

## 2. ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ

### 2.1. Ακτίς τοῦ πυρῆνος.

Ἐκ τῶν πειραμάτων σκεδάσεως τῶν α-σωμάτων, όπό τοῦ Rutherford καὶ τῶν συνεργατῶν του, προέκυψεν ὅτι ή μάζα τοῦ ἀτόμου καὶ τὸ θετικόν φορτίον αὐτοῦ συγκεντρούται εἰς τὸν πυρῆνα. Τοῦ ἐπόμενον βῆμα ήτο δὲ προσδιορισμός τῶν διαστάσεων τοῦ πυρῆνος.

Θεωρούντες α-σωμάτιον, μάζης  $M_\alpha$ , φορτίου  $Ze$  καὶ ταχύτητος  $v$ , εἰς ἀπόστασιν  $d$  ἀπὸ τοῦ πυρῆνος, φορτίου  $Ze$ , ἔχομεν, βάσει τῆς ἀρχῆς τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας,

$$\frac{1}{2} M_\alpha v^2 = \frac{1}{2} M_\alpha v_1^2 + \frac{2 Ze^2}{d} \quad (2.1).$$

Εἰς τὴν ἀλαχίστην ἀπόστασιν, δο τοῦ α-σωμάτιον ἀντιστρέψει τὴν διεύθυνσιν κινήσεως αὐτοῦ καὶ τότε  $v_1=0$ . Λρα ἐκ τῆς σχέσεως (2.1) εὑρίσκομεν:

$$\frac{1}{2} M_\alpha v^2 = \frac{2 Ze^2}{d_0} \quad (2.2)$$

$$d_0 = \frac{2 Ze^2}{1/2 M_\alpha v^2} \quad (2.3).$$

Εἰς τὴν ἀπλῆν περίπτωσιν ἐνός α-σωμάτιον ἐνεργείας  $5 \text{ MeV}$  προσεγγίζοντος πυρῆνα  $\Lambda 1$  ( $Z=13$ ) θά έχωμεν

$$d_0 = \frac{2 \cdot 13 \cdot (4 \cdot 3 \cdot 10^{-19})^2}{5 \cdot 1,602 \cdot 10^{-6}} \approx 7,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Διά τὸν  $\text{Au}$  ( $Z=79$ ) προκύπτει  $d_0 \approx 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ .

Δεδομένου ότι δέν διετίθεντο, κατά τήν έποχήν ἐκείνη, φορτισμένα σωμάτια μεγάλης ένεργειας είμην μόνον α-σωμάτια προερχόμενα ἐκ φυσικῶν ραδιενεργῶν νουκλιδίων, δέν διεπιστάθη ἀπόκλισις ἐκ τοῦ τύπου σκεδάσεως τοῦ Rutherford καὶ συνεπῶς αἱ διαστάσεις τοῦ πυρήνος θέωρη οἵτινες τῆς τάξεως  $10^{-12} - 10^{-13}$  cm. Ἐκ τῶν διαφόρων πειραμάτων σκεδάσεως, διεπιστάθη ἡ ἔξτις προσεγγιστική σχέσις μεταξύ τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρήνος, ή, καὶ τοῦ μαζικοῦ ἀριθμοῦ A.

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.4)$$

Ἐνθα  $r_0$  = σταθερά ἀναλογίας ἀνεξάρτητος τοῦ A καὶ ίση πρός  $1,2 \cdot 10^{-13}$  cm.

Δεδομένου ότι ἡ  $r_0$  εἶναι τῆς τάξεως  $10^{-13}$  cm, ἡ τιμὴ  $10^{-13}$  cm λαμβάνεται ὡς πυρηνική μονάς μήκους καὶ καλεῖται Fermi:  $10^{-13}$  cm = 1F.

Διὰ τὸ Br-80 θέτοντες  $r_0 = 1,4\text{F}$ , εὑρίσκομεν  
 $R = (1,4 \cdot 10^{-13}) (80^{1/3}) = 6\text{F}$ . Διὰ τὸ U-238,  $R = (1,4 \cdot 10^{-13}) (238^{1/3}) = 11,8\text{ F}$  οὕτω, τριπλασιαζομένου τοῦ μαζικοῦ ἀριθμοῦ η ἀκτίς διπλασιάζεται.

Ἐκ τῆς σχέσεως (2.4) προκύπτει:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \quad (2.5)$$

ήτοι:

$$V \sim A \quad (2.6).$$

Τό συμπέρασμα εἶναι ότι ὁ δύκος τοῦ πυρήνος εἶναι ἀναλογος τοῦ μαζικοῦ ἀριθμοῦ καὶ κατά συνέπειαν ὁ δύκος τῶν δποτῶν καταλαμβάνει ἕκαστον νουκλεόνιον ἐντός τοῦ πυρήνος εἶναι ὁ αὐτός, ήτοι ἡ πυκνότης εἶναι σταθερά, καὶ ἀναλογίαν πρός μίαν σταցόνα δύρος, ἀνεξάρτητος τοῦ μαζικοῦ ἀριθμοῦ A.

Έκ τής σχέσεως  $\rho = \frac{B}{V}$ , ένθα  $\rho = \text{πυκνότης}$ , προκύπτει  
διά  $B = \text{βάρος ένδος νουκλεονίου} = \frac{1}{N} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$ ,

$$\rho = \frac{1,66 \cdot 10^{-24}}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{1,66 \cdot 10^{-24}}{\frac{4}{3} \pi (10^{-13})^3} \approx 10^{14} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3} \approx 10 \frac{\text{ston}}{\text{cm}^3} \quad (2.7)$$

Η πυκνότης αυτή είναι άφαντάστως μεγάλη.

## 2.2. Μέθοδοι προσδιορισμού τής άκτινος του πυρήνος.

Ο καθορισμός τής άκτινος του πυρήνος είναι δλίγον  
ανθαίρετος διότι το διποτέλεσμα τής μετρήσεως έξαρταται;  
έκ τής μεθόδου, ήτοι τον φαινομένου το διποτόν χρησιμο-  
ποιείται διά τόν προσδιορισμόν τής άκτινος.

Ἐν τούτοις αὶ διάφοροι μέθοδοι δίδουν ἐλαφρῶς μό-  
νον διάφορα διποτέλεσματα. Η ποσοτική αυτή ἐν πολλοῖς  
σύμπτωσις τῶν διαφόρων μεθόδων είναι ιδιαιτέρως άξιο-  
σημείωτος.

Λί μέθοδοι μετρήσεως τής άκτινος του πυρήνος ον-  
τατάσσονται εἰς δύο κατηγορίας: 1) Εἰς τάς πυρηνικάς με-  
θόδους, αἴτινες ἐξαρτῶνται ἐκ τῶν βραχείας ἐμβελείας πυ-  
ρηνικῶν δυνάμεων καί αἱ διποτά; δίδουν τάς πυρηνικάς δια-  
στάσεις αὐτοῦ (π.χ. διά νετρονίων), καὶ 2) εἰς τάς ἡλε-  
κτρικάς μεθόδους, αἴτινες ἐξαρτῶνται ἐκ τοῦ φορτίου τοῦ  
πυρήνος, ήτοι τάς δυνάμεις Coulomb, καὶ αἱ διποτά; δί-  
δουν τάς ἡλεκτρομαγνητικάς διαστάσεις τούτου (π.χ. δι'  
ἡλεκτρονίων). Λί δύο μέθοδοι δίδουν διάφορον τιμήν τοῦ  
τοῦ περίπου 1,4 F διά τάς πυρηνικάς μεθόδους καὶ 1,2 F  
διά τάς ἡλεκτρικάς μεθόδους. 'Αλλ' ἡ διαφορά αυτή, ὡς  
ἀνεφέρθη ἀνωτέρω, είναι μόνον ζήτημα δρισμού. Η σκέ-  
δασίς τῶν ἡλεκτρονίων ἐξαρτᾶται ἐκ τής πατανομῆς τοῦ  
φορτίου εἰς τόν πυρήνα, δχ; δημιας ἐκ τῶν πυρηνικῶν δυνά-

μεων. Αντιθέτως διά τήν ἀλληλεπίδρασιν μεταξύ νετρονίων καί πυρήνος ψεύδουνοι είναι αἱ πυρηνικαί δυνάμεις καὶ ὡς ή κατανομή τοῦ φορτίου.

### α) Πυρηνικαὶ μέθοδοι.

Ἡ σκέδασις α-σωματίων, πρωτονίων καὶ νετρονίων, διαφόρων ἐνεργειῶν, ὅπερ τοῦ πυρῆνος ὡς καὶ ή ἐκπομπή α-σωματίων ἐκ τῶν βαρέων πυρήνων ἀνήκουν εἰς τήν κατηγορίαν ταύτην. Εἰς δλας τάς περιπτώσεις ταύτας σημασίαν ἔχουν κυρίως αἱ πυρηνικαὶ δυνάμεις.

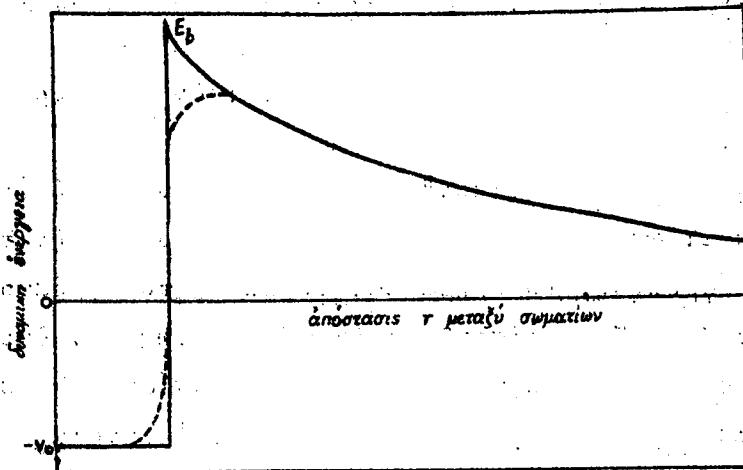
Ιστορικῶς ή πρώτη μέτρησις τῆς ἀντίνος τοῦ πυρῆνος, ἐγένετο, ὡς ἀνεφέρθη, ὅπερ τοῦ Rutherford.

