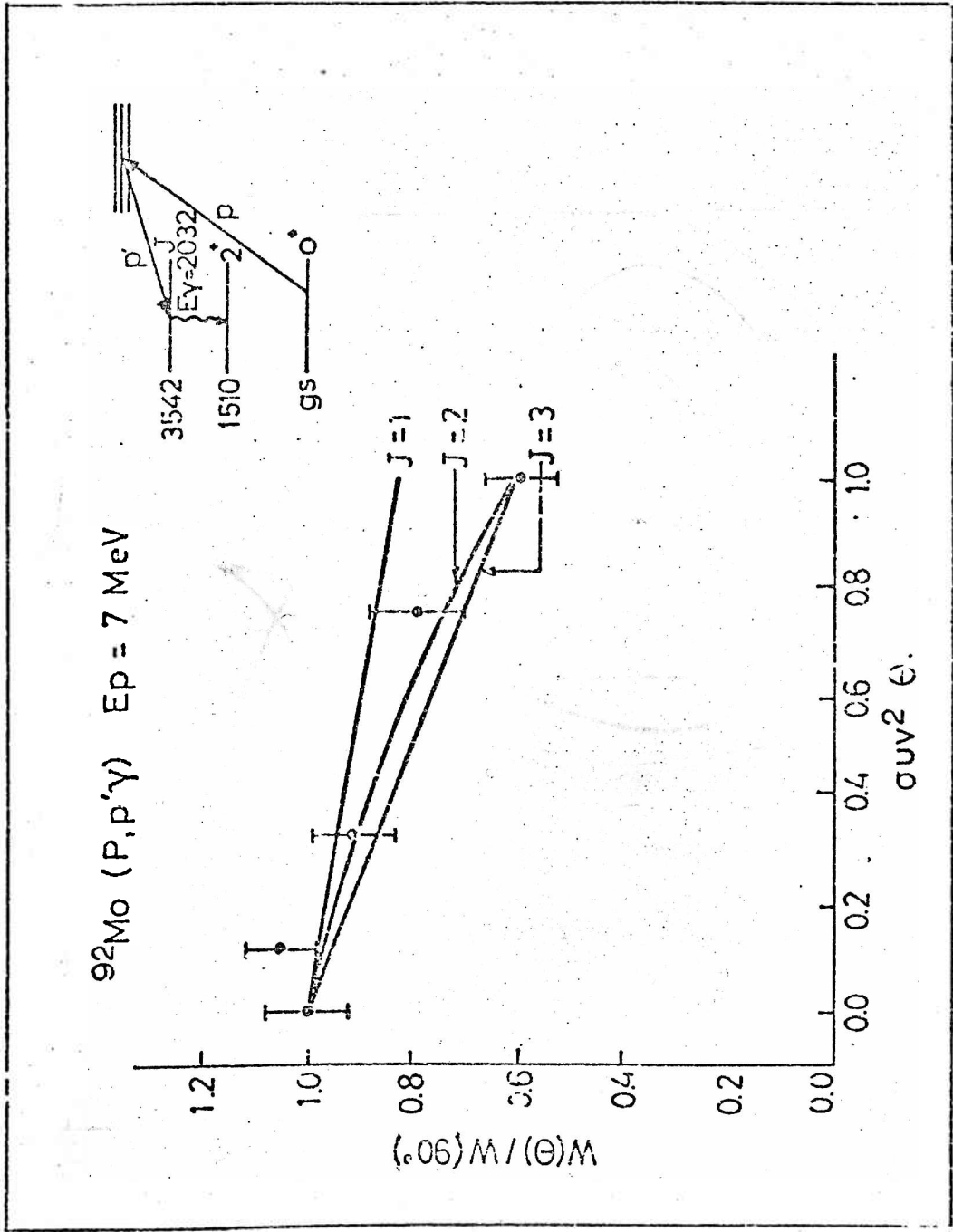


Σχήμα VI.19. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμές του σπίν J . Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητας 0.1%.

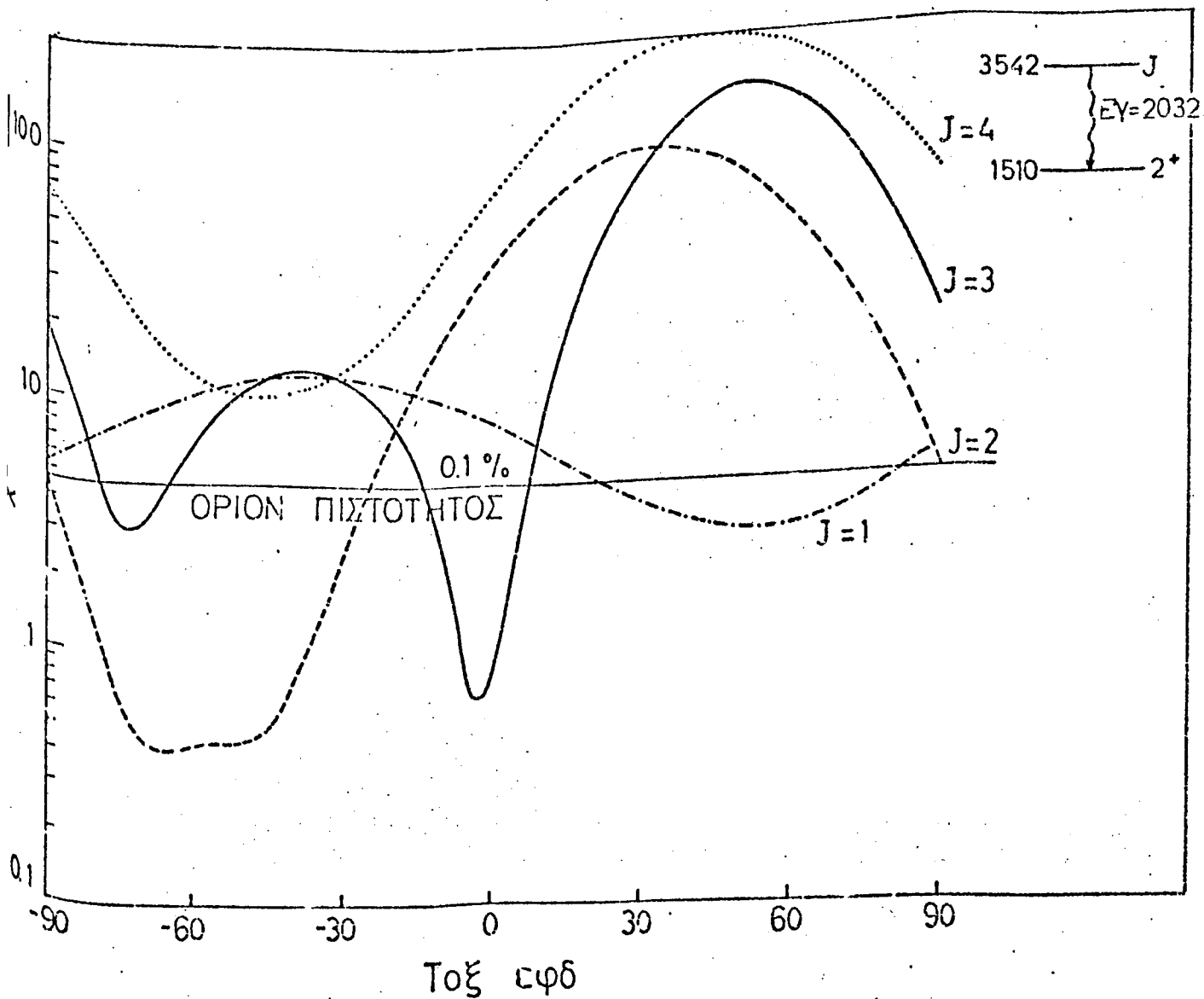
έμελετήθη έκ τής γωνιακής κατανομής τής μεταπτώσεως 2032.5 keV πρὸς τήν στάθμην 2_1^+ (βλ. Σχ. VI.2). Ἐκ τῶν δεδομένων τής ἀναλύσεως (βλ. Πίνακα VI.4 καί Σχ. VI.20, VI.21) αἱ τιμαί τοῦ σπίν $J=2,3$ εἶναι ἐξ ἴσου ἀποδεκταί. Μολονότι ἡ τιμή $J=3$ ἐμφανίζεται περισσότερον ὀξεῖα ἐλάχιστον, ἡ τιμή αὐτή ἀπορρίπεται έκ τής τιμῆς τοῦ μετρηθέντος χρόνου ἡμιζωῆς. Ὁ μετρηθεῖς χρόνος ἡμιζωῆς εἶναι $\tau=88_{-24}^{+34}$ fs καί ἡ ἀντίστοιχος ἀνοιγμένη πιθανότητα μεταπτώσεως $B(E3)$ πρὸς τήν βασικήν στάθμην εἶναι $B(E3)=536$ W.u. ἡ ὁποία θεωρεῖται τελείως ἀπίθανος^{76,77}. Ἀποδεκτὴ τιμή σπίν καί ὁμοτιμίας διὰ τήν στάθμην αὐτὴν εἶναι ἡ $J^\pi=2^+$.

Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3580.3 keV. Εἰς τήν βιβλιογραφίαν δέν ὑφίστανται τιμαί σπίν καί ὁμοτιμίας διὰ τήν στάθμην αὐτὴν. Εἰς τήν παρούσαν ἐργασίαν ἡ μελέτη τής γωνιακῆς κατανομῆς τής μεταπτώσεως 1053.4 keV πρὸς τήν στάθμην 5_1^- (Σχ. VI.22 καί Σχ. VI.23) δέν ἔδωσεν πληροφορίας διὰ τήν διάκρισιν μεταξὺ τῶν τιμῶν τοῦ σπίν $J=3,4,5$.

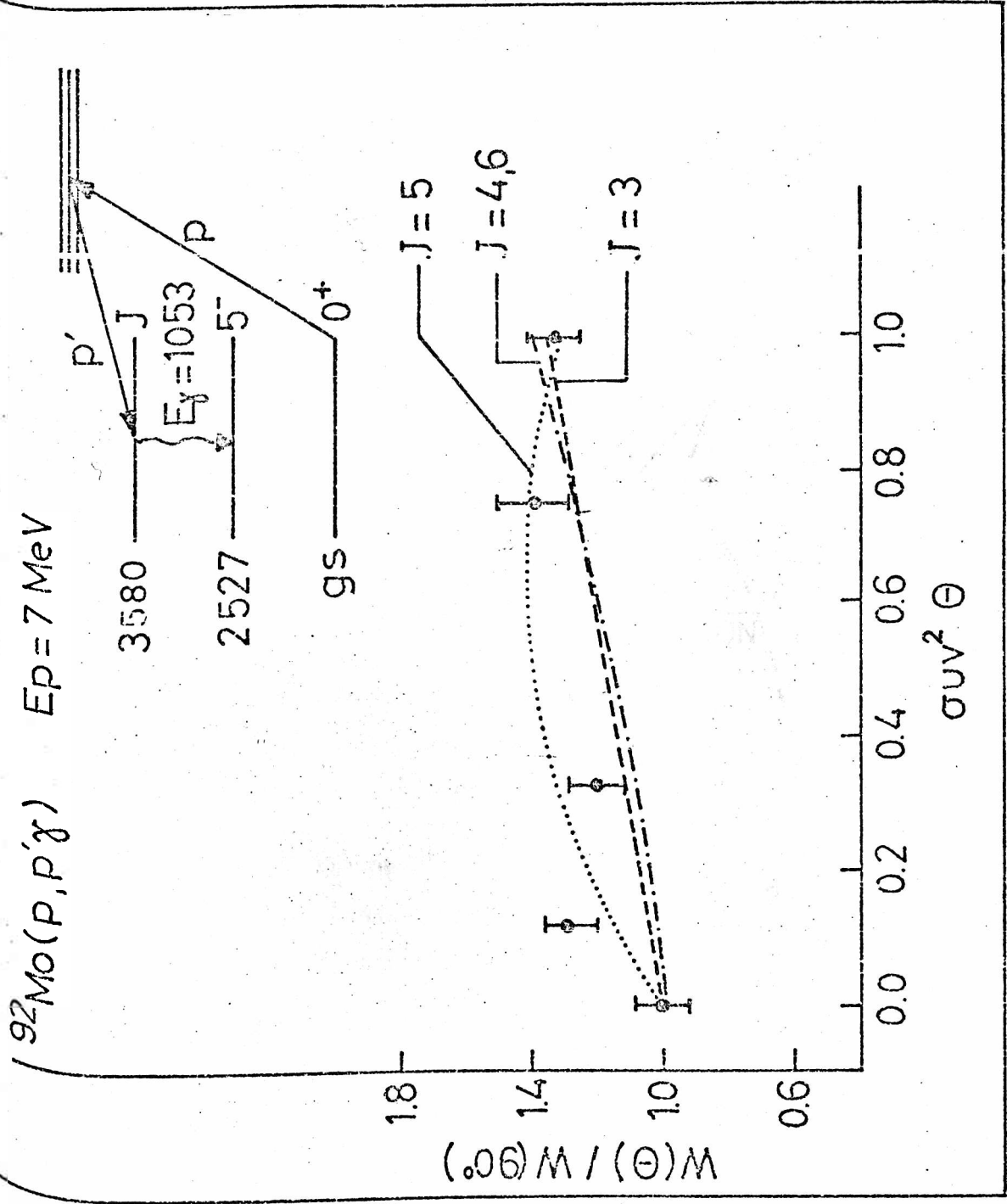
Ἡ στάθμη ἐνεργείας 3942.4 keV. Οἱ Kocher καί Horen⁵³⁾ εὐρίσκουν διὰ τήν στάθμην αὐτὴν ἐνέργειαν 3945 ± 2 keV, έκ μετρήσεων μέσφ τῶν ἀντιδράσεων $^{92}\text{Mo}(p,p')^{92}\text{Mo}$ καί $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$. Εἰς τήν παρούσαν ἐργασίαν ἡ τιμή τής ἐνεργείας τῶν 3942.4 keV εὐρέθη έκ τής αἰχμῆς πλήρους ἐνεργείας ὡς καί τῶν αἰχμῶν ἀπλῆς καί διπλῆς διαφυγῆς καί ἀπεδόθη εἰς τήν μετάπτωσιν πρὸς τήν θεμελιώδη κατάστασιν. Αἱ αἰχμαί αὐταί ἦσαν ἀσθενεῖς καί ὡς έκ τούτου μετρήσεις τής γωνιακῆς κατανομῆς δέν ἦσαν δυναταί. Ἐν τούτοις, έκ τοῦ μετρομένου χρόνου ἡμιζωῆς ὑπελογίσθη ἡ ἀνοιγμένη πιθανότητα μεταπτώσεως διὰ διαφόρους τιμάς σπίν καί ὁμοτιμίας τής στάθμης. Οἱ ὑπολογισμοί ἔδωσαν $B(M1)=1.7 \times 10^{-2}$ W.u.,



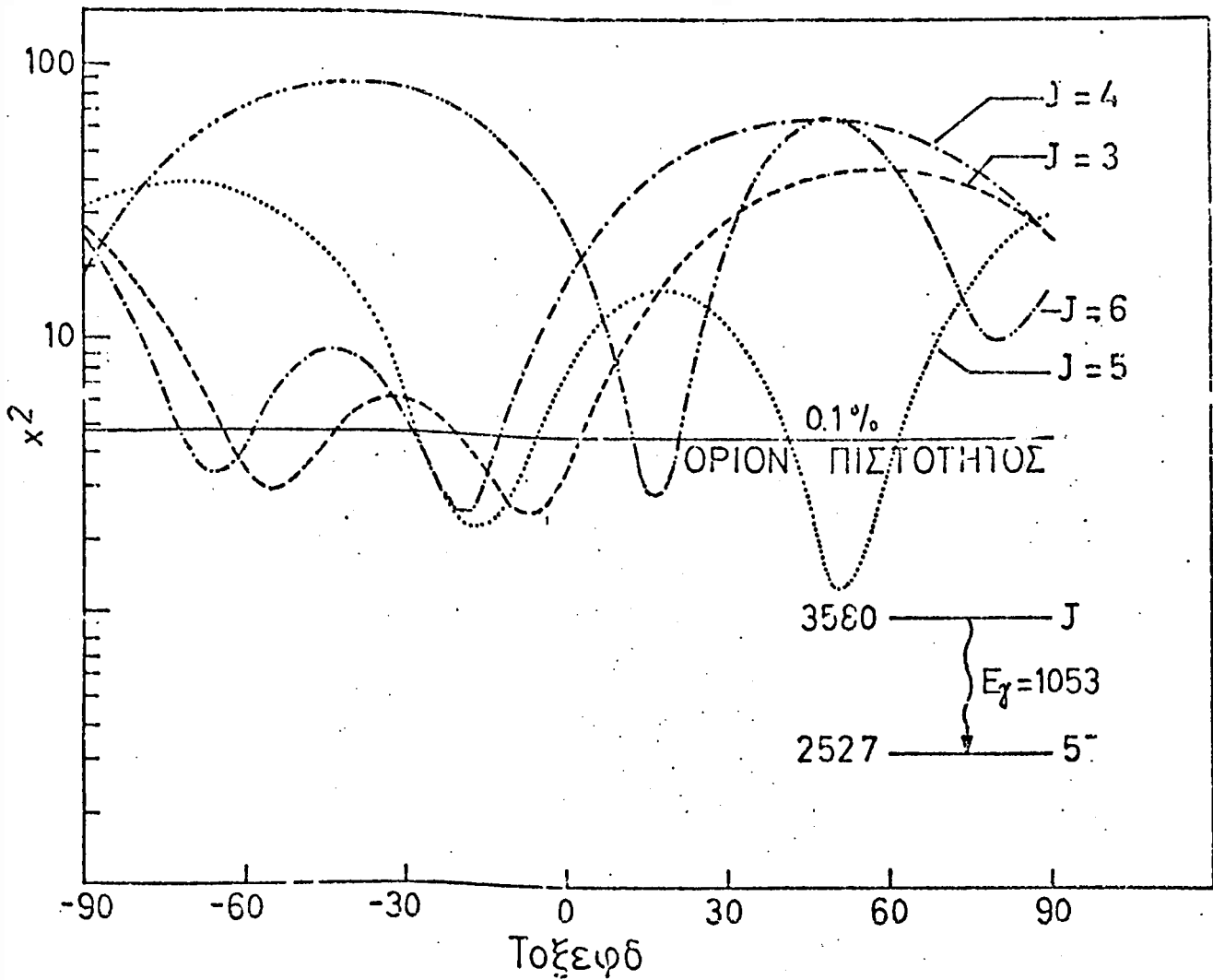
Σχήμα VI.20. Η γωνιακή κατανομή διά την μετάπτωσην 3542→1510 keV. Αι θεωρητικά γωνιακά κατανομαί διά την έρίστην προσαρμογήν των πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά των συνεχών καμπυλών.



Σχήμα VI.21. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμές του σπίν J . Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητος 0.1%.



Σχήμα VI.22. Η γωνιακή κατανομή διά την μετάπτωσησιν 3580+2527 keV. Αι θεωρητικά γωνιακά κατανομαί διά την άριστην προσαρμογήν τών πειραματικών δεδομένων, διά διαφόρους τιμάς του σπίν J δεικνύονται διά τών συνεχών καμπυλών.



Σχήμα VI.23. Μεταβολή του χ^2 συναρτήσει του τοξεφδ διά διαφόρους τιμές του σπίν J . Η οριζοντία γραμμή αντιστοιχεί εις όριον πιστότητας 0.1%.

$B(E1)=2.6 \times 10^{-3} \text{ W.u.}$, $B(E2)=1.2 \text{ W.u.}$ καί $B(M2)=76 \text{ W.u.}$
 $J^\pi=1^+$, 1^- , 2^+ καί 2^- άντιστοίχως. Ἡ τελευταία τιμή
εἶναι τελείως άπίθανη, προτείνονται δέ διά τήν στάθμην
αύτήν αἱ τιμαί $J^\pi=1^\pm$, 2^+ .

VI.4 Ἐνοιγμένα Πιθανότητες Μεταπτώσεως

Αἱ άνοιγμένα πιθανότητες μεταπτώσεως $B(\sigma L)$ ύπελο-
γίσθησαν δι'όλας τάς μεταπτώσεις μεταξύ καταστάσεων τῶν
όποιων τά σπίν εἶναι γνωστά καί αἱ άναγκαῖαι παράμετροι
(λόγος διακλαδώσεως, χρόνος ήμιζωῆς καί λόγος έπιμίξεως)
έχουν εϋρεθῆ εἰς τήν παρούσαν ἢ εἰς προηγουμένας έργασίας.
Αἱ τιμαί τῶν παραμέτρων αϋτῶν δίδονται εἰς τόν Πίνακα VI.5..

Ὅλοι αἱ τιμαί τοϋ λόγου διακλαδώσεως καί τοϋ λόγου
έπιμίξεως έλήφθησαν έκ τῆς παρούσης έργασίας, ένῶ ώρισμένοι
χρόνοι ήμιζωῆς διηγερομένων καταστάσεων μή μετρηθέντες εἰς
τό παρόν πείραμα έλήφθησαν έκ τῆς έργασίας τῶν Doett et al⁵⁹⁾
Ἡ έννάτη στήλη τοϋ πίνακος VI. 5 περιέχει τάς τιμάς τῶν ύπο-
λογισθέντων άνοιγμένων πιθανοτήτων μεταπτώσεως $B(EL)$ εἰς
 $e^2 \text{ fm}^{2L}$ καί $B(ML)$ εἰς $\mu_0 \text{ fm}^{2(L-1)}$, ένῶ ἡ τελευταία στήλη τοϋ
ίδίου πίνακος περιέχει τάς ίδίας ποσότητας εἰς μονάδας
Weisskopf. Αἱ έκφράσεις μέσφ τῶν όποιων ύπελογίσθησαν οἱ
συντελεσταί $B(\sigma L)$ δίδονται εἰς τό Παράρτημα Γ.