Βάσει τῶν πειραμάτων σκεδάσεως τῶν α-σωματίων ἐπί ἐλαφρῶν πυρήνων εὑρεγ οὗτος τήν σχέσιν (2.4). Τά ἀποτελέσματα ταῦτα ἐπεβεβαιώθησαν ἀργότερον.

Κατά τήν χρησιμοποίησιν ἐπί πειραμάτων σκεδάσεως πρωτονίων ἡ α-σωματίων μεγάλων ἐνεργειῶν, διεπιστώθη ἀπόκλισις ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Coulomb. Τό γεγονός τοῦτο, δτι δηλαδή δ. τύπος σκεδάσεως, δοτις ἐβασίζετο ἐπί τῶν ἡλεκτρικῶν δυνάμεων Coulomb, παύει νά ἴσχυῃ, ἐξηγεῖται μέ τήν παραδοχήν δτι ἀπό τινος σημείου καὶ πέραν ἐπικρατοῦν αἱ ἴσχυραι πυρηνικαὶ δυνάμεις.

Ἐν φορτισμένον σωμάτιον προσεγγίζον τόν πυρῆνα δφίσταται κατ' ἀρχάς τήν ἀπωσιν Coulomb καὶ ή δυναμική ἐνέργεια τοῦ συστήματος αὐξάνει, δημιουργουμένου οὕτω ἐνδες φράγματος δυναμικού (σχῆμα 2.1). Χάρακτηρίζεται δέ οὕτω καθ' ὅσον ἔχει τήν ἴδιότητα ἐνός φράγματος διά 'να παρεμποδίζῃ τήν προσέγγισιν ἐνός πρωτονίου ἡ ἐτέρου φορτισμένου σωματίου εἰς τόν πυρῆνα. Ἡ αὐξησις τῆς δυναμικῆς ἐγεργεῖας τοῦ φορτισμένου σωματίου γίνεται, δάπα-

ναις τής κινητικής αύτού ένεργειας. Τό φορτισμένον συμάτιον έπιβραδννεται. Έάν το σωμάτιον τούτο προσεγγίζη τόν πυρήνα μέ κινητικήν ένέργειαν μικροτέραν τής Ε<sub>b</sub>,



Σχ. 2.1. Δυναμική ένέργεια πρωτονίου πλησίου ναί έντος τού πυρήνος.

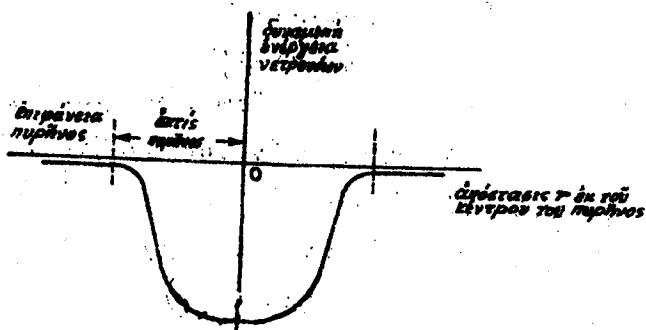
δέν δύναται νά φθάση τήν έπιφάνειαν τού πυρήνος. Υφίσταται σκέδασιν Coulomb. Έάν δμως ή ένέργεια τού σωμάτιον είναι έπαρκής, τότε είσι μικρόν &πδστάσιγ (άπο τού πυρήνος ύφίσταται τάς ισχυράς, μικράς έμβελείας, έλητινάς πυρηνικάς δυνάμεις και ή δυναμική ένέργεια τούτου πίπτει άποτόμως σχηματιζομένου ούτω τού φρέατος δυναμικού, δπερ παριστά τό έσωτερικόν τού πυρήνος. Τό φρέαρ δυναμικού, έντος τού δοκοίου έπικρατούν αί πυρηνικά δυνάμεις, δέν έχει κατ' ανάγκην τήν μορφήν ένδις τετραγωνικού φρέατος δυναμικού, Σχήμα (2.1). Ή πυκνότης φορτίου τού πυρήνος, είσι έν τοιούτον φρέαρ, έχει σταθεράν τιμήν μέχρι τής έπιφανειας τού πυρήνος ένδια πίπτει

άποτόμως είσιτήν τιμήν μηδέν. Τα άποτελέσματα δύνας τῶν μετρήσεων έδειξαν ότι: ή πυκνότης φορτίου παραμένει περίπου σταθερά είς το έσωτερον του πυρήνας καὶ πλησίον τῆς έπιφανείας ἐλαττώνται: βραδέως πρός τήν τιμήν μηδέν. Ο δρός τετραγωνικόν φέρει δέν πρέπει νά σχετίζεται μέτο το σχήμα του πυρήνα.

Το σχήμα του πυρήνας εἶναι σφαιρικόν ή περίπου σφαιρικόν.

Η λέξις "τετραγωνικόν" δηλοῖ ότι ή δυναμική ἐνέργεια πίπτει άποτόμως είς μίαν σταθεράν θρησκίην τιμήν ἐντός του φρέατος. Το σχήμα καὶ το βάθος του φρέατος δυναμικού του πυρήνας ἔξαρταί εἰν τῆς φύσεως τῶν δυνάμεων αἵτινες δροῦν μεταξύ δλων τῶν νουκλεονίων του πυρήνας. Ενταῦθα, ἐπίσης, πάρατηρούμεν ότι ή ξνοιά του φρέατος δυναμικού άποτελεῖ προσέγγισιν πρός τόν πραγματικόν πυρήνα.

Εάν χρησιμοποιήσωμεν δέσμην νετρογίων, ἀντί δέσμης φορτισμένων σωμάτων, εύρισκομεν πατ' εύθεταν τήν ἐμβέλειαν τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων. Τά νετρόνια στερούνται φορτίου καὶ ὡς ἐν τούτου δέν συναντούν φράγμα Coulomb. Σχ. (2.2). Πλησίον τῆς έπιφανείας του πυρήνας ὑφίσταν-



Σχ. 2.2. Δυναμική ἐνέργεια νετρονίου πλησίον καὶ ἐντός του πυρήνας.

ταὶ τὰς ἴσχυράς ἀλητικάς πυρηνικάς δυνάμεις καὶ ἡ δυνα-  
μική ἐνέργεια τούτων κίπτει ταχέως.

Τά νετρόνια, διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρῆ-  
νος, πρέπει νά έχουν ἐπαρκῆ ἐνέργειαν (10-20 MeV) οὕτως  
ῶστε τό ἀντιστοιχούν μῆκος κύματος de Broglie νά εἶναι  
μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὴν, ύποδι προσδιορισμὸν, ἀκτίνα τοῦ  
πυρῆνος. Εἰς μικροτέρας ἐνεργείας νετρονίων τό μῆκος  
κύματος de Broglie εἶναι συγκρίσιμον ἢ μεγαλύτερον τῆς  
ἀκτίνος τοῦ πυρῆνος καὶ ἡ μέτρησις δέν έχει δεῖται.<sup>1</sup> Από  
την ἄλλην πλευράν, χρησιμοποίησις νετρονίων λίαν μεγά-  
λης ἐνεργείας δέν ἐνδείκνυται: καθ'δον δι πυρῆν καθίστα-  
ται: "διαφανῆς" εἰς τό νετρόνιον, ήτοι τό νετρόνιον δι-  
έρχεται: διὰ τοῦ πυρῆνος κανεὶς οὐδεμὶς ἀντιδράσεως.<sup>2</sup> Εὖν  
δι στόχος βομβαρδίζεται: διὰ δέσμης ταχέων νετρονίων, τό-  
τε ἡ ἐλάττωσις τῆς δέσμης κατά τὴν δίοδον διὰ τῆς ψλης  
δύναται: νά χρησιμοποιηθῇ διὰ τὸν ύπολογισμὸν τῆς δλικῆς  
ἐνεργοῦ διατομῆς τοῦ πυρῆνος διὰ τὰ χρησιμοποιούμενα  
νετρόνια. <sup>3</sup> Η δλική ἐνεργός διατομή εἶναι: ίση πρὸς τὸν  
θροισμὸν τῆς γεωμετρικῆς ἐνεργοῦ διατομῆς  $\pi R^2$ , καὶ τῆς  
τοῦ περιθλαστικοῦ σκεδασμοῦ, ἐπίσης  $\pi R^2$ . <sup>4</sup> Ήτοι:

$$\sigma = 2\pi R^2 \quad (2.5).$$

'Εκ τῆς σχέσεως ταύτης ύπολογίζεται: ἡ ἀκτίς R. Διὰ  
τῆς μενόδου ταύτης εύρεθη δτι ἡ ἀκτίς τοῦ πυρῆνος τοῦ  
ἄνθρακος εἶναι 3,8 F, τοῦ δέ Bi 8F. 'Π ἔνοια τῆς ἐνερ-  
γοῦ διατομῆς ἀναπτύσσεται: εἰς τό περί πυρηνικῶν ἀντι-  
δράσεων κεφάλαιον.

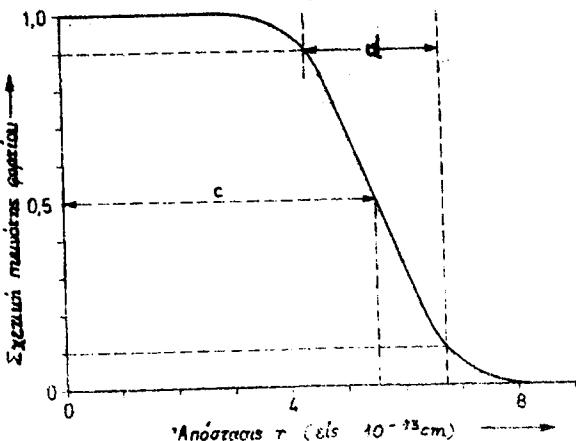
'Ο περιθλαστικός σκεδασμός τῶν βλημάτων, ἀποτελεῖ  
αύτός καθ'έκυτο, ἐτέραν μένοδον προσδιορισμόν τῆς ἀ-  
κτίνος τοῦ πυρῆνος.