Εἰς τήν μετάπτωσιν $2282.57(4_1^+) \longrightarrow 1509.47(2_1^+)$
προσδιορίσθη μόνον κατώτατον όριον διά τήν άνοιγμένην πιθα-
νότητα μεταπτώσεως μέσφ τοϋ άνωτάτου όρίου εἰς τήν μέτρησιν
τοϋ χρόνου ήμιζωῆς⁵⁹⁾. Τό αϋτό ίσχύει διά τάς μεταπτώσεις
 $3369.1(4) \longrightarrow 2282.57(4_1^+)$ καί $3841.2(2^+) \longrightarrow 1509.47(2_1^+)$.

Ἡ στάθμη $2849.72(3_1^-)$ εϋρέθη εἰς τήν παρούσαν έργασίαν
ότι διασπᾶται ίσχυρῶς (84%) πρός τήν στάθμην $1509.47(2_1^+)$ καί
μέ διακλάδωσιν 16% πρός τήν στάθμην $2282.57(4_1^+)$. Ἡ άπουσία

Αρχική J ^π	Τελική		Δόγος Διασπείσεως (%)	σL	Δόγος Επιμύσεως (δ)	Χρόνος Ημίζωης τ (fs)	Β(σL) α	Ανοηγμένα Πιθανότητες Μεταπτώσεως W.u.
	J ^π	Ενέργεια (keV)						
4 ⁺	2282.57	2 ⁺ 1509.47	100	E2	- (0.12 ^{+0.14} _{-0.22})	>5000 ^β)	<583	<23.8
3 ⁻	2849.72	2 ⁺ 1509.47	84±2	M2	- (0.09 ^{+0.21} _{-0.05})	405 ⁺¹⁴⁴ _{-79Υ)}	284 ⁺⁵² ₋₁₀₀	8.4 ^{+1.6} _{-2.9}
		4 ⁺ 2282.57	16±2	E1			5.4 ^{+1.0} _{-1.9} x10 ⁻⁴	4.1 ^{+0.3} _{-1.5} x10 ⁻⁴
2 ⁺	3091.3	0 ⁺ gs	81±2	E2			1.4 ^{+0.3} _{-0.5} x10 ⁻³	1.1 ^{+0.2} _{-0.4} x10 ⁻³
		2 ⁺ 1509.47	19±2	E2			75 ⁺²² ₋₅₄	3.1 ^{+0.9} _{-0.8}
							143 ⁺⁵⁷ ₋₅₄	5.8 ^{+2.3} _{-2.2}
if 4 ⁺	3369.1	4 ⁺ 2282.57	11±2	E2	0.63±0.11	31 ⁺⁸ ₋₉	<2.1	<0.08
				M1			6.3 ^{+2.0} _{-1.8} x10 ⁻²	3.5 ^{+1.1} _{-1.0} x10 ⁻²
				E2	0.27 ^{+0.51} _{-0.24}	>5000 ^β)		
				M1			<1.1x10 ⁻³	<6.1x10 ⁻⁴
if 4 ⁻	3369.1	4 ⁺ 2282.57	11±2	M2	0.27 ^{+0.51} _{-0.24}	>5000 ^β)	<194	<5.8
				E1			<1.2x10 ⁻⁵	<0.92x10 ⁻⁵

ΠΙΝΑΞ VI. 5 (συνέχεια)

2 ⁺	3541.9	0 ⁺	gs	14±5	E2	88 ⁺³⁴ ₋₂₄	2.3 ^{+1.0} _{-1.2}	0.09 ^{+0.04} _{-0.05}
		2 ⁺	1509.47	86±5	E2		171 ⁺⁶⁶ ₋₁₅₀	6.9 ^{+2.7} _{-6.1}
						-(1.7 ^{+2.6} _{-0.9})		
					M1	88 ⁺¹³⁴ ₋₂₄	1.7 ^{+1.4} _{-3.9} × 10 ⁻²	10 ⁺⁸ ₋₂₁ × 10 ⁻³
0 ⁺	3841.2	2 ⁺	1509.47	100	E2	>300 ^{b)}	<39.4	<1.6
2 ⁺	3924.9	0 ⁺	gs	65±5	E2	29 ⁺²⁹ ₋₂₇	20 ⁺¹⁸ ₋₁₉	0.8 ^{+0.7} _{-0.8}
		2 ⁺	1509.47	35±5	if E2		120 ⁺¹¹³ ₋₁₂₁	4.8 ^{+4.6} _{-4.9}
					if M1	29 ⁺²⁹ ₋₂₇	4.8 ^{+4.6} _{-4.9} × 10 ⁻²	2.7 ^{+2.5} _{-2.7} × 10 ⁻²

α) Αι τιμαί τών B(EL) δίδονται εἰς e²fm²L καὶ τών B(ML) εἰς μ₀fm²(L-1)

β) Τιμαί ἐκ τῆς ἐργασίας τών R. Doett et al 59)

γ) Μέση τιμὴ ἐκ τῆς ἐργασίας τών D.C. Kocher et al 53) καὶ R. Doett et al 59)

είς τὰ πειραματικά φάσματα μεταπτώσεως πρὸς τὴν θεμελιώδη κατάστασιν δίδει ἀνώτατον ὄριον διὰ τὴν διακλάδωσιν τῆς μεταπτώσεως αὐτῆς $8.3 \times 10^{-3} \%$. Ἡ τιμὴ αὐτὴ τοῦ λόγου διακλάδωσεως δίδει ἀντιστοίχως ἀνώτατον ὄριον 47 W.u. διὰ τὴν τιμὴν τῆς ἀνοιγμένης πιθανότητος μεταπτώσεως B(E3), ἡ ὁποία εὐρίσκεται ἐν συμφωνίᾳ μὲ τὰς τιμὰς ἐκ προηγουμένων πειραμάτων ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸν Πίνακα VI.6. Ὁ Πίναξ VI.6 παρέχει ἐπίσης τιμὰς B(E2) διὰ τὰς μεταπτώσεις πρὸς τὴν θεμελιώδη κατάστασιν. Αἱ τιμαὶ αὐταὶ συγκρίνονται μὲ τὰ ἀποτελέσματα τῶν Martens et al⁷¹⁾ [$^{92}\text{Mo}(\alpha, \alpha')^{92}\text{Mo}$], καὶ τῶν Lutz et al⁷²⁾ [$^{92}\text{Mo}(p, p')^{92}\text{Mo}$]. Αἱ τιμαὶ αἱ ὁποῖαι περιέχονται εἰς τὸν Πίνακα VI.6 εἶναι αἱ μόναι τιμαὶ τῶν ἀνοιγμένων πιθανοτήτων μεταπτώσεως τοῦ ^{92}Mo , αἱ ὁποῖαι ἀναφέρονται εἰς τὴν βιβλιογραφίαν.

ΠΙΝΑΚ VI.6 Μεταπτώσεις προς την θεμελιώδη
κατάστασιν εἰς τὸ ^{92}Mo

σL	Ἀρχικὴ Κατάστασις		Ἀνοιγμένα Πιθανότητες B(σL) εἰς W.u.		
	J ^π	Ἐνέργεια (keV)	Παρούσα Ἐργασία	Martens et al ⁽⁷¹⁾	Lutz et al ⁽⁷²⁾
E3	3 ⁻	2849.72	≤47	19.0±1.6	26.8
E2	2 ⁺	3091.3	3.1 ^{+0.9} -0.8	2.4±0.7	3.4
E2	2 ⁺	3924.9	0.8 ^{+0.7} -0.8	2.5±0.8	

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

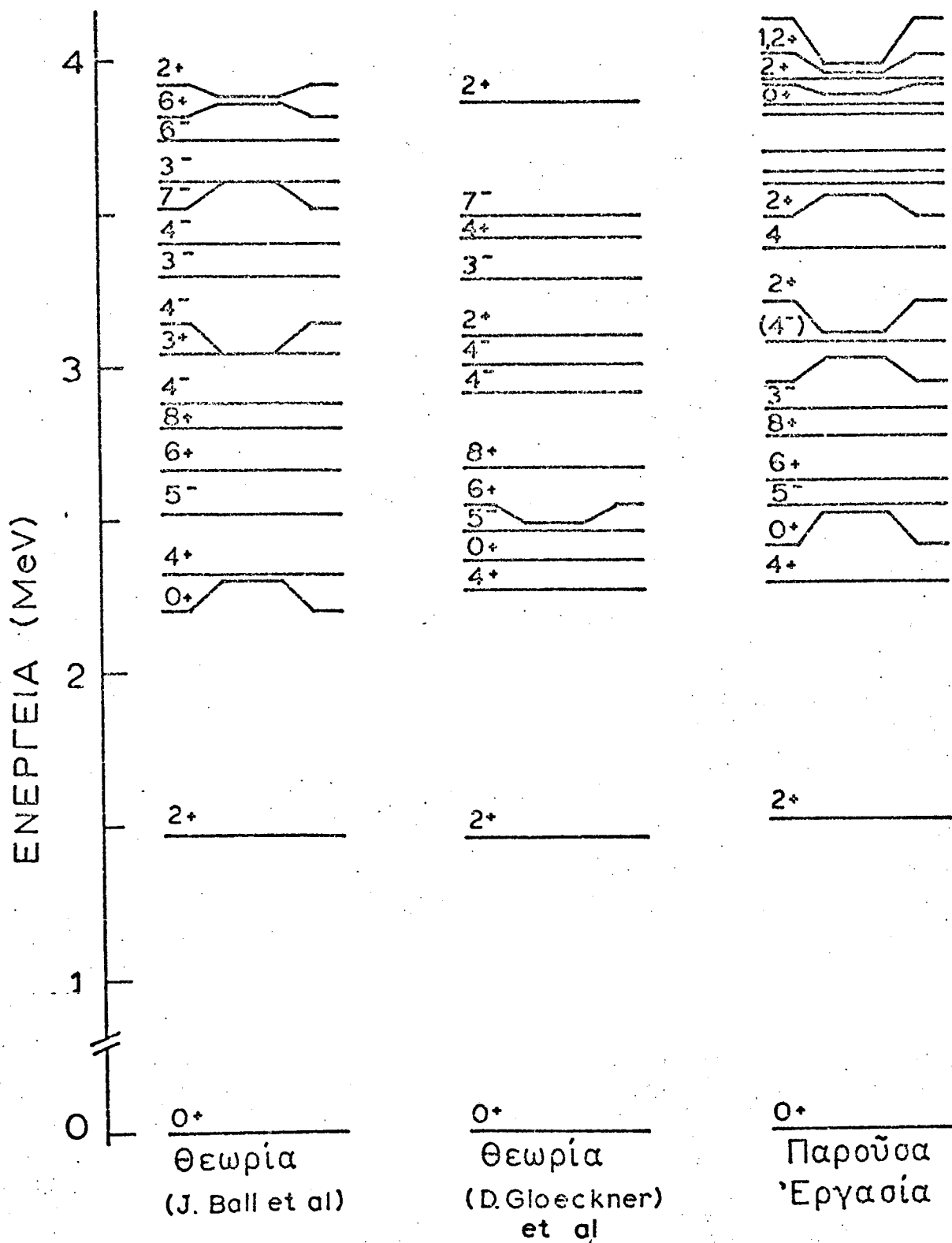
Σκοπός τῆς παρούσης ἐργασίας ἦτο ἡ διερεύνησις τοῦ πυρῆνος ^{92}Mo , κυρίως δέ αἱ ἠλεκτρομαγνητικαὶ ἰδιότητες ἀποδιεγέρσεως αὐτοῦ. Ἡ μελέτη ἐπραγματοποιήθη μέσφ φασματοσκοπίας γ ἀπλῶν ἀκτίνων, ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος. Οὕτω ἐμετρήθησαν μέ μεγάλην ἀκρίβειαν αἱ ἐνέργειαι 33 μεταπτώσεων αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς 21 ἐνεργειακὰς καταστάσεις. Οἱ λόγοι διακλαδώσεως ὑπελογίσθησαν δι' ὅλας τὰς καταστάσεις αἱ ὁποῖαι ἀποδιεγείρονται εἰς περισσοτέρας ἀπὸ μίαν κατάστασιν. Μέσφ τῆς μεθόδου μετατοπίσεως κατὰ Doppler (DSAM) ἐμετρήθησαν οἱ χρόνοι τεσσάρων καταστάσεων. Ἐπίσης ἐκ τῆς γωνιακῆς κατανομῆς ἀπλῶν ἀκτίνων γ προσδιωρίσθησαν τὰ σπίν καταστάσεων ὡς καὶ οἱ λόγοι ἐπιμίξεως τῶν πολυπολικῶν ἀκτινοβολιῶν.