'Η α-διάσπασις τῶν βαρέων πυρήνων ἀντίστοιχεῖ εἰς μεταβολὴν ιαθ' ἦν ἐν α-σωμάτιον ἔξερχεται τῆς περιοχῆς δράσεως τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων. 'Η πιθανότης τῆς α-διασπάσεως καί κατὰ συνέπειαν δ χρόνος υποδιπλασιασμού ταυτῆς ἔξαρτᾶται ἵσχυρῶς ἐν τοῦ ύψους τοῦ φράγματος δυναμικοῦ, τὸ δποῖον πρέπει νά υπέρβοδν τά α-σωμάτια, καί ἐπομένως ἐν τῇς ἀκτίνος R τοῦ πυρήνος πέραν τῆς δποΐας αἱ δυνάμεις Coulomb δέν ἀντισταθμίζονται υπό τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων. 'Η θεωρία τῆς α-διασπάσεως παρέχει σχέσιν μεταξύ τοῦ  $t_{1/2}$  τῆς α-διασπάσεως καὶ τῆς ἐνεργείας τῶν α-σωμάτων ἢτις ἐπιτρέπει τὸν διολογισμὸν τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρήνος. Εὐρέθη δτι: διά α-ράδιενεργούς πυρήνας μέ A > 208 η ἀκτίς R κυμαίνεται μεταξύ 8,4F καὶ 9,8 F.

### β) Ηλεκτρική μέθοδοι.

'Ἐν ἀντιθέσει πρός τάς ἀναφερθείσας μεθόδους, τά ταχέα ήλεκτρόνια δέν ἐπηρεάζονται ὑπό τάς πυρηνικάς δυνάμεις καί κατά συγέπειαν ἡ σκέδασις τούτων υπό τοῦ πυρήνος εἶναι: εναίσθητες μόνον ὡς πρός τήν ἔκτασιν καί τήν κατανομήν τοῦ ήλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ πυρήνος ἢτοι τοῦ πεδίου Coulomb τοῦ πυρήνος. "Αρα ἡ ἐλαστική σκέδασις τούτων παρέχει μέτρον τῆς ήλεκτρομαγνητικῆς ἀκτίνος τοῦ πυρήνος, ἢτις παρίσταται υπό τῆς σχέσεως (2.4) μέ  $r_0 = 1,2 \text{ F}$ , καί τῆς κατανομῆς τοῦ ήλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ πυρήνος. Διά νά παρακολουθήσωμεν τήν κατανομήν ταύτην ἐντός τοῦ πυρήνος πρέπει νά χρησιμοποιηθούν ήλεκτρόνια μεγάλης ἐνεργείας (> 100 MeV), τῶν δποίων τό μῆκος κύματος de Broglie εἶναι μικρότερον τῶν διαστάσεων τοῦ

πυρήνος. Πειράματα μέ τοιαύτα δίλεγχονται δόδηγοσν εἰς τό συμπέρασμα δτι εἰς τό ἐσωτερικόν τού πυρήνης ή κατανομή τού φορτίου είναι σταθερά καί μετά ταῦτα πίπτει κατά τρόπον συνεχῆ. Σχῆμα (2.3). 'Π. κατανομή τού φορτίου χα-

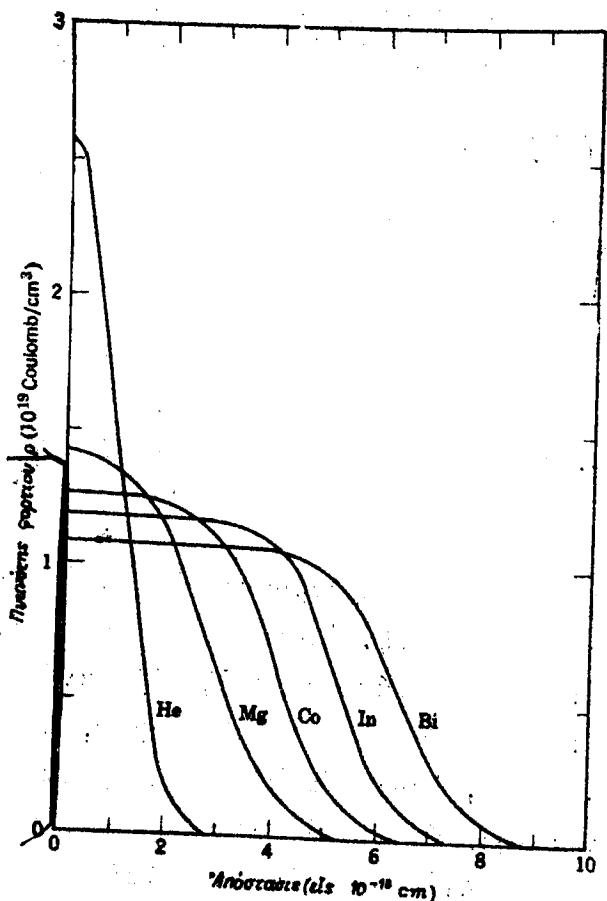


Σχ. 2.3. Κατανομή τού φορτίου ἐντός τού πυρήνος προσδιοριζομένη κατά τήν ἡλεκτροιηήν μεθοδον.

ραντηρίζεται; ἀπό δύο παραμέτρους: α) τήν ἀντίνα ήμισείας πυκνότητος  $C$ , ήτοι τήν ἀπόστασιν ἐκ τού κέντρου τού πυρήνος μέχρι τῆς ἀποστάσεως καθ' ἥν η πυκνότης τού φορτίου λαμβάνει τό ήμισυ τῆς ἀρχικῆς τιμῆς, καί β) τό ἐπιδερμικόν πάχος  $d$ , ήτοι τήν ἀπόστασιν μεταξύ τῶν σημείων τῶν ἀντιστοιχούντων εἰς τό 90% καί 10% τῆς πυκνότητος φορτίου. Δι' δλους τούς πυρήνας μέ  $Z > 10$ , ισχύει  $C = 1,07 \times \Lambda^{\frac{1}{3}} F$  καί  $d = 2,4 F$ . Τό ἐπιδερμικόν πάχος παραμένει περίπου τό αὐτό ἀκόμη καί δι' ἐλαφρύν πυρήνας, σχῆμα (2.4).

Λί μετρήσεις σκεδάσεως δι' ἡλεκτρονίων παρέχουν τάς αιλυτέρας πληροφορίας ὡς πρός τήν κατανομήν τού φορτίου

τού πυρήνος. Χρησιμοποιούντες ήλεκτρόνια 1 BeV, έχουμεν μήκος κύματος de Broglie  $\lambda = 1,95 \cdot 10^{-14}$  cm, όπερ είναι έπικραντς μικρόν ώστε νά δυνάμεθα νά λάβωμεν πληροφορίας έπι της δομής τού πυρήνος. Σήμερον χρησιμοποιούνται καί ήλεκτρόνια ένεργειας 10 GeV.



Σχ. 2.4. Κατανομή τού φορτίου έντος τού πυρήνος διά διάφορα νουκλίδια.

Η εύρεσις τῆς κατανομής τῶν γετρονίων έντος τού πυρήνος είναι δυσκολωτέρα τῆς κατανομής τῶν πρωτονίων. Πρός

τό παρόν τά πειράματα δδηγούν είς τήν πάραδοχήν δτι ή κατανομή τούτων είναι δμοία περίπου μέ τήν κατανομήν τῶν πρωτονίων. Συνεπῶς η κατανομή τῆς μάζης τοῦ πυρήνος παρίσταται ύπο τῆς καμπόλης κατανομῆς τοῦ φορτίου τούτου, σχῆμα (2.3).

Πέραν τῆς ἀναφερθείσης μεθόδου, δυνάμεθα γά πρόσδιορίσωμεν μεταβολᾶς είς τήν ἀκτῖνα τοῦ πυρήνος φάσματοσκοπικῶς διά τῆς μελέτης τῆς ἴσοτοπικῆς μετατοπίσεως παρατηρουμένης είς τά φάσματα τῶν ἴσοτόπων ἀτόμων. Εἰς τήν περίπτωσιν τοῦ ύδρογδνου, αἱ φάσματα οιαί γραμμαί τῶν ἴσοτόπων είναι ἐλαφρῶς μετατοπίσμέναι: ιαθ' δσον εἴς τὸν τύπον τοῦ Βοητοῦ πεισέρχεται: η ἀνηγμένη μάζα τοῦ ἡλεκτρονίου. Ἡ ἴσοτοπική αὐτὴ μετατόπισις ὀδήγησε τὸν Urey εἰς τήν ἀνακάλυψιν τοῦ δευτερίου. Ἀλλά οιαί βαρέα ἴσοδτοκα ἀτομα, είς τά δποῖα ή ἐπίδρασις τῆς μάζης είναι: ἀμέλητέα, δεινύδυν ἴσοτοπικήν μετατόπισιν. Τοῦτο δφείλεται εἴς τήν διάφορον κατανομήν τοῦ φορτίου τῶν ἴσοτόπων. Κατέ συνέπειαν παρουσιάζουν διαφοράν είς τά ἀντίστοιχα δυναμικά οιαί ἀντιδροῦν διαρρώσ μετά τῶν τροχιανήν ἡλεκτρογίων.

Ἄλλα ἴσοτοπική μετατόπισις παρατηρεῖται: οιαί μεταξύ ἴσομερῶν πυρήνων.

Ἡ ἡλεκτρομαγνητική ἀκτῖς δύναται: νά όπολογισθῇ ἐκ τῆς X-ἀκτινοβολίας τῆς ἐκπεμπομένης ύπο τῶν μεσονικῶν ἀτόμων (mesic atoms), ως ἀναπτύσσεται είς τό ἀμέσως ἐπόμενον κεφάλαιον.

Ἐτέρα ἡλεκτρική μέθοδος, ητις δύναται: νά χρησιμοποιηθῇ διά την προσδιορισμὸν τῆς ἀκτῖνος τοῦ πυρήνος, βασίζεται: είς τήν διαφοράν τῆς ἡλεκτροστατικῆς ἐνεργεί-

ας δύο κατοπτρικῶν νουκλιδίων. 'Ως ἀνεφέρθη εἰς τό περὶ νουκλιδίων κεφάλαιον, τὰ κατοπτρικά νουκλίδια ἔχουν τὸν αὐτὸν μαζικὸν ἀριθμὸν  $A$ , ἀλλ' ὁ ἀριθμός τῶν πρωτονίων τοῦ ἐνός νουκλιδίου ἴσος ταῖς μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν νετρονίων τοῦ ἄλλου καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν νετρονίων μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν πρωτονίων τοῦ δευτέρου.