Αἱ τιμαὶ τῶν ἀνοιγμένων πιθανοτήτων μεταπτώσεων $B(\sigma_L)$ αἱ ὁποῖαι ὑπελογίσθησαν ἐκ τῶν ἀνωτέρω μετρουμένων ποσοτήτων, συγκρίνονται μέ τὰς τιμὰς Weisskopf ἀπλοῦ σωματίου εἰς τὴν τελευταίαν στήλην τοῦ Πίνακος VI.5. Ἐάν ἡ κατάσταση 3_1^- ἢ ὁποῖα ἀναμένεται νὰ ἔχη συλλογικόν ὀκταπολικόν χαρακτήρα^{76,77} παραληφθῇ, αἱ ὑπολογιζόμεναι τιμαὶ συνηγοροῦν εἰς τὴν περιγραφὴν τοῦ ^{92}Mo εἰς τὰ πλαίσια τοῦ προτύπου τῶν φλοιῶν μέσφ σχετικῶς ἀπλῶν διατάξεων. Εἰς τὴν ἀποψιν αὐτὴν συνηγορεῖ ἐπίσης ἡ διαδοχὴ τῶν σπίν καὶ αἱ διακλαδώσεις τῶν καταστάσεων, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ ἐνεργειακόν διάγραμμα τοῦ Σχ. VI.2. Ἡ διαδοχὴ τῶν σπίν $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$, ἢ ὁποῖα δημιουργεῖται ἐκ τῶν διατάξεων $(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^2$ καὶ $(1g_{9/2})^4$ ἔξωθεν τῆς ἀδρανοῦς καρδίας τοῦ ^{88}Sr εἶναι ἀμέσως ἐμφανῆς. Μία δευτέρα οἰκογένεια καταστάσεων ἀρνητικῆς ὁμοτιμίας, ἢ ὁποῖα ἀναμένεται ἐκ τῆς διατάξεως $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$ εἶναι ἐπίσης ἐμφανῆς ἐκ τοῦ ἐνεργειακοῦ διαγράμματος. Βάσει τοῦ ἀπλοῦ προτύπου τῶν φλοιῶν μεταπτώσεις μεταξὺ τῶν καταστάσεων τῶν δύο ἀνωτέρω οἰκογενειῶν πρέπει νὰ εἶναι ἰσχυρῶς ἀπηγορευμένα ἰσχυρῶς ἀπηγορευμένα λόγφ τοῦ μεγάλου ποσοῦ στροφομῆς, ἢ ὁποῖα ἀπαιτεῖται διὰ τὴν μετάπτωσιν

άπλου σωματίου εκ της τροχιάς $1g_{9/2}$ προς την τροχιάν $2p_{1/2}$. Η μελέτη του ενεργειακού διαγράμματος δεικνύει ότι αι καταστάσεις $2527.04(5^-)$, 3007.2 , $3064.11(4^-)$ και $3369.1(4)$ keV πρέπει να ανήκουν εις διατάξεις του τύπου $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$. Χαρακτηριστικώς πρέπει να τονιστή ότι αι στάθμαι 3007.2 keV και $3064.11(4^-)$ keV διασπώνται αποκλειστικώς προς την κατάστασιν $2572.04(5^-)$ keV, μολονότι η μετάπτωσης προς την κατάστασιν $2282.57(4^+)$ keV ενεργειακώς έχει μεγαλύτεραν πιθανότητα μεταπτώσεως. Βάσει παρομοίων επιχειρημάτων αι καταστάσεις 3580.3 keV και 3621.9 keV πρέπει να ανήκουν εις την ίδιαν οίκογένειαν.

Τό πειραματικόν ενεργειακόν διάγραμμα όπως προσδιορίσθη εις την παρούσαν εργασία συγκρίνεται με τά θεωρητικά αποτελέσματα των J. Ball et al¹⁷⁾ και των D. Gloecker et al¹⁸⁾ εις τό σχήμα VII.1. Οί άνωτέρω θεωρητικοί υπολογισμοί περιορίζονται εις τόν χώρον των τροχιών $2p_{1/2}$ και $1g_{9/2}$ και ως έμφαίνεται εκ του σχήματος αποδίδουν καλώς τάς χαμηλάς ενεργειακάς καταστάσεις του ^{92}Mo . Οί υπολογισμοί των Ball et al¹⁷⁾ αποδίδουν με μεγάλην ακρίβειαν την οίκογένειαν των καταστάσεων 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ και 8_1^+ , αποτυγχάνουν όμως εις τό να δώσουν την όρθήν σειράν των καταστάσεων $2282.57(4_1^+)$ και $2519.69(0_1^+)$, η οποία επιτυγχάνεται εις τούς υπολογισμούς των D. Gloecker et al¹⁸⁾. Η πρώτη κατάσταση ενεργείας $2527.04(5_1^-)$ keV, άρνητικης όμοτιμίας, η οποία ανήκει εις την οίκογένειαν των διατάξεων $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$ αποδίδεται με άρκετήν ακρίβειαν. Αμφότεροι οι θεωρητικοί υπολογισμοί προβλέπουν μίαν κατάστασιν με σπίν και όμοτιμίαν $J^\pi=4^-$ περί ενεργείαν διεγέρσεως 3 MeV. Η κατάσταση αυτή αποδίδεται εις την διάταξιν $(2p_{1/2})(1g_{9/2})^3$ και πρέπει να είναι η 3007.2 keV της παρούσης εργασίας, της οποίας τό σπίν και η όμοτιμία δέν κατέστη δυνατόν να υπολογισθοῦν.

Αι πειραματικά πληροφορία αι όποια έξήχθησαν εις την παρούσαν έρευναν δεικνύουν ότι αι χαμηλαί στάθμαι του ^{92}Mo



Σχήμα VII.1. Σύγκριση θεωρητικών υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα της παρούσης εργασίας.

δύνανται νά περιγραφούν εἰς τά πλαίσια τοῦ προτύπου τῶν φλοιῶν. Ἐλπίζεται ὅτι τά πειραματικά ἀποτελέσματα τῆς παρούσης ἐρεύνης θά ὀδηγήσουν εἰς περαιτέρω θεωρητικήν ἐπεξεργασίαν τοῦ ^{92}Mo εἰς τά ἀνωτέρω πλαίσια.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Προσδιορισμός του Κεντροειδούς και του Έμβαδού Αίχμης

Τό κεντροειδές και τό έμβαδόν μιās αίχμης του φάσματος όρίζονται υπό τών έκφράσεων, άντιστοίχως:

$$c = \frac{1}{A} \sum_{i=I}^{I+M} (N_i - B_i) i \quad (A.1)$$

$$A = \sum_{i=I}^{I+M} (N_i - B_i) \quad (A.2)$$

όπου N_i είναι ο άριθμός τών γεγονότων είς τόν διάυλον i και B_i ο άριθμός τών γεγονότων του ύποβάθρου είς τόν διάυλον i . Είς τήν άθροισιν συμπεριλαμβάνονται όλοι οι διάυλοι, είς τούς όποιους έκτείνεται ή αίχμη. Τό ύπόβαθρον έκάστης αίχμης προσδιορίζεται διά τής μεθόδου τών έλαχίστων τετραγώνων ήκ τής προσαρμογής μιās όμαλης συναρτήσεως. Είς τήν παρούσαν έργασίαν ώς τοιαύτη συνάρτησις έλήφθη πολυώνυμον έως τρίτου βαθμού. Τοϋτο έπιτυγχάνεται διά τής χρήσεως πέντε έως δώδεκα σημείων άντιπροσωπευόντων τό ύπόβαθρον είς έκάστην πλευράν τής αίχμης. Τά σφάλματα, συμφώνως πρός τήν έξ. (IV.17) δίδονται υπό τών έκφράσεων:

$$\sigma_c^2 = \sum_{k=I}^{I+M} \left\{ \sigma_{N_k}^2 \left(\frac{\partial c}{\partial N_k} \right)^2 + \sigma_{N_k}^2 \left(\frac{\partial c}{\partial B_k} \right)^2 \right\} \quad (A.3)$$

$$\sigma_A^2 = \sum_{k=I}^{I+M} \left\{ \sigma_{N_k}^2 \left(\frac{\partial A}{\partial N_k} \right)^2 + \sigma_{N_k}^2 \left(\frac{\partial A}{\partial B_k} \right)^2 \right\} \quad (A.4)$$