'Επί παραδείγματι, τὸ ζεῦγος τῶν νουκλιδίων  $^{16}_6C - ^{15}_5B$ , ἀποτελεῖ ζεῦγος κατοπτρικῶν νουκλιδίων. 'Εφ' ὅσον αἱ πυρηνικαὶ δυνάμεις εἴναι αἱ αὐταὶ μεταξὺ πρωτονίων καὶ νετρονίων, ἔπειτα ὅτι αἱ διαφοραὶ εἰς τὴν ἐνέργειαν συδέσεως, ἐκτός ἀπὸ τὴν διαφοράν εἰς τὴν μᾶζαν ἡρεμίας τοῦ νετρονίου καὶ πρωτονίου, εἴναι ἡλεκτροστατικῆς φύσεως. Διά ὅμοιόμορφον κατανομήν τοῦ φορτίου ἴσχει ὅτι:

$$E_C = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.9).$$

'Εφ' ὅσον τὸ φορτίον τούτων διαφέρει πατά μονάδα ἔπειτα ὅτι ἡ διαφορά εἰς τὴν ἐνέργειαν Coulomb, μεταξὺ τῶν δύο τούτων κατοπτρικῶν νουκλιδίων, θά εἴναι:

$$\Delta E = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{(Z-1)^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{1}{A^{1/3}} (2Z-1) \quad (2.10).$$

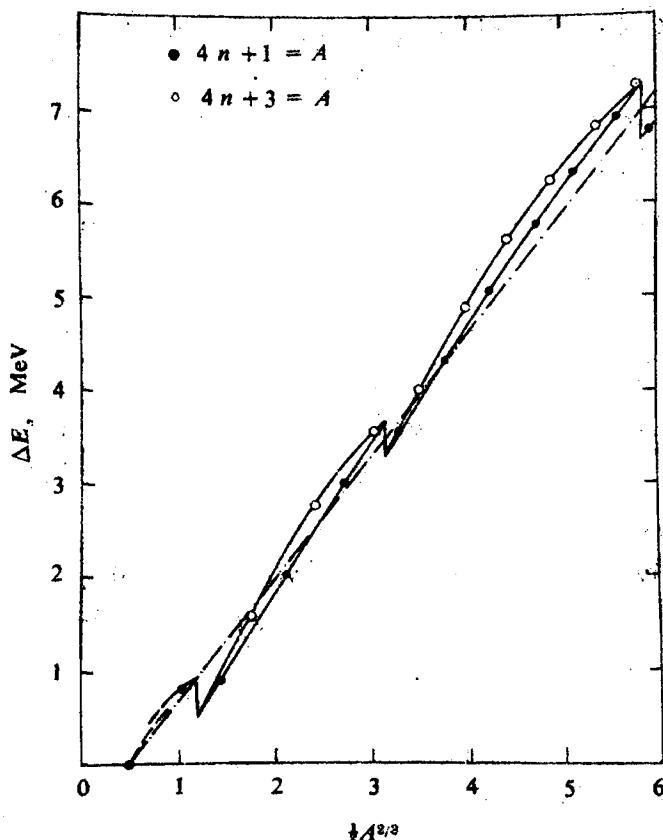
'Αλλὰ διὰ τὸν  $^{16}_6C$  ἔχομεν  $Z = \frac{A+1}{2}$ , καὶ συνεπῶς ἡ σχέσις (2.10) παθίσταται:

$$\Delta E = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{r_0} \cdot A^{2/3} \quad (2.11).$$

'Ἐν τῇσι σχέσεως (2.11) προκύπτει ὅτι εἰς διάγραμμα  $\Delta E = f(A^{2/3})$  θά ἔχωμεν εύθετιαν, ἐκ τῆς κλίσεως τῆς δποίας προκύπτει ἡ τιμὴ τῆς  $r_0 = 1,3F$  Σχῆμα (2.5).

Εἰς δλας τάς περιπτώσεις ἐθεωρήθη ὅτι τό σχῆμα τοῦ πυρήνος εἴναι σφαιρικόν. 'Ἐν τούτοις ἀπόκλισεις ἐκ τοῦ

σφαίρινος σχήματος διεπιστώθησαν είς πολλούς πυρήνας.



Σχ. 2.5. Πειραματικῶς προσδιορισθεῖσα τιμαὶ τῆς διαιροῦσας ἐνεργείας  $\Delta E = f(1/2 A^{2/3})$ .

### 2.3. Μεσονικά άτομα καὶ ἀκτίς τοῦ πυρῆνος.

Εἶναι δυνατόν μ-μεσόνια, ἐλκόμενα ύπό τοῦ πεδίου Coulomb τοῦ πυρῆνος, νά τεθοῦν εἰς τροχιάν τοῦ ἀτόμου, κατ' ἀναλογίαν κρός τά τροχιακά ἡλεκτρόνια, καὶ νά σχηματίσουν άτομα καλούμενα μεσονικά άτομα. Ἡ ἐκπομπή X-ἀκτινοβολίας πατά τήν μετάπτωσιν ἐνός μ-μεσονίου, ἐκ

τινος ύφηλοτέρας ένεργειακής στάθμης, εἰς στάθμην μικροτέρας ένεργειας, εἶναι: ἀνάλογος πρός τήν συνήδη μετάπτωσιν ἐνδεκτροφίου, μέ τήν διαφοράν δτι ή ἐνέργεια ταυτης εἶναι: ἀρκετά μεγαλυτέρα.

Ἡ μέση διάρκεια ζωῆς ἐνδεκτροφίου μεσονικού ἀτόμου εἶναι περίπου  $10^{-6} \text{--} 10^{-8}$  sec. Ἡ ἐνέργεια τοῦ μεσονίου εἰς τήν τροχιάν μέ νύριον κβαντικόν ἀριθμόν  $n$ , δίδεται: ὑπὸ τῆς ἔξισώσεως τοῦ Bohr:

$$E_n = -\frac{\pi \mu \cdot Z^2 e^4}{2 \hbar^2 n^2} = -\frac{207 m_e Z^2 e^4}{2 \hbar^2 n^2} \quad (2.12)$$

Ἐνθα  $m_\mu = 207$   $m_e$  εἶναι: ή μᾶζα ἐνδεκτροφίου καὶ  $m_e =$  ή μᾶζα τοῦ ἡλεκτρονίου,  $\hbar = h/2\pi$ . Διὰ  $Z=10$ , ή ἐνέργεια μεταπτώσεως, εἰς τήν ἀμέσως πατωτέραν στάθμην, εἶναι: τῆς τάξεως μερικῶν ἐκατοντάδων KeV, ἐνῷ διὰ  $Z=50$  φθάνει: τὸ MeV. Ὁ πίνακας (2.1) δίδει μερικάς πειραματικάς τιμάς ὥρισμένων μεσονικῶν ἀτόμων.

### Πίνακες 2.1

Ἐνέργειαι:  $\mu^-$  - καὶ  $e^-$  - μεταπτώσεων  $2p \rightarrow 1s$

"Ατομον	'Ἐνέργειαι $\mu^-$ - μεταπτώσεων KeV	'Ἐνέργειαι $e^-$ - μεταπτώσεων KeV
Al	350	
Ti	955	4,95
Cu	1550	8,96
Sb	3500	30,35
Pb	6020	88

Εἰς τὸν πίνακα τοῦτον παρέχονται:, πρός σύγκρισιν, αἱ ἀντίστοιχοι τιμαί δι' ἡλεκτρονικάς μεταπτώσεις.

‘Η αλασσική άκτις τῆς τροχιάς μέ κβαντικόν ἀριθμόν π, εἰς τὰ μεσογιάλα ἀτομα, εἶναι:

$$r = \frac{n^2 \hbar^2}{Zm_p e^2} \quad (2.13).$$

‘Η τροχιά δηλαδή Κ τοῦ μεσονικού ἀτόμου, λόγω τῆς μεγάλης μάζης τοῦ μ-μεσονίου, εἶναι: 207 φοράς περίπου μικροτέρα τῆς τροχιάς Κ ἐνδές ήλεκτρονίου.

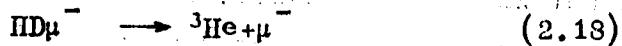
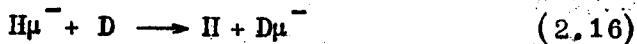
Διά  $n=1$  καὶ  $Z=82$  προκύπτει  $r = 3,07 \cdot 10^{-13}$  cm, ήτις εἶναι μικροτέρα τῆς άκτινος τοῦ πυρήνος τοῦ Pb, ( $3 \cdot 10^{-12}$  cm). Δηλαδή τὸ μ-μεσόνιον δαπανᾷ ἐν μεγαλύτερον ποσοστόν χρόνου ἐντός τοῦ πυρήνος ἢ ἐν ήλεκτρόνιον τῆς Κ-τροχιάς. ‘Η μεγάλη πιθανότης νά εύρισκεται ἐν μεσόνιον ἐντός τοῦ πυρήνος σημαίνει δτι ἡ δυναμική ἐνέργεια τῶν μ-μεσονίων εἰς τὴν τροχιάν Κ εἶναι εὐαίσθητος εἰς μεταβολάς τῶν ἴδιοτήτων τοῦ πυρήνος ὡς μεγέθους, συμμετρίας κλπ.

‘Ο βαθμός ἡαδ’ δν ἡ ἐνέργεια αὐτῇ τροκοιεῖται, ἀναρρινεται εἰς τὴν ἐνέργειαν καὶ τὴν ἔντασιν τῆς ἐκπεμπομένης Χ-άκτινοβολίας ἢ ήλεκτρονίων Auger κατά τάς μεταπτώσεις ἀπό τὴν τροχιάν L εἰς τὴν τροχιάν K. ’Εκ τῶν διαφόρων μετρήσεων εύρεθη δτι ἡ άκτις τοῦ πυρήνος δίδεται ὑπό τῆς σχέσεως (2.4) μέ  $r_0 = 1,2F$ . ‘Η συμπεριφορά αὐτῇ τῶν μεσονικῶν ἀτόμων εἶναι εὐαίσθητος ὡς πρᾶς τὴν πυκνότητα φορτίου ἐντός τοῦ πυρήνος, ἐνῶ πλείσται τῶν ἄλλων μεθόδων ἐξαρτῶνται ἐκ τῶν συνθηκῶν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας.