Αί μερικά παράγωγοι, αί όποια ύπεισέρχονται είς τās έξ. (A.3) και (A.4) λαμβάνουν τήν μορφήν:

$$\frac{\partial c}{\partial N_k} = \frac{k}{\frac{\sum_{i=I}^{I+M} (N_i - B_i)}{\sum_{i=I}^{I+M} i(N_i - B_i)}} - \frac{\sum_{i=I}^{I+M} i(N_i - B_i)}{\left\{ \sum_{i=I}^{I+M} (N_i - B_i) \right\}^2} = \frac{1}{A} (k-c) \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial c}{\partial B_k} = \frac{1}{A} (c-k) = - \frac{\partial c}{\partial N_k} \quad (\text{A.6})$$

καί

$$\frac{\partial A}{\partial N_k} = 1 = - \frac{\partial A}{\partial B_k} \quad (\text{A.7})$$

Δι' αντικατάστασεως τῶν ἀνωτέρω ἐξισώσεων εἰς τὰς ἐξισώσεις (A.3) καί (A.4) προκύπτουν αἱ ἀβεβαιότητες τοῦ κεντροειδοῦς καί τοῦ ἐμβαδοῦ:

$$\sigma_c = \frac{1}{A} \left\{ \sum_{k=I}^{I+M} (k-c)^2 (\sigma_{N_k}^2 + \sigma_{B_k}^2) \right\}^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

καί

$$\sigma_A = \left\{ \sum_{k=I}^{I+M} (\sigma_{N_k}^2 + \sigma_{B_k}^2) \right\}^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

Ἐάν ὁ ἀριθμὸς τῶν γεγονότων N ἀκολουθῇ στατιστικὴν Poisson τότε τὸ ἀντίστοιχον πειραματικὸν σφάλμα δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως:

$$\sigma_{N_k} = \sqrt{N_k} \quad (\text{A.10})$$

καί αἱ ἐξισώσεις (A.8) καί (A.9) γράφονται

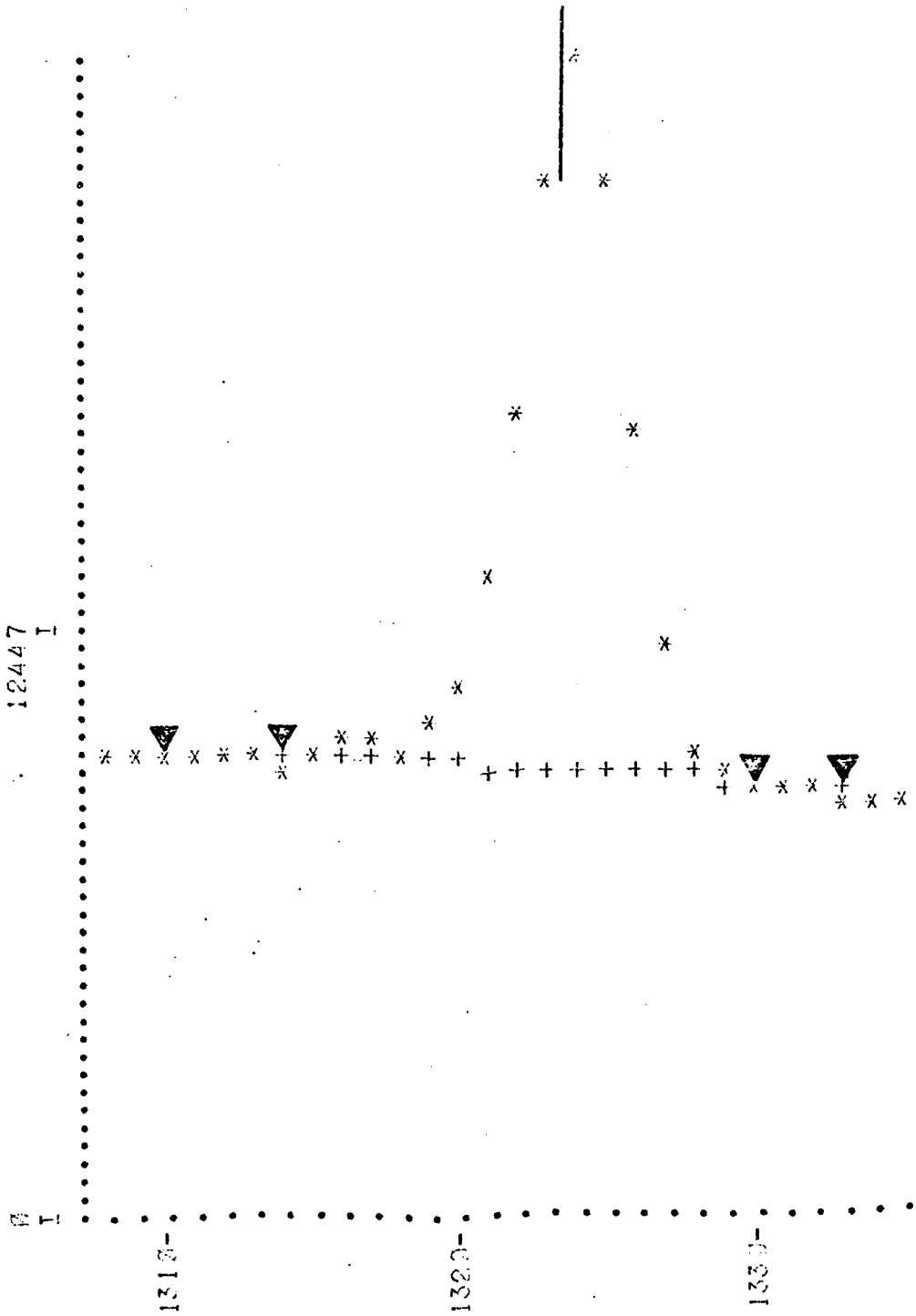
$$\sigma_c = \frac{1}{A} \left\{ \sum_{k=I}^{I+M} (k-c)^2 (N_k + B_k) \right\}^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

καί

$$\sigma_A = \left\{ \sum_{k=I}^{I+M} (N_k + B_k) \right\}^{1/2} \quad (A.12)$$

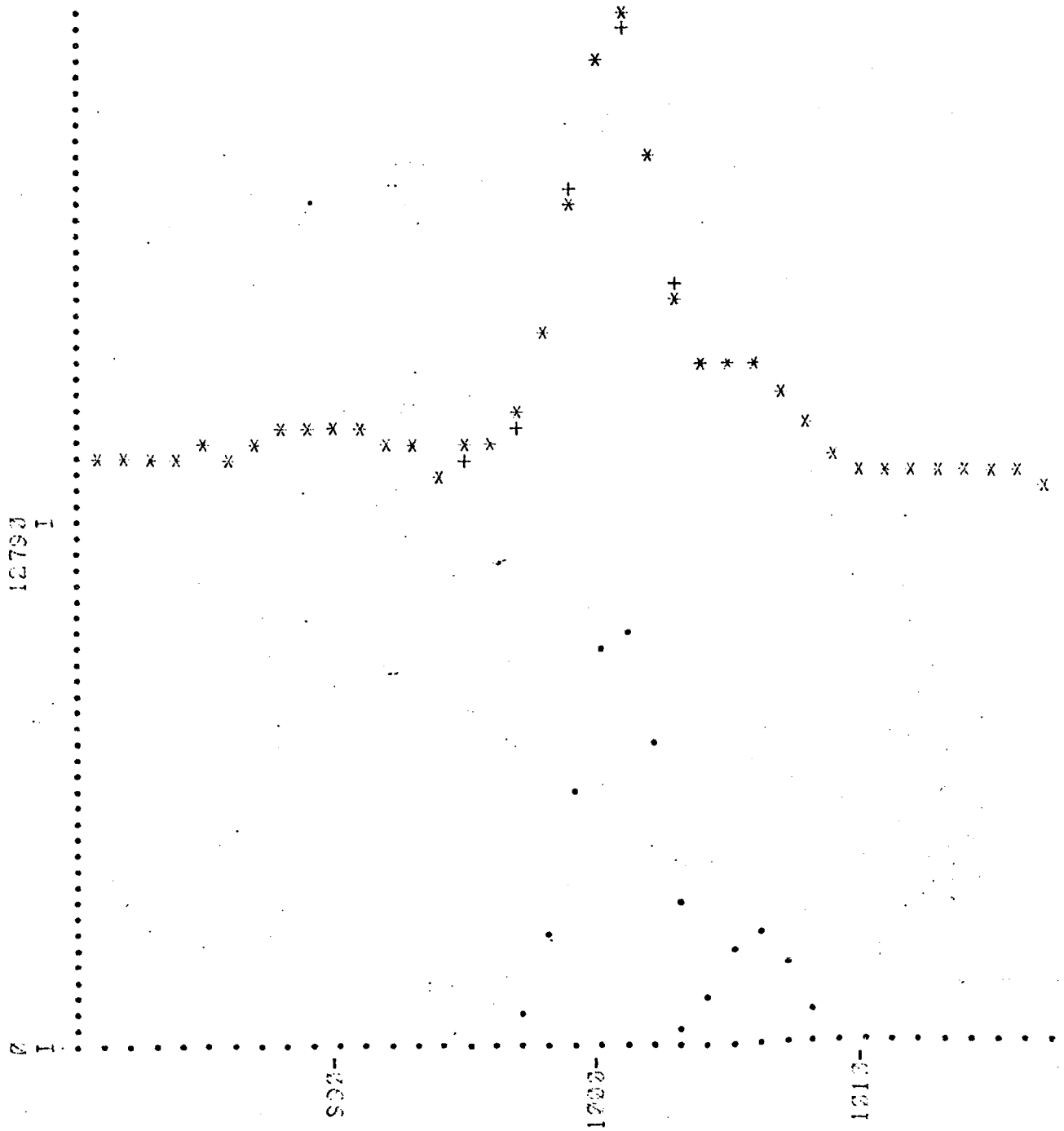
Τά σχήματα A.1 καί A.2, ως καί ὁ πίναξ A.1 δεικνύουν τά ἀποτελέσματα ἑνός τοιούτου ὑπολογισμοῦ. Τά σχήματα καί ὁ πίναξ εἶναι κατ'οὐσίαν φωτογραφίαι τμήματος τῆς ἐξόδου τοῦ ἠλεκτρονικοῦ ὑπολογιστοῦ. Τό σχῆμα A.1 δεικνύει τήν ἀνάλυσιν μιᾶς μονῆς αἰχμῆς. Τά πειραματικά σημεῖα σημειοῦνται ὡς (*). Τό προσαρμοσθέν ὑπόβαθρον, τό ὁποῖον σημειοῦται ὡς (+), ἦτο πρώτου βαθμοῦ καί ἡ κατακόρυφος γραμμή πλησίον τοῦ ὑψηλοτέρου σημείου τῆς αἰχμῆς δεικνύει τήν θέσιν τοῦ κεντροειδοῦς. Τά τέσσαρα τριγωνικά σημεῖα (▼) κεῖνται ἀκριβῶς ἄνωθεν τῶν σημείων, τά ὁποῖα ἐπελέγησαν διά τόν προσδιορισμόν τοῦ ὑποβάθρου. Τό σχῆμα A.2 δεικνύει τήν ἀνάλυσιν μέσφ τῆς προσαρμογῆς δύο κατανομῶν Gauss. Αἱ εὐρεθεῖσαι κατανομαί σημειοῦνται ὡς (.), τό ἄθροισμα δέ αὐτῶν, τό ὁποῖον δίδει τήν καλλιτέραν προσαρμογήν εἰς τά πειραματικά δεδομένα (*), σημειοῦται ὡς (+). Εἰς τόν πίνακα A.1 δίδεται ἡ φωτογραφία τοῦ ὑπολοίπου τμήματος τῆς ἀναλύσεως. Ὁ πίναξ περιέχει τάς τιμάς τῶν ἀρχικῶν παραμέτρων, διαύλου (CHAN), ὕψους (HEIGHT), εὗρους εἰς τό μέσον τῆς κατανομῆς (FWHM), ὡς καί τά βήματα μεταβολῆς τά ὁποῖα ἀπαιτοῦνται ὡς δεδομένα εἰσόδου διά τήν ἔναρξιν τῆς ἐρεῦνης προσαρμογῆς. Εἰς τό δεύτερον ἡμισυ τοῦ πίνακος δίδονται τά ἀποτελέσματα ἐξόδου. Τά ἀποτελέσματα δι'ἐκάστην κατανομήν Gauss περιέχουν τό κεντροειδές (CNT), τό ὕψος (HEIGHT), τό εὖρος εἰς τό μέσον (FWHM), τό ἐμβαδόν (AREA) καθώς καί τά σφάλματα τῶν μεγεθῶν αὐτῶν.