‘Ο σχηματισμός μεσονικού ἀτόμου ὑδρογόνου, δύναται νά προκαλέσῃ καταλυτικάς ἀντιδράσεις, ὑπό ὥρισμένας συνθήκηας: Π.χ.



Ένθα ή έκλυομένη ένέργεια ( $5,5 \text{ MeV}$ ) μεταφέρεται ώπερ τῶν  $\mu$ -μεσονίων δπως διεπιστώθη ώπερ τοῦ Alvarez εἰς θάλαμον φυσαλλίδων. Ἡ καταλυτική αστη ἀντίδρασις δυνατόν νά λαμβάνη χώραν εἰς τὰ ἑτῆς στάδια:



Γενικῶς ή σύλληψις  $\mu^-$ -μεσονίου ώπερ τοῦ πυρήνος δύναται νά δώσῃ ένδιαφερούσας χημικάς πληροφορίας, ἀλλά τό μέγα μειονέκτημα εἶναι ή μικρά διάρκεια. Καης τῶν μεσονίων ἀτόμων.

#### 2.4. Πρότυπον ἀερίου Fermi:

Τό βάθος τοῦ φρέστος δυναμικοῦ υπολογίζεται, κατά προσέγγισιν ἔαν θεωρήσωμεν τό γ πυρήνα ὡς ἀερίον ἐκ πανίσχυτος σφαίρας ἀκτίνος  $R$ . Τό ἀερίον τοῦτο θεωρεῖται ότι εὑρίσκεται εἰς τήν κατωτέραν, ένεργειακήν κατάστασιν ἡτοι εἰς τήν θερμοκρασίαν  $0^\circ\text{K}$ . Κατά τήν ἀρχήν τῆς ἀβεβαιότητος ἔχομεν

$$\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z = h^3$$

Ένθα  $\Delta x, \Delta y, \Delta z = \text{ἀβεβαιότητες θέσεως καὶ } \Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z = \text{ἀβεβαιότητες τῆς δρμῆς.}$  Άλλα  $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z = V = \text{ὅγκος πυρήνος.}$

"Ἄρα  $\Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z = h^3/V = \text{στοιχειώδης ὅγκος εἰς τόν χῶρον τῶν δρμῶν.}$  Κατά συνέπειαν σφαίρα ἀκτίνος  $p_f$  εἰς τόν χώρον τῶν δρμῶν, περιέχει  $\frac{4}{3} \pi p_f^3 \frac{V}{h^3}$  κυφελίδας εἰς  $0^\circ\text{K}$ . Διά τό ἀερίον ἴσχυει ή ἀπαγορευτική ἀρχή τοῦ Pauli καὶ ἐπομένως, ἐφ' ὅσον ἔχομεν  $N$  νετρόγια, δ' ἀριθμός τῶν κατειλημμένων κυφελίδων εἶναι  $N/2$ . Ήτοι  $\frac{4}{3} \pi p_f^3 \frac{V}{h^3} = \frac{N}{2}$

Βάσει της σχέσεως  $E_f = \frac{p_f^2}{2M}$ , ένθα μ= ή μάζα του νετρονίου, εδρίσκομεν

$$E_f = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{N}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{M}$$

Θεωρούμεν κατά προσέγγισιν  $N=Z=\frac{A}{2}$ . Έχομεν έπισης  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ , και  $R=r_0 A^{\frac{1}{3}}$  ( $r_0 \approx 1,37$ ). Άντικαθιστώντες και θέτοντες τάσ άριθμητικάς τιμάς εδρίσκομεν  $E_f \approx 28 \text{ MeV}$ . Δηλαδή τό βάθος του φρέστος δυναμικού είναι της τάξεως των 30 MeV.

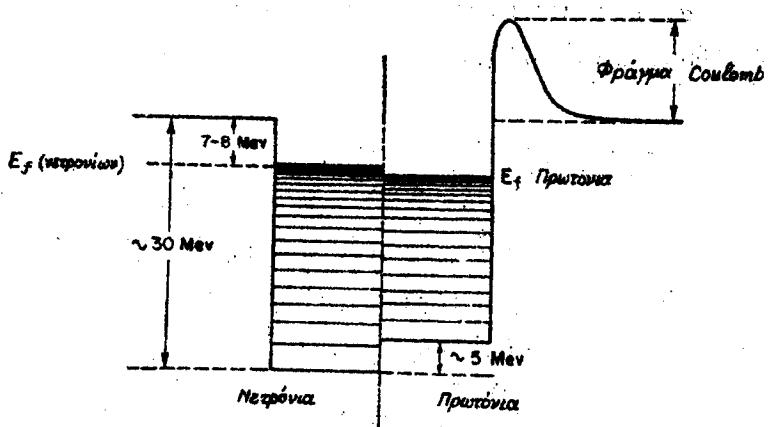
## 2.5. Πυκνότης σταθμών ένεργειας:

Η πυκνότης των σταθμών ένεργειας, εν συσχετισμῷ πρός τήν ένέργειαν διεγέρσεως,  $E$ , παρέχεται, εἰς τό πρότυπον αερίου Fermi, όπό της προσεγγίστηκε σχέσεως  $\rho = ce^{2V/\alpha E}$  έφθασ καί α=σταθεραί έξαρτώμεναι ἐκ του μαζικού ἀριθμού. Συνεπῶς η πυκνότης των σταθμών ένεργειας ανδάνει μέ ανησυχίαν τού  $E$ , σχ. (2.6) καί (5.2).

## 2.6. Φρέστρ δυναμικού.

Εκ της πέιραματικής μελέτης της σκεδάσεως πρωτονίων καί νετρονίων ἐπί πυρήνων προκύπτει, εν γενικαῖς γραμμαῖς, δτι τό φρέστρ δυναμικού των πυρήνων έχει βάθος περίπου 30 MeV. Δι' ἐν πρωτόνιον, προσεγγίζον πυρήνα ούρανίου, τό υφος τού φράγματος δυναμικού είναι περίπου 13 MeV. Η ένέργεια ήτις ἀπαιτεῖται διά τήν ἀπομάκρυνσιν ἐνός νουκλεονίου ἐκ του πυρήνος είναι, ὡς ἀνεφέρθη εἰς προηγόνυμενον κεφάλαιον, περίπου 7-8 MeV. Τούτο δμας σημαίνει δτι τά νουκλεόνια ἐντός του φρέστος δυναμικού, ήτοι του πυρήνος, δέν κείνται ἀποντα εἰς τόν πυθμένα του φρέστος. Εἰς τήν πραγματικότητα καταλαμβάνουν σειράν διακειριμένων ένεργεια-ακῶν σταθμών. Ταῦτα παρίστανται εἰς τό σχήμα (2.6). Λόγῳ τῆς θνάτερεως ἥλεκτροστατικῶν ἀπώσεων μεταξύ τῶν πρωτονίων, δχι δμας καί μεταξύ τῶν νετρονίων, τό βάθος του φρέστος δυναμικού διά τά πρωτόνια είναι μικρότερον του βάθους διά τά νετρόνια. Η  $E_f$  παριστά τήν θψηλοτέραν ένεργεια-ακῶν σταθμην ήτις περιέχει νουκλεόνια. Εν νουκλεόνιον εδρισκόμενον είς τήν σταθμην  $E_f$ , δύναται νά ἀπομακρυνθῇ

εύκολωτερον ἐφ' οσον κατέχει ήδη τήν μεγαλυτέρων ἐνέργειαν. Η ἀκιτουμένη ἐνέργεια διά τήν ἀπομάκρυνσιν ἐνδεικνύει την ισούλεονίου ἐκ τῆς στάθμης  $E_f$  ισούται μέ τήν ἐνέργειαν συγδέσεως τοῦ γουκλεονίου τοῦτον εἰς τὸν πυρήνα



Σχ. 2.6. Φρέαρ δυναμικού καὶ ἐνέργειαναὶ στάθμαι διὰ τὰ πρωτόνια καὶ νετρόνια.

καὶ εἶναι, ὡς εἴδομεν, περίπου 7-8 MeV. Συνεπῶς ἡ  $E_f$  πείται περίπου 7-8 MeV κάτωθεν τῆς μηδενικῆς δυναμικῆς ἐνέργειας. Η  $E_f$  διὰ τὰ πρωτόνια δέν εἶναι ἀκριβῶς ίση μέ τήν  $E_f$  ἀλλὰ διαφέρει δλίγον ταῦτης, πειρένη εἰς τὸ σχῆμα, δλίγον ὑφηλότερον. Εἰς ἄλλας περιπτώσεις ἡ σειρά δύναται νᾶ εἶναι ἀντεστραμμένη. Τό εδρος τοῦ φρέατος παριστᾷ τήν διάμετρον τοῦ πυρήνος.