PLOT CHMS 1303 - 1335



CHMS, 1313 - 1335 C= 1323.77 ER= 0.13 A= 69715.62 EP= 549.05

Σχήμα Α.1. Προσδιορισμός κεντροειδοῦς καί ἔμβαδοῦ τῆς αἰχμῆς ἀκτῖνος γ ἐνεργείας 1340keV τοῦ ^{92}Mo ἐκ τοῦ φάσμα-τος τῆς ἀντιδράσεως $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$ διὰ ἐνέργειαν προσπτώσεως πρωτονίων $E_p=7\text{MeV}$ καί γωνίαν παρατηρήσεως $\theta_\gamma=90^\circ$.



PLCT CHNS 981 - 1217

Σχήμα Α.2. Προσδιορισμός κεντροειδών έμβασών τής διπλής
αίχμης ακτίνος γ έκ του φάσματος τής αντίδρασης
 $^{92}\text{Mo}(p,p'\gamma)^{92}\text{Mo}$ διά ένέργειαν προσπτώσεως πρω-
τονίων $E = 7.0\text{MeV}$ καί γωνίαν παρατηρήσεως $\theta_{\gamma} = 90$.
Ο προσδιορισμός τών αίχμών ένεργείας 1010keV
(^{92}Mo) καί 1015keV (^{93}Tc) έπραγματοποιήθη μέσω
προσαρμογής δύο κατανομών Gauss.

BKGD 952 936 1210 1214
D 3 CS= 7.9941E+22

INITIAL PARAMETERS FOR GAUSSIAN FIT
NO OF GAUSSIANS

2
CHAN., HEIGHT, FWHM

1220.5

.2

12822.

122.

3.5

.5

CHAN., HEIGHT, FWHM

1225.8

.2

2713.

122.

3.5

.5

1

C= 1220.63, ER= 0.92

HGHT= 12822.82, ER= 89.14

FWHM= 3.92, ER= 0.35

CNT= 1222.63, ER= 3.24

AREA= 45213.24 ER=, 605.86

2

C= 1225.79, ER= 0.06

HGHT= 2725.81, ER= 78.86

FWHM= 3.63, ER= 2.12

CNT= 1225.79, ER= 0.16

AREA= 12754.14 ER=, 547.41

CHISQ= 0.3228E+01, SUB CALLED 5 TIMES

SWAP 2 AND 3

Πίναξ Α.1. Ο διάυλος (CNT), τό ύψος (HGHT), τό εϋρος είς τό μέσον (FWHM) τό έμβαδόν (AREA) ώς καί τά σφάλματα τών άνωτέρων μεγεθών έκάστης τών κατανομών Gauss αί όποΐαι προσηρομόσθησαν είς τήν διπλήν αίχμήν του σχήματος Α.2.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

Μέθοδος τών Ἐλαχίστων Τετραγώνων - Ὑπολογισμός τοῦ Σφάλματος εἰς τόν Προσδιορισμόν τοῦ Λόγου Ἐπιμίξεως δ.

Ἡ μέθοδος τών ἐλαχίστων τετραγώνων εἶναι ἡ συνήθης τεχνική ἢ ὁποία χρησιμοποιεῖται εἰς τήν ἀνάλυσιν τών πειραματικῶν δεδομένων διά τόν ὑπολογισμόν τών πιθανοτέρων τιμῶν καί τών ἀντιστοίχων σφαλμάτων τών μεγεθῶν τά ὁποῖα προσδιορίζονται εἰς ἓν πείραμα. Ἐάν αἱ μετρούμεναι ποσότητες ἔχουν κανονικήν κατανομήν, ἢ περισσότερο πιθανή τιμή προσδιορίζεται ἐκ τῆς ἐλαχίστης τιμῆς τῆς στατιστικῆς συναρτήσεως

$$\chi^2(a) = \sum_{i=1}^N \{Y_i - f(a, x_i)\}^2 / \sigma_i^2 \quad (B.1)$$

ὅπου $a = (a_1, a_2, \dots, a_p)$ εἶναι οἱ p ἄγνωστοι παράμετροι εἰς τήν καμπύλην προσαρμογῆς $f(a, x)$. Ἐξ ὀρισμοῦ, ἡ παράμετρος \bar{a} διά τήν καλυτέραν προσαρμογήν, ἀντιστοιχεῖ εἰς ἐλαχίστην τῆς συναρτήσεως χ^2 . Ἐάν ἡ συνάρτησις $f(a, x)$ ἔχει ἐκλεγῆ ὀρθῶς καί τά σφάλματα σ_i εἰς τόν προσδιορισμόν τών πειραματικῶν σημείων Y_i ἔχουν κανονικήν κατανομήν, ἡ ἐλαχίστη τιμή τῆς συναρτήσεως $\chi^2(\bar{a})$ ὑπακούει τήν τετραγωνικήν κατανομήν $\chi^2(N-p)$ μέ $N-p$ βαθμούς ἐλευθερίας⁷⁰⁾, ὅπου N εἶναι ὁ ἀριθμός τών ἀνεξαρτήτων μετρήσεων καί p ὁ ἀριθμός τών παραμέτρων αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τό ἀντικείμενον προσδιορισμοῦ εἰς ἓν πείραμα. Ἡ συνάρτησις πυκνότητος τῆς τετραγωνικῆς κατανομῆς $\chi^2(n)$ μέ n βαθμούς ἐλευθερίας ἔχει τήν μορφήν⁷⁸⁾

$$f(\chi^2) = \frac{(\chi^2)^{\frac{n-2}{2}}}{2^{\frac{n}{2}} \Gamma(\frac{n}{2})} e^{-\frac{\chi^2}{2}} \quad (B.2)$$

Ὁ βαθμός πιστότητος εἰς τήν ἐλαχίστην τιμήν τῆς συναρτήσεως $\chi^2(\bar{a})$ προσδιορίζεται ἐκ τῆς ἀντιστοίχου συναρτήσεως κατανομῆς. Συνήθως ὡς βαθμός ἢ ὄριον πιστότητος λαμβάνεται ἡ πιθανότης ὥστε

ή τιμή $\chi^2(\bar{a})$ να υπερβαίνει μίαν ώρισμένην τιμήν $\chi_0^2(\bar{a})$

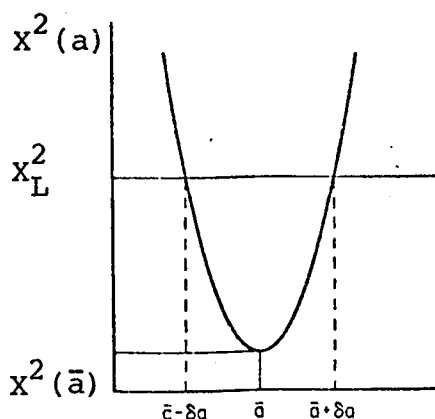
$$P \{ \chi^2(\bar{a}) \geq \chi_0^2(\bar{a}) \} \quad (B.3)$$

Αι τιμαί $\chi_0^2(\bar{a})$ αι οποίαι αντιστοιχοϋν εις ώρισμένην πιθανότητα υπολογίζονται εκ τής τετραγωνικής κατανομής χ^2 , έξαρτώνται δέ μόνον εκ τών βαθμών έλευθερίας τής κατανομής. Οι στατιστικοί πίνακες τών A.H. Wapstra et al⁷⁹⁾ παρέχουν τιμάς τών $\chi_0^2(\bar{a})$ δι' ώρισμένην πιθανότητα και βαθμούς έλευθερίας.

Εις τό παρόν πείραμα έλήφθη ως όριον πιστότητος πιθανότητας 0.1% (βλ. Σχήμα VI.10). Διά τό όριον τοϋτο πιστότητος και διά τέσσαρας βαθμούς έλευθερίας αντιστοιχεί τιμή $\chi_0^2=4.6$.

Η τιμή αυτή σημαίνει ότι εάν μία υπόθεσις H δώση τιμήν $\chi_1^2(\bar{a}) \geq 4.6$ ή πιθανότης ή υπόθεσις H να είναι όρθή είναι μικροτέρα ή ίση τοϋ 0.1%.

Συχνά ή κατανομή $\chi^2(N-p)$ χρησιμοποιείται επίσης διά τήν εύρεσιν τοϋ σφάλματος τών παραμέτρων \bar{a} . Η τιμή $\chi^2(\bar{a})$ κανονικοποιείται ως πρός τούς βαθμούς έλευθερίας $N-p$ και τό σφάλμα προσδιορίζεται εκ τής τομής τής συναρτήσεως $\chi^2(a)$ με τήν τιμήν χ_L^2 ή οποία αντιστοιχεί εις ένα ώρισμένον όριον πιστότητος (βλ. Σχήμα B.1)



Σχήμα B.1 Γενική μορφή τής $\chi^2(a)$ συναρτήσεως τής παραμέτρου a . Τό σφάλμα εις τήν παραμέτρων a υπολογίζεται εκ τής τομής τής συναρτήσεως τής $\chi^2(a)$ με τήν γραμμήν τοϋ όριου πιστότητος χ_L^2 .