## 2.7. Στροφορμή - Spin πυρήνος.

Τὸ 1913 δ. Bohr, ἐφαρμόσας τήν κραντικήν θεωρίαν εἰς τό πρότυπον τοῦ ἀτόμου τοῦ Rutherford, ἔδειχθη δτι ὑπάρ-

χουν ώρισμέναις τροχιαίς ήλεκτρονίων αίτινες είναι σταθεράι, υπό τήν έννοιαν ότι: τά ήλεκτρόνια είς τάς τροχιάς ταύτας δέν έκπεμπουν ένέργειαν. Εἰς τοιάντας τροχιάς τά ήλεκτρόνια διατηροῦν τήν ένέργειαν ἐπ' ἀπειρον. Εναστη τροχιά ἀντιστοιχεῖ είς ώρισμένην ένέργειαν τοῦ άτομου. Τά ήλεκτρόνια δυνανται νὰ ἀπορροφήσουν η νὰ ἀποβάλουν ένέργειαν μόνον διά μεταπτώσεως ἐκ μιᾶς τροχιάς είς τήν ἄλλην. Αἱ ἐπιτρεπόμεναι τροχιαί, είς τάς δοποίας φύρισκόμενον έν ήλεκτρόνιον δέν έκπεμπει ένέργειαν, είναι: έκειναι είς τάς δοποίας η τροχιακή στροφορμή είναι: ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ  $\hbar/2\pi$ .

$$\text{ήτοι: } P=mv r=n \frac{\hbar}{2\pi} = n\hbar \quad (2.19)$$

$$\text{Ένθα } n=1, 2, 3, \dots \text{ καὶ } \frac{\hbar}{2\pi} = \hbar$$

Γενικῶς δημοσιεύεται ούτις δυναταιί δχι μόνον κυκλικαί τροχιαί ἀλλά καὶ ἐλλειπτικαί. Εἰς ταύτας η ταχύτης δέν είναι, γενικῶς, κάθετος ἐπί τήν ἐπιβατικήν ἀκτίνα καὶ οὕτως έχομεν δύο συνιστώσας ταχύτητος, μίαν ἀκτινικήν καὶ μίαν ἀξιμουθεακήν κάθετον ἐπί τήν πρώτην. Δυνεπῶς έχομεν δύο συνιστώσας τής άρμής τῆς  $P_r$  καὶ  $P_\theta$ . Ο Sommerfeld δέχεται, κατά πλέον γενικευμένον τρόπον έναντι τής θεωρίας τοῦ Bohr, ότι τό διοκλήρωμα δράσεως  $\oint p_i dq_i$ , διά τούς χρονικόν διάστημα μιᾶς πλήρους διαδρομής τοῦ ήλεκτρονίου ἐπί τής ηλειστής ἐλλειπτικής τροχιάς, είναι: ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ  $\hbar$ , ήτοι:

$$\oint p_i dq_i = n_i \hbar \quad (2.20)$$

Ένθε  $p_i$  συζυγής άρμής έξηρτημένη ἐκ τῆς ἀντιστοίχου ηντεταγμένης  $q_i$ .

Ούτω διά τήν  $p_i$  έχομεν:

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi = kh \quad (2.21)$$

Ενθα  $\varphi = \eta$  γωνία περιστροφής καὶ  $k = \text{έξιμους τακός οι βαντικός}$  ἀριθμός = 1, 2, 3.

"Ητοι, ως προηγουμένως, η τροχιακή στροφορμή είναι απέραιον πολλαπλάσιον του  $h$ . Έν τούτοις, διά τήν έλλειψιν, η ἐπιβατική ἀκτίς  $r$  δέν είναι σταθερά καὶ συνεπῶς έχομεν ἐκ τῆς (2.20) τήν πρόσθετὸν συνθήκην

$$\oint p_r dr = n_r h. \quad (2.22)$$

Ἐνθα  $n_r = \text{άκτινικός οι βαντικός} = 0, 1, 2, \dots$

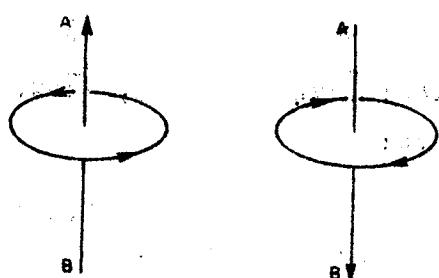
"Ο μόνος οι βαντικός ἀριθμός  $n = k + n_r$ .

Τό  $k$  δύναται νά λαμβάνῃ τάς τιμάς 1, 2, ...,  $n$ , ἀλλ' θα τήν τιμήν μηδέν, καθ' όσον θά έσηματεν εύθεταν διερχόμενη διά τοῦ πυρήνος. Συνεπῶς  $n \geq k$ . Διά  $n = k$  έχομεν τήν σχέσιν (2.19).

Κατά τήν κυματομηχανικήν ήτοι, αντί τῆς τροχιας, εἰσάγει τήν ξένοιαν τῆς κυματικής συναρτήσεως, τό μέγενος τοῦ ἀνύσματος τῆς τροχιακής στροφορμής  $p$ , είναι  $h\sqrt{1+(1+1)}$  ή κατά προσέγγισιν  $1h$ ,

Ἐνθα  $1 = \text{οι βαντικός} \text{ ἀριθμός λαμβάνων τάς τιμάς} 0, 1, 2, \dots$

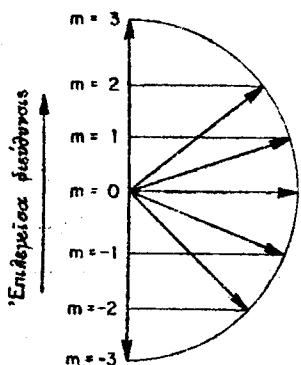
"Η τροχιακή στροφορμή είναι ἀνυσματικὴν μέγενος Σχ. (2.7)



Σχ. 2.7. Ἀνυσματικὴ παράστασις τῆς στροφορμῆς.

Τό μῆνος ΑΒ παριστά τό μέγενος τοῦ ἀνύσματος καὶ ὡς διεύθυνσις ἔξελέγη, αὐθαίρετως, ή διεύθυνσις καθ' ἥγι προχωρεῖ δεξιόστροφος ποχλίας περιστρεφόμενος κατά τήν αὐτήν διεύθυνσιν ὡς τό σωμάτιον.

Υπό τήν έπιδρασιν έξωτερικού μαγνητικού πεδίου οι δυνατοί προσανάτολισμοί του άνυσματος τής τροχιακής στροφορμής, λόγω του φαινομένου τής αβαντώσεως τής κατευθύνσεως τής στροφορμής, είναι ωρισμένοι, ούτως ώστε η προβολή τούτου έπει τήν διεύθυνσιν του μαγνητικού πεδίου δύναται νά λαμβάνη μόνον τάξις τιμάς  $m$  ένθα  $m = \text{μαγνητικός αβαντώντος άριθμός} = -1\dots0\dots+1$ . Τό  $m$  δύναται νά λαμβάνη οιανδήποτε τιμήν έκ τῶν  $(2l+1)$  διαφόρων τιμῶν καί εἰς έκαστην τιμήν του  $m$  άντιστοιχεῖ διάφορος έγέργεια. Τό σχήμα (2.8) δίδει τάξις 7 δυνατάς τιμάς τής προβολής του



Σχ. 2.8. Αἱ  $(2l+1)=7$  δύναταιί τιμαί τής προβολής του άνυσματος τής στροφορμής ως πρός δεδομένην διεύθυνσιν.

$$1 = 3.$$

άνυσματος τής τροχιακής στροφορμής διά  $1=3$ .

Ἐκ φασματοσκοπιῶν δεδομένων ἐγένετο δεκτόν δτι τό ήλεκτρόνιον, πέραν τής τροχιακής στροφορμής, ἔχει καί στροφορμήν ἐξ ίδίας περιστροφῆς, ήτις καλεῖται συνήθως spin τού ήλεκτρονίου. Τό μέγενος τού άνυσματος τού spin τού ήλεκτρονίου,  $P_s$ , είναι  $\hbar\sqrt{s(s+1)}$ , ένθα  $s = \frac{1}{2}$ . Οι δυνατοί προσανάτολισμοί του άνυσματος τού τού ως πρός δεδομένην διεύθυνσιν π.χ. τήν διεύθυνσιν του μαγνητικού πεδίου, είναι δύο, άντιστοιχούντες εἰς τάξις τιμάς  $m_s$  ή ένθα  $m_s = \pm 1/2$ . Κατά ταῦτα τό περί τόν πυρῆνα περιστρεφόμενον ήλεκτρόνιον ἔχει δύο στροφορμάς  $P_s = \vec{I}$  καί  $P_s = \vec{s}$  ή ορα ή άλιτη στροφορμή τούτου,  $\vec{J}$ , είναι ή συνισταμένη τῶν άνυσμάτων

π.χ. τήν διεύθυνσιν του μαγνητικού πεδίου, είναι δύο, άντιστοιχούντες εἰς τάξις τιμάς  $m_s$  ή ένθα  $m_s = \pm 1/2$ . Κατά ταῦτα τό περί τόν πυρῆνα περιστρεφόμενον ήλεκτρόνιον ἔχει δύο στροφορμάς  $P_s = \vec{I}$  καί  $P_s = \vec{s}$  ή ορα ή άλιτη στροφορμή τούτου,  $\vec{J}$ , είναι ή συνισταμένη τῶν άνυσμάτων

τής τροχιακής στροφορμής καί τής στροφορμής ἐξ ίδίας περιστροφής (spin).

$$\vec{J} = \vec{I} + \vec{s} \quad (2.23)$$

Τού μέγεθος του άνυσματος τής δλικής στροφορμής είναι:  $\hbar\sqrt{j(j+1)}$  ή κατά προσέγγισιν  $j\hbar$ , ένθα  $j=0$  ιβαντικός άριθμός τής δλικής στροφορμής  $= 1 + 1/2 = 1 - 1/2$ .

Ουτώ διά  $j=\frac{5}{2}$  έχομεν,  $\sqrt{\frac{5}{2}\left(\frac{5}{2}+1\right)} = \sqrt{\frac{35}{4}} = 2,958$  είς μονάδας  $\hbar$ . Διά δέ  $j=\frac{3}{2}, \sqrt{\frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}+1\right)} = \sqrt{\frac{15}{4}} = 1,936$  είς μονάδας  $\hbar$ . Η διαφορά είναι  $2,958 - 1,936 = 1,022$  ἐνώ  $\frac{5}{2} - \frac{3}{2} = 1$ .

Εφ'δον απ' διαφοραίς, κατά τάν συνδυασμόν τῶν άνυσμάτων, θέν είναι μεγάλαι, χρήσιμοποιούνται συνήθως απ' άπλουστευμέναι τεμαχίαν.

Παρουσία έξωτερικού μαγνητικού πεδίου τού άνυσμα τής δλικής στροφορμής προσανατολίζεται κατά  $(2j+1)$  διευθύνσεις ουτως ώστε ή προβολή τούτου, κατά τήν διεύθυνσιν του πεδίου νά λαμβάνη τιμάς καθοριζούνται άπο τον μαγνητικόν ιβαντικόν άριθμόν τής δλικής στροφορμής

$$m_j = j, J-1, \dots, 0, \dots, -J$$

Κατά συνέπειαν καταστάσεις του αύτού  $J$ , άλλα διαφορού  $m_j$ , άντιστοιχούν είς διάφορον ένέργειαν. Η παραδοχή δτι καί οι πυρήνες έχουν spin προέκυψεν τής μελέτης τής υπερλεπτής ψηφής τῶν φασματικῶν γραμμῶν. Διεπιστώθη δηλαδή δτι ή διάσπασις αύτη δέν ωρείλεται είς τήν διαφορού μάζαν τῶν ίσοτροπων τού στοιχείου (μολογότι τοιούτον ίσοτοπικόν φαινόμενον έπισης παρατηρεῖται), καθ' δσον παρετηρεῖτο αύτη καί είς μονοίσοτοπα στοιχεῖα. Κατ' άναλογίαν πρός τά ήλεκτρόνια, δεχόμεθα δτι καί τά

νουκλεόνια έχουν στροφορμήν έξι ίδίας περιστροφής, spin, τό μέγεθος της δποίας είναι:  $\hbar\sqrt{s(s+1)}$ . Όμως ικανός άριθμός, s, έχει, διά τα πρωτόνια και νετρόνια και γενικώς δι' όλα τα σωμάτια τα δποία άκολουθούν την στατιστικήν Fermi-Dirac, την τιμήν 1/2. Πέραν δμως της στροφορμής έξι ίδίας περιστροφής, spin, τα νουκλεόνια δύνανται να έχουν και τροχιακήν στροφορμήν λόγω της κινήσεως των έπι ώρισμένων τροχιών έντος του πυρήνας. Το μέγεθος του άνυσματος τούτου είναι:  $\hbar\sqrt{(J+1)}$ , ένθα  $J=1$  = ικανός άριθμός δυνάμενος για έχη άκεραίας τιμάς 0, 1, 2, 3, ... είς τάς δποίας δίδονται: τα σύμβολα, έκ της άτομικής φασματουκοπίας s, p, d, f... Ή δλική στροφορμή ένδος νουκλεονίου, πρωτονίου ή νετρονίου, είναι πατά τα προηγούμενα, το άνυσματικόν άνθροισμα τῶν δύο τούτων άνυσμάτων,  $\vec{J} = \vec{I} + \vec{s}$ . Το μέγεθος τούτου άνυσματος τούτου είναι:  $\hbar\sqrt{J(J+1)}$ . Συνήθως άγγι τῶν άνυσμάτων χρησιμοποιούμεν τούς ικανότητας άριθμούς J, 1, s. Ουτω γράφομεν  $J = 1 + s$ .

Διά  $s=0$ , ώς είς έν έλευθερον πρωτόνιον ή νετρόνιον, ή δλική στροφορμή του νουκλεονίου δύναται να έχη μόνον την τιμήν 1/2. Ήτοι: ή δλική στροφορμή ένδος νουκλεονίου, δπερ δέν έχει τροχιακήν στροφορμήν, είναι: αύτή αυτη ή στροφορμή έξι ίδίας περιστροφής, spin, του νουκλεονίου. Είς την περίπτωσιν ταύτην, ή χρησιμοποίησις της λέξεως spin διά τό νουκλεόνιον είναι δροῦ. Ήλλ' δταν άναφερώμεθα είς πυρήνα μέ περισσότερα του ένός νουκλεόνια, ή έννοια "spin του πυρήνος" άναφέρεται είς την δλικήν στροφορμήν του - του, ήτοι την τροχιακήν στροφορμήν και την στροφορμήν έξι ίδίας περιστροφής, spin, τούτου, και δχι μόνον είς την στροφορμήν έξι ίδίας περιστροφής. Ήταν λοιπόν είς

πυρήν περιέχη δύο ή περισσότερα νουκλεονία, ταῦτα διατάσσονται εἰς στάθμας αἵτινες καλούνται ἐνέργειακαί στάθματα τοῦ πυρῆνος. 'Η δλική στροφορμή ἐκάστου νουκλεονίου προστίθεται πρὸς σχηματισμόν τῆς δλικῆς στροφορμῆς τοῦ πυρῆνος, τοῦ μέγενος τῆς δποίας εἶναι:  $\hbar\sqrt{I(I+1)}$ , ἔνθα:  $I = \text{κβαντικός άριθμός τῆς δλικῆς στροφορμῆς}$ , δστις συνήθως χαρακτηρίζεται: ὡς τὸ spin τοῦ πυρῆνος, μέ τιμάς  $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2} \dots$  'Ο τρόπος τῆς συζεύξεως τῶν νουκλεονίων τοῦ πυρῆνος ἀναπτύνσεται: εἰς τὸ υπόδειγμά στιβάδων τοῦ πυρῆνος. 'Εφ'δσον τό πρωτόνιον καί τὸ νετρόνιον ἔχουν spin  $s = \frac{1}{2}$ , καί ἐφ'δσον δ κβαντικός άριθμός 1 δύναται: νά λάβῃ τιμάς  $0, 1, 2, 3 \dots$ , ἐπεταί δτι πυρῆνες, περιέχοντες ἄρτιον άριθμόν νουκλεονίων, ἥτοι πυρῆνες, μέ μαζικόν άριθμόν  $A = \text{ἄρτιον}$ , θά ἔχουν  $I = \text{είτε μηδέν, είτε άκεραιον άριθμόν}$ . 'Επί παραδείγματι, δ πυρήν τοῦ  $^{12}\text{C}$  ἔχει 6 πρωτόνια καί 6 νετρόνια, ἥτοι  $\text{ἄρτιος άριθμός νουκλεονίων καί συνεπῶς } A = \text{ἄρτιον}$ . Τό spin τοῦ πυρῆνος  $^{12}\text{C}$  εἶναι μηδέν. 'Ο πυρήν τοῦ δευτερίου περιέχει: ἐν πρωτόνιον καί ἐν δευτερόνιον. 'Ο μαζικός άριθμός  $A=2$  εἶναι  $\text{ἄρτιος άριθμός}$ . Τό spin τοῦ πυρῆνος τοῦ δευτερίου εἶναι: ἐνα. Τό spin τοῦ πυρῆνος τοῦ  $^{14}\text{N}$ , ἀποτελουμένου ἀπό 7 πρωτόνια καί 7 νετρόνια ( $A = \text{ἄρτιος}$ ) εἶναι: 1. Πυρῆνες οἵτινες ἔχουν περιττόν μαζικόν άριθμόν ( $A = \text{περιττός}$ ) ἔχουν spin πάντοτε ἡμιακέραιον. Οὕτω τό spin τοῦ  $^{13}\text{C}$  περιέχοντος 6 πρωτόνια καί 7 νετρόνια ( $A=13$  περιττός) εἶναι:  $1/2$ . Τό spin τοῦ πυρῆνος II (πρωτόνιον) εἶναι:  $1/2$ . Γενικῶς λοιπὸν ισχύει δτι, διά:

$$A = \text{ἄρτιος άριθμός} \quad I = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (2.24)$$

$$\text{καί διά} \quad A = \text{περιττός άριθμός} \quad I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots \quad (2.25)$$

Μία έπεκτασις του κανόνος τουτου, εύρεθείσα πειραματικώς ώς ίσχυουσα πάντοτε, είναι ότι αἱ εἰς τήν βασικήν ἐνεργειακήν κατάστασιν πυρήνες τύπου α-α, ήτοι πυρήνες έχοντες άρτιον άριθμόν πρωτονίων καὶ άρτιον άριθμόν νετρονίων, έχουν spin πάντοτε μηδέν. Τούτο βεβαίως ἀποτελεῖ εἰδικήν περίπτωσιν τοῦ κανόνος ότι πυρήνες μὲν Α=Άρτιον, έχουν spin 0,1,2,3,... 'Επί παραδείγματι, δ  $^{120}\text{C}$  εἶναι πυρήν τύπου α-α καὶ συνεπῶς έχει spin μηδέν. Η μεγαλύτερα τιμή spin πυρήνος εἰς τήν βασικήν κατάστασιν εύρεθη ότι εἶναι 7 (π.χ. διὰ τὸ  $^{176}\text{Lu}$ , ραδιενεργόν πυρήνα τύπου π-π) καὶ 9/2 (π.χ. διὰ τὸ  $^{179}\text{Hf}$ , σταθερόν πυρήνα τύπου α-π). Τό δὲ ή τιμή αρτη τοῦ spin εἶναι λίαν μικρά ζηναντι τοῦ A/2, ύποδηλοῦ ότι τά spin τῶν πλευτῶν νουκλεονίων ἔντος τοῦ πυρήνος ἀλληλοεξουδετεροῦνται. ('Υπόδειγμα στιβάδων πυρήνος).

Τό spin ἐνός πυρήνος εύρισκομένον εἰς διηγερμένην κατάστασιν δύναται νά εἶναι διάφορον τοῦ spin τοῦ πυρήνος τούτου εύρισκομένον εἰς τήν βασικήν κατάστασιν, ἀλλά καὶ ἐνταῦθα ίσχυει ό προαναφερθείς κανών.

'Ο προηγούμενος κανών (πυρήνες μέν Α=Άρτιον έχουν spin 0,1,2,3...) καὶ πυρήνες μέν Α=περιττόν έχουν spin 1/2, 3/2, 5/2 ...) ἀπετέλεσε μίαν ἐκ τῶν αἵτιῶν διὰ νά ἀπορριφθῇ ἡ ἀντίληψις ότι ό πυρήν συνίσταται ἐκ πρωτονίων καὶ ἡλεκτρονίων. 'Εάν δεχθῆμεν ότι ό πυρήν έχει βετικόν φορτίον Z, πρέπει νά ζητημεν εἰς τόν πυρήνα πρωτονία, ίσα εἰς άριθμόν πρός τόν ἀτομικόν άριθμόν, καὶ ἀιδημή ίσον άριθμόν πρωτονίων καὶ ἡλεκτρονίων οὕτως ὥστε νά ζητημεν τήν ἐπί πλέον ἀπαραίτητον μᾶζαν τοῦ πυρήνος ζηνεν προσθέτου φορτίου. 'Εάν λοιπόν ρ εἶναι τά πρωτό-

νια τοῦ πυρήνος, δὸς δλικδς ἀριθμός τῶν πρωτονίων καὶ ἡ-  
λεκτρονίων τοῦ πυρῆνος θά εῖναι:

$$p + p - Z = 2p - Z \quad (2.26).$$

Οὐ ἀριθμός τῶν ἡλεκτρονίων ἐντός τοῦ πυρῆνος εἶναι:  
(p-Z) τὸ δέ φορτίον τοῦ πυρῆνος  $p - (p - Z) = Z$  (2.27).