Ἡ μέθοδος αὐτὴ ὑπολογισμοῦ τοῦ σφάλματος εἶναι λανθασμένη ὡς ἐδειξαν οἱ Cline καὶ Lesser⁷⁰⁾. Τὸ σφάλμα τῆς μεθόδου προέρχεται ἐκ τοῦ γεγονότος ὅτι μολονότι ἡ στατιστικὴ $\chi^2(a)$ ὑπακούει εἰς μίαν τετραγωνικὴν κατανομὴν χ^2 μέ $N-p$ βαθμούς ἐλευθερίας, ἡ διαφορὰ $\{\chi^2(a) - \chi^2(\bar{a})\}$ ὑπακούει εἰς μίαν τετραγωνικὴν κατανομὴν χ^2 μέ p βαθμούς ἐλευθερίας. Αἱ στατιστικαὶ συναρτήσεις $\{\chi^2(a) - \chi^2(\bar{a})\}$ καὶ $\chi^2(a)$ εἶναι ἀνεξάρτητοι, ὁ λόγος δὲ αὐτῶν εἶναι ἀνάλογος τῆς στατιστικῆς συναρτήσεως F ⁷⁰⁾.

$$\frac{\{\chi^2(a) - \chi^2(\bar{a})\}}{\chi^2(\bar{a})} \cdot \frac{N-p}{p} \sim F(p, N-p) \quad (B.4)$$

Ὡς ἔχουν δείξει οἱ N. Draper καὶ H. Smith⁸⁰⁾ ἐάν τὰ σφάλματα σ_1 ὑπακούουν εἰς μίαν κανονικὴν κατανομὴν μίᾳ περιοχῇ πιστότητος $100(1-\beta)\%$ ὁρίζεται ὑπὸ τῆς σχέσεως

$$\frac{\{\chi^2(a) - \chi^2(\bar{a})\}}{\chi^2(\bar{a})} (N-p) = F(1, N-p, 1-\beta) \quad (B.5)$$

οὕτω εἰς τὸν παραμετρικὸν χώρον $-p$ τὰ σφάλματα ὁρίζονται ὑπὸ τοῦ γεωμετρικοῦ τόπου

$$\chi_L^2 \cdot 1-\beta = \chi^2(\bar{a}) \left\{ 1 + \frac{1}{N-p} F(1, N-p, 1-\beta) \right\} \quad (B.6)$$

Εἰς τὴν ἀνάλυσιν τῶν γωνιακῶν κατανομῶν τῆς παρουσίας ἐργασίας ἢ συνάρτησις $f(a, \chi)$ τῆς ἐξ. (B.1) εἶχε τὴν μορφήν $a_0 f(\delta, \cos\theta)$. Ὁ ἀριθμὸς τῶν παραμέτρων ἦτο $p=2$, ἦτοι ὁ συντελεστής a_0 καὶ ὁ λόγος ἐπιμίξεως δ . Τὸ ὄριον πιστότητος χ_1^2 ἔχει ἐκλεγῆ διὰ πιθανότητα $1-\beta=0.95$. Ἡ τιμὴ τῆς στατιστικῆς συναρτήσεως διὰ $N=6$, $p=2$ καὶ $1-\beta=0.95$ ἔχει ληφθῆ ἐκ τῶν στατιστικῶν πινάκων τοῦ W.H. Beyer⁷⁸⁾, τὸ σφάλμα δὲ εἰς τὴν τιμὴν τοῦ λόγου ἐπιμίξεως δ ἔχει εὐρεθῆ ἐκ τῆς τομῆς τοῦ γεωμετρικοῦ τόπου χ_L^2 μέ τὴν καμπύλην $\chi^2(\delta)$ συμφώνως πρὸς τὸ Σχῆμα B.1.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

Ύπολογισμός της Άνοιγμένης Πιθανότητας Μεταπτώσεως
καί του Μερικού Πλάτους Στάθμης

Ο χρόνος ήμιζωής μιας στάθμης συνδέεται με το αντίστοιχον ολικόν πλάτος Γ , συμφώνως προς την αρχήν της άβεβαιότητας του Heisenberg, με την σχέσην

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \sum_L \Gamma_{OL}^* \quad (\Gamma.1)$$

Είς την άνωτέρω έκφρασιν Γ_{OL} είναι τά μερικά πλάτη των διαφόρων πολυπολικών μεταπτώσεων και συνδέονται με την πιθανότητα μεταπτώσεως P_{OL} διά της σχέσεως ⁸¹⁾

$$\Gamma_{OL} = \hbar P_{OL}(J_i \rightarrow J_f) = \frac{8\pi}{L\{(2L+1)!!\}^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B_{OL}(J_i \rightarrow J_f) \quad (\Gamma.2)$$

όπου B_{OL} είναι η άνοιγμένη πιθανότης μεταπτώσεως η οποία ορίζεται υπό της σχέσεως

$$B_{OL}(J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i M_f M} |\langle J_f M_f | T_{LM}^\sigma | J_i M_i \rangle|^2 \quad (\Gamma.3)$$

T_{LM}^σ είναι ο ηλεκτρομαγνητικός πολυπολικός τελεστής, ο οποίος προκαλεί την μετάπτωσιν.

Πειραματικώς διά την εύρεσιν των μερικῶν πλατῶν Γ_{OL} , απαιτείται έκτός του χρόνου ήμιζωής της στάθμης ο λόγος διακλαδώσεως B_i , ο λόγος επιμίξεως δ και αἱ ὁμοτιμίαι των σταθμῶν.

$$\Gamma_{OL} = \frac{\hbar}{\tau} B_i I_L(\delta) \quad (\Gamma.4)$$

* Ο δείκτης σ αναφέρεται εἰς τόν χαρακτήρα της μεταπτώσεως (Ἐλεκτρονική ἢ Μαγνητική).

I (δ) είναι η ένταση της L-πολυπολικής ακτινοβολίας.

$$I_L(\delta) = \frac{1}{1+\delta^2} \quad (\Gamma.5)$$

$$I_{L+1}(\delta) = \frac{\delta^2}{1+\delta^2}$$

Αι άνοιγμέναι πιθανότητες B(EL) μετρώνται εις $e^2 fm^{2L}$, ένω αι B(ML) εις $\mu_0^2 fm^{2(L-1)}$. Οι συντελεσταί μετατροπής τών B(EL) καί B(ML) εύρισκονται ώς έξής:

$$1e^2 = 1 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \hbar c = \frac{1}{137} \times (197.32) \text{ MeV fm} = 1.4403 \text{ MeV fm}$$

$$1\mu_0^2 = \left(\frac{e\hbar}{2Mpc} \right)^2 = \left(\frac{e\hbar c}{2Mpc^2} \right)^2 = \frac{e^2 (\hbar c)^2}{4(Mpc^2)^2} = 1.4403 \text{ MeV fm} \times$$

$$\times \frac{(197.33)^2 \text{ MeV}^2 \text{ fm}^2}{4 \times (938.256)^2 \text{ MeV}^2} = 0.01593 \text{ MeV fm}^3 \quad (\Gamma.6)$$

Άρα $1e^2 = 1.4403 \text{ MeV fm}$

καί $1\mu_0^2 = 0.01593 \text{ MeV fm}^3$

Ούτω αι άνοιγμέναι πιθανότητες μεταπτώσεων B(σ) είδονται υπό της σχέσεως

$$B(EL) = 0.6943 \times 10^{-6} \left(\frac{197.323}{E_\gamma} \right)^{2L+1} \frac{L\{(2L+1)!!\}^2}{8\pi(L+1)} \Gamma_{EL} (e^2 fm^{2L}) \quad (\Gamma.7)$$

$$B(ML) = 62.795 \times 10^{-6} \left(\frac{197.323}{E_\gamma} \right)^{2L+1} \frac{L\{(2L+1)!!\}^2}{8\pi(L+1)} \Gamma_{ML} (\mu_0^2 fm^{2(L-1)})$$

Είς τὰς ἀνωτέρω σχέσεις ἡ ἐνέργεια E_γ μετράται εἰς MeV, ἐνῶ τὰ μερικά πλάτη $\Gamma_{\sigma L}$ εἰς eV.

Συμφώνως πρὸς τὸ πρότυπον τοῦ ἀπλοῦ σωματίου αἱ ἀνοιγμένα πιθανότητες $B(\sigma L)$ δύνανται νὰ ὁρισθοῦν ὡς ἑξῆς:

$$B_{sp}(EL) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R^{2L} \quad (e^2 \text{ fm}^{2L}) \quad (\Gamma.8)$$

$$B_{sp}(ML) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R^{2(L-1)} \quad \mu_0^2 \text{ fm}^{2(L-1)}$$

ὅπου R εἶναι ἡ ἀκτίς τοῦ πυρῆνος

$$R = r_0 A^{1/3}$$

καὶ ὁ συντελεστής r_0 ἰσοῦται μὲ 1.2 fm. A εἶναι ὁ μαζικός ἀριθμός.

Ἐκ τῶν ἑξ. (Γ.7) καὶ (Γ.8) δυνάμεθα νὰ ὑπολογίσωμεν τὰ μερικά πλάτη ἀπλοῦ σωματίου

$$\Gamma_{sp}(EL) = C(EL) A^{\frac{2L}{3}} E_\gamma^{2L+1} \quad (\Gamma.9)$$

$$\Gamma_{sp}(ML) = C(ML) A^2 \frac{(L-1)}{3} E_\gamma^{2(L+1)}$$

Αἱ τιμαὶ τῶν $C(EL)$ καὶ $C(ML)$ διὰ τὰ τρία πρῶτα πολύπολα εἶναι ⁸²⁾

L	C(EL)	C(ML)
1	6.748×10^{-2}	2.072×10^{-2}
2	4.792×10^{-8}	1.472×10^{-8}
3	2.233×10^{-14}	6.856×10^{-5}

Αι άνοιγμέναι πιθανότητες $B(\sigma L)$ μετρούμεναι ώς πρός τας άνοιγμένας πιθανότητας άπλοϋ σωματίου $B_{sp}(\sigma L)$ έκφράζονται εις μονάδας Weisskopf (W.u.). Αι άνοιγμέναι πιθανότητες $B(\sigma L)$ εις μονάδας Weisskopf δίδουν τό μέτρον τής αποκλίσεως τοϋ προτύπου άπλοϋ σωματίου διά τήν έξήγησιν τών μεταπτώσεων τοϋ πυρρήνος.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Δ

Είς τό παρόν παράρτημα παρατίθενται κατ'άλφαβητικήν σειράν ὄροι τῆς Πυρηνικῆς Φυσικῆς οἱ ὁποῖοι χρησιμοποιοῦνται εἰς τό κείμενον καί τῶν ὁποίων ἡ μετάφρασις εἰς τήν ἑλληνικήν δέν εἶναι παγίως καθιερωμένη. Εἰς τό δεξιόν μέρος ἐκάστου ὄρου δίδεται ἡ ἀντίστοιχος ὀνομασία εἰς τήν ἀγγλικήν.

Ὁρολογία

* Ἀμεσος Ἀντίδρασις	Direct Reaction
* Ἀνοιγμένον Πλάτος	Reduced Width
* Ἀνοιγμένον Στοιχεῖον Πίνακος	Reduced Matrix Element
* Ἀντίδρασις Ἀρπαγῆς	Pickup Reaction
* Ἀντίδρασις Ἐνθέσεως	Stripping Reaction
* Ἀσυσχέτιστος	Uncorrelated
* Ἀπόδοσις	Efficiency
Διακυμάνσεις Ericson	Ericson Fluctuations
Διαπερατότης	Penetrability
Διασπαζομένη Κατάστασις	Decaying State
Διάταξις	Configuration
* Ἐκφυλισμός	Degeneration
* Ἐνοποιημένον Πρότυπον	Unified Model
* Ἐσωτερική Καρδία	Core

Ἱεράρχησις	Seniority
Κανονικὴ Κατανομὴ	Normal Distribution
Κῶμα Ἐξόδου	Outgoing Wave
Λόγος Διακλαδώσεως	Branching Ratio
Λόγος Ἐπιμίξεως	Mixing Ratio
Μερικόν Κῶμα	Partial Wave
Ἵμοτιμία	Parity
Περιοχὴ Συνεχείας	Continuum Region
Περιοχὴ Συντονισμοῦ	Resonance Region
Πρότυπο τῶν Ἰσχυρῶν Ἀλληλεπιδράσεων	Strong Coupling Model
Πρότυπο τῶν Φλοιῶν	Shell Model
Σύνθετος Πυρήν	Compound Nucleus
Συσχέτισις	Correlation
Συσχέτισις γ-γ	γ-γ Correlation
Συντελεστὴς Διεισδυτικότητος	Transmission Coefficient
Σχεδόν Στατικὴ Κατάστασις	Quasi Stationary State
Σχετικὴ Ἀπόδοσις	Relative Efficiency

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. M. Goeppert-Mayer and J.H.D. Jensen, "Nuclear Shell Structure", John Wiley and Sons, New York, 1955.
2. A.S. Davydov and G.F. Filippov, Nucl.Phys. 8C (1958) 237.
3. S.G. Nilsson, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 29 (1955) No. 16.
4. D.J. Rowe, Nuclear Collective Motion, Methuen and Co.Ltd., London (1970).
5. M.G. Redlich, Phys.Rev. 95 (1954) 448.
6. P. Federman and S. Pittel, Nucl.Phys. A155 (1970) 161.
7. K.W. Ford, Phys.Rev. 98 (1955) 1516.
8. B.F. Bayman, A.S. Reiner and R.K. Sheline. Phys.Rev. 115 (1959) 1627.
9. I. Talmi and I. Unna, Nucl.Phys. 19 (1960) 225.
10. S. Cohen, R.D. Lawson, M.H. MacFarlane and M. Soga, Phys. Letters 9 (1964) 180.
11. N. Auerbach and I. Talmi, Nucl.Phys. 64 (1965) 458.
12. J. Vervier, Nucl.Phys. 75 (1966) 17.
13. M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
14. O. Haxel, J. Jensen and H. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
15. A. de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New York and London, 1963.
16. W.A. Lanford, Phys.Lett. 30B (1969) 213.
17. J.B. Ball, J.B. McGrory, R.L. Auble and K.H. Bhatt, Phys. Lett. 29B (1969) 132; J.B. Ball and J.B. McGrory, Phys.Lett. 41B (1972) 581.
18. D.H. Gloeckner and F.J.D. Serduke, Nucl.Phys. A220 (1974) 477.
19. H.J. Rose, D.M. Brink, Rev.Mod.Phys. 39 (1967) 306.
20. J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York (1952).
21. E.K. Warburton and H.J. Rose, Phys.Rev. 109 (1958) 1199.
22. A.F. Litherland and A.J. Ferguson, Can.J.Phys. 39 (1961) 788.
23. W. Hauser and H. Feshbach, Phys.Rev. 87 (1952) 366.
24. N. Bohr, Nature 137 (1936) 344.

25. P.L. Kapur and R.F. Peierls, Proc.Roy.Soc. 166A (1938) 277.
26. T. Ericson, Ann.Phys. (N.Y.) 23 (1963) 390.
27. K. Kikuchi and M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1968).
28. A.M. Lane, R.C. Thomas, Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 257.
29. F.D. Seward, Phys.Rev. 114 (1959) 514.
30. E.H. Auerbach and S.O. Moore, Phys.Rev. 135B (1964) 895.
31. L. Cranberg, C.D. Zafratos, J.S. Levin, and T.A. Oliphant, Phys.Rev.Lett. 11 (1963) 341.
32. A.K. Sen Gupta and D.M. Van Patter, Phys.Lett. 3 (1963) 355.
33. R.K. Mohindra and D.M. Van Patter, Phys.Rev. 139B (1965) 274.
34. I.L. Morgan, Bull.Am.Phys.Soc. 9 (1964) 154.
35. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Classical theory of fields, sec. edition, Pergamon Press, London, 1962, Κεφάλαιον 6, σελ. 133.
36. Λεπτομερής εισαγωγή επί μετρήσεων των πυρηνικών χρόνων ήμιζωής διά της μεθόδου Doppler δίδεται εις τό άρθρον: J.R. McDonald, Science 167 (1970) 1339.
37. S. Devons and M.G.N. Hine, Proc.Roy.Soc. A199 (1949) 413.
38. N. Bohr, Phil.Mag. 25 (1913) 10.
39. N. Bohr, Phil.Mag. 30 (1915) 581.
40. H.A. Bethe, Ann.Physik 5 (1930) 325.
41. H.A. Bethe, Z.Physik 76 (1932) 293.
42. N. Bohr, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 18, No. 8 (1948).
43. J. Lindhard and M. Scharff, Phys.Rev. 128 (1961) 128.
44. J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiott, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk. 33, No. 14 (1963).
45. A.E. Blangrund, Nucl.Phys. 88 (1966) 501.
46. P. Paul, J.M. Olness and E.K. Warburton, Phys.Rev. 173 (1968) 1063.

47. C. Moazed, T. Becker, P.A. Assimakopoulos and D.M. Van Patter, Nucl.Phys. A169 (1971) 651.
48. P.R. Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", McGraw-Hill, Inc., New York, 1969.
49. D.C. Camp and G.L. Meredith, Nucl.Phys. A266 (1971) 349.
50. J. Marion, F.C. Young, Nuclear Reaction Analysis Graphs and Tables, North-Holland Publishing Co., 1968.
51. E. Obst, F. Rauch, W. Schäfer, G. Sehart and W. Dünneweber, Max Planck Institute für Kernphysik, Jahresbericht 1973.
52. P.A. Assimakopoulos and S. Kossionides, Comp.Phys.Comm. (to be published).
53. D.C. Kocher and D.J. Horen, Nucl.Data sheets 7B (1971) 299.
54. J.K. Dickens, E. Eichler, R.J. Silva and I.R. Williams, Phys.Lett. 21 (1966) 657.
55. K.P. Lieb, T. Hausmann, J.J. Kent, Phys.Rev. 182 (1969) 1341.
56. S. Cochavi, J.M. McDonald, D.B. Fossan, Phys.Rev. C3 (1971) 1352.
57. J. Amerquita, C.F. Moore, K.P. Lieb, J.G. Kuleck, M.Koike and C.E. Watson, Nucl.Phys. A146 (1970) 26.
58. D.H. Youngblood, R.L. Kozub and J.C. Hill, Nucl.Phys. A166 (1971) 198.
59. R. Doett, F. Rauch, M. Schäfer and D.M. Van Patter, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure and Spectroscopy, Vol.1, edited by H.P. Block and A.E.L. Dieperink, Amsterdam, 1974.
60. H. Taketani, M. Adachi, M. Ogawa, K. Ashibe, T. Hattori, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 520.
61. A. Moalem, M.A. Moinester, N. Auerbach, J. Alster, Y. Dupont, Nucl.Phys. A177 (1971) 145.

62. M.T. Ellistrom, J.D. Brandenberger, K. Sinram, G.P. Glasgow and K.C. Chung, Phys.Rev. L9 (1974) 670.
63. E. Sheldon and D.M. Van Patter, Rev.Mod.Phys. 38 (1966) 143.
64. L.C. Biedenharn and M.E. Rose, Rev.Mod.Phys. 25 (1953) 729.
65. L.C. Biedenharn, in Nuclear Spectroscopy, edited by F. Ajzenber-Selove (Academic Press Inc., New York, 1960), part B, p. 732.
66. H. Feshbach, C.E. Porter and V.F. Weisskopf, Phys.Rev. 96 (1954) 448.
67. P.E. Hodgson, The Optical Model of Elastic Scattering, Oxford at the Clarendon Press, 1963.
68. E. Sheldon and R.M. Strang, Comp.Phys.Comm. 1 (1969) 35.
69. G.S. Mani, M. Melkanoff and I. Iori, Report CEA No. 2379, Saclay 1963 (unpublished).
70. D. Cline and P.M.S. Lesser, Nucl.Inst. and Meth. 82 (1970) 291.
71. E.J. Martens and A.M. Bernstein, Nucl.Phys. A117 (1968) 241.
72. H.F. Lutz, D.W. Heikkinen, W. Bartolini, Phys.Rev. C4 (1971) 934.
73. C.M. Lederer, J.M. Jaklevic, J.M. Hollander, Nucl.Phys. A169 (1971) 449.
74. C.F. Perdriat, Rev.Mod.Phys. 38 (1966) 41.
75. J.S. Larsen, J.B. Ball and C.B. Fulmer, Phys.Rev. C7 (1973) 751.
76. A.M. Lane, E.D.P. Pendlebury, Nucl.Phys. 15 (1960) 39.
77. C.J. Veje, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 35 (1966) no. 1.
78. W.H. Beyer, Handbook of Tables for Probability and Statistics, Published by the Chemical Rubber Co. (1966).
79. A.H. Wapstra, G.J. Nijgh and R. Van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables, North Holland Publishing Co., New York, 1959.

80. N.R. Draper and H. Smith, Applied Regression Analysis, Wiley, New York, 1966, p. 292.
81. R.R. Roy and B.P. Nigam, Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York, 1967, p. 271.
82. S.J. Skorka, J. Hertel and T.W. Retz-Schmidt, Nuclear Data A2 (1966) 347.