Δεδομένου δτὶς ἡ μᾶζα τοῦ ἡλεκτρονίου εἶναι λίαν μι-  
κρά ἐν σχέσει πρός τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου, ἔπειτα: δτὶς  
δὲ μαζικός ἀριθμός Α: ἴσοςται μέ την ἀριθμὸν τῶν πρωτονίων  
τοῦ πυρῆνος, ἢτοι  $A = p$ . Κατά συνέπειαν ἡ (2.26) γράφεται:

$$2p - Z = 2A - Z \quad (2.28).$$

Δηλαδὴ εἴτε δὲ μαζικός ἀριθμός εἶναι ἄρτιος εἴτε περιττός,  
τὸ spin τοῦ πυρῆνος θά ἔξαρταται πάντοτε ἐκ τοῦ Z. Διὰ  
τοῦ  $^{14}_{\text{N}}$  ἔχομεν κατά τὰ ἀνωτέρω,  $2 \cdot 14 - 7 = 21$  σωμάτια (14  
πρωτόνια καὶ 7 ἡλεκτρόνια) καὶ συγεπῶς τὸ spin τοῦ πυ-  
ρῆνος τοῦ  $^{14}_{\text{N}}$  θά ἔπειτε νά ἡτο ἡμιπεριττός ἀριθμός. Ἐκ  
τοῦ πειράματος δημοσίου εὑρέθη δτὶς τὸ spin τοῦ  $^{14}_{\text{N}}$  εἶναι 1.  
Ἡ ἀντιγομία αὕτη ἔξηγεῖται ἀν δεχθῶμεν δτὶς ἐντός τοῦ  
πυρῆνος δέν υπάρχουν ἡλεκτρόνια. Ἐξ ἀλλού, 7 πρωτόνια  
καὶ 7 νετρόνια δίδουν  $A = \text{ἀρτιον}$  καὶ συγεπῶς ἔχουν spin  
ἀκέραιον. Ὑπάρχουν δημοσίους καὶ ἄλλοι: λόγοι: οἵτινες συν-  
ηγοροῦν, μπέρ τῆς ἀπόφεως δτὶς δέν υπάρχουν ἡλεκτρόνια ἐν-  
τός τοῦ πυρῆνος.

## 2.8. Μαγνητική ροπή ἡλεκτρονίου.

Εἶναι γνωστόν δτὶς ἔκαστον μαγνητικόν δίπολον χαρα-  
κτηρίζεται: ἀπό τὴν μαγνητικὴν αύτοῦ ροπήν, μ., ἵσην πρός  
τὸ γιγόμενον τῆς ποσότητος μαγνητισμοῦ τοῦ ἐνάς πόλον,  
μ., ἐπί τῆς ἀπόστασιν αύτοῦ ἀπό τοῦ ἑτέρου, L, ἢτοι:

$$\mu = m \cdot L$$

(2.29).

Είς κυκλικός άγωγός άκτινος  $r$ , διαρρεόμενός όποι ήλεκτρικού ρεύματος έμφανίζει μαγνητική ροπή.

$$\mu = i \cdot S = i \pi r^2 \quad (2.30)$$

Ένθα  $i = \dot{\eta}$  έντασις του ρεύματος, καί  $S = \pi r^2 =$  τό έμβαδόν τής έπιφαγείας. Η κίνησις ήλεκτρονίου διατρέχοντος τήν τροχιάν τούτου περί τόν πυρήνα έντος χρόνου  $T$ , ισοδυναμεῖ μέρι με ρεύμα έντασεως  $i = \frac{q}{T} = \frac{-e}{T}$ .

Η έμφανιζομένη μαγνητική ροπή, πατά τήν σχέσιν (2.30) θά είναι:

$$\mu = -\frac{-e}{T} \pi r^2 \quad (2.31)$$

Δεδομένου ότι μεταξύ γωνιακής ταχύτητος καί περιβόου ισχύει η σχέσις  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  ξπεται: θτι:

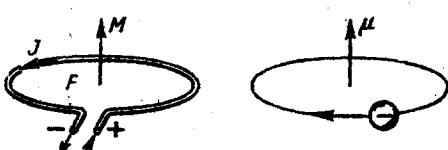
$$\mu = -\frac{ewr^2}{2} \quad (2.32)$$

Είς τό σχήμα (2.9) παρατηρούμενό θτι τά άνδηματά

τής μαγνητικής ροπής διευθύνονται πρός τά ίνω, καδ' οσον ή φορά του ήλεκτρικού ρεύματος είναι, συμβατικώς, άκτιθετος τής κινήσεως τόσο ήλεμένου ήλεκτρονίου. Η τροχιακή στρεφορμή ήλεκτρονίου κινουμένου: έπεις κυκλικής τροχιάς άκτινος  $r$

είναι:

$$P = M \omega = mr^2 \omega \quad (2.33)$$



Σχ. 2.9. Μαγνητική ροπή ρεύματος καί περιφέρο ήλεκτρονίου. Η τροχιακή στρεφορμή ήλεκτρονίου κινουμένου ήλεκτρονίου.

Ένθα  $m = \mu\alpha$  τοῦ ήλεκτρονίου,  $M = m r^2$  ροπή ἀδρανείας  
καὶ  $\omega =$  γωνιακή ταχύτης αὐτοῦ.

Ἐκ τῶν σχέσεων (2.32) καὶ (2.33) προκύπτει

$$\mu = -\frac{pe}{2m} \quad (2.34).$$

Δεδομένου δτι 1ΗΣΜ-φορτίου ισοῦται πρός  $\frac{1}{C}$  ΗΜΜ-φορτίου  
ένθα  $C =$  η ταχύτης τοῦ φωτός, ἐπειτα δτι η μαγνητική ροπή,  
εἰς ήλεκτρομαγνητικάς μονάδας, εἶναι

$$\mu = -\frac{pe}{2mC} \quad (2.35).$$

Ἐκ τῆς σχέσεως (2.35) προκύπτει δτι η μαγνητική ρο-  
πή εἶναι ἀνάλογος τῆς τροχιακῆς στροφόρμης. Τό ἀρνητικόν  
σημεῖον ὑποδηλοῦ δτι η μ καὶ η  $p$  έχουν ἀντίθετον διεύθυν-  
σιν (σχ. (2.9) καὶ (2.7)).

$$\text{Ό λόγος } \mu/p = \gamma = -\frac{e}{2mC} \quad (2.36)$$

καλεῖται γυρομαγνητικός λόγος.

Τό βέγεθις τῆς τροχιακῆς στροφορμῆς  $P = \vec{e} \times \vec{r}$  εἰς τό ἄτομον  
δίδεται υπό τῆς σχέσεως  $\hbar\sqrt{1+1}$  καὶ συνεπῶς έχομεν ἐκ  
τῆς (2.35)

$$\mu = -\frac{e}{2mC} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{1(1+1)} \quad (2.37)$$

$$\text{καὶ } |\mu| = \frac{eh}{4\pi mC} \sqrt{1(1+1)} \quad (2.38)$$

Ό σταθερός παράγων  $\frac{eh}{4\pi mC}$  εἰς τήν ἐξίσωσιν (2.38)  
ἀποτελεῖ τήν φυσικήν μονάδα τῆς μαγνητικῆς ροπῆς καὶ κα-  
λεῖται μαγνητόνη τοῦ Bohr,  $\mu_B$ , μέ τιμήν

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mC} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg/gauss} \quad (2.39)$$

Βάσει τῆς μονάδος ταύτης η μαγνητική ροπή ἐνός τροχιακοῦ  
ήλεκτρονίου εἰς τό ἄτομον δίδεται υπό τῆς σχέσεως

$$\mu_e = -\mu_B \sqrt{1(1+1)} \approx -\mu_B 1 \quad (2.40)$$

Η μαγνητική ροπή του ήλεκτρονίου, ήτις όφείλεται εκ τό spin αυτού, δύναται νά υπολογισθῇ καθ' όμοιον τρόπου. Τό πείραμα δεικνύει ότι αυτή δέν είναι ήμίσεια μαγνητόνη του Bohr,  $\mu_z(S) = -\mu_B m_S = -\frac{1}{2} \mu_B$ , άλλα μία μαγνητόνη. Δηλαδή από τά πειράματα ικά δεδομένα προκύπτει ότι ο λόγος μαγνητικής ροπής πρός τήν στροφορμήν αυτού, λόγω της ίδιας περιστροφής του ήλεκτρονίου, είναι διπλάσιος του λόγου  $\mu_B$  (2.35) ήτοι:

$$\begin{aligned} \mu_S &= -\frac{2e}{2mc} P_S = \\ &= -\frac{2eh}{4\pi mc} \sqrt{s(s+1)} \\ &= -2\mu_B \sqrt{s(s+1)} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Κατά συνέπειαν διά τήν μεγίστην τιθήν της  $\pm$ -συνιστώσης, ήτις συνήθως ένδιαφέρει, θά έχωμεν:

$$\mu_z(S) = -2\mu_B m_S = -2 \frac{1}{2} \mu_B = -1\mu_B \quad (2.42)$$

Εάν θεωρήσωμεν τήν περίπτωσιν περισσοτέρων ήλεκτρονίων (π.χ. δύο) διά τά δποτα ίσχύει ή σύζευξις LS, τότε ή συνισταμένη στροφορμή έκ περιφορᾶς  $\vec{L}$ , καί ή συνισταμένη στροφορμή λόγω spin  $\vec{S}$  θά δώσουν δλικήν στροφορμήν  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Κατέ συνέπειαν ή συνισταμένη μαγνητική ροπή λόγω τροχιακής κινήσεως είναι  $\mu_L = -\frac{\mu_B \vec{L}}{\hbar}$  καί συνισταμένη μαγνητική ροπή λόγω spin είναι  $\mu_S = -\frac{2\mu_B \vec{S}}{\hbar}$ . Αρα ή δλική μαγνητική ροπή μ είναι

$$\mu = \mu_L + \mu_S = -\frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{L} + 2\vec{S}) \quad (2.43)$$

Επίσης έχωμεν

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.44)$$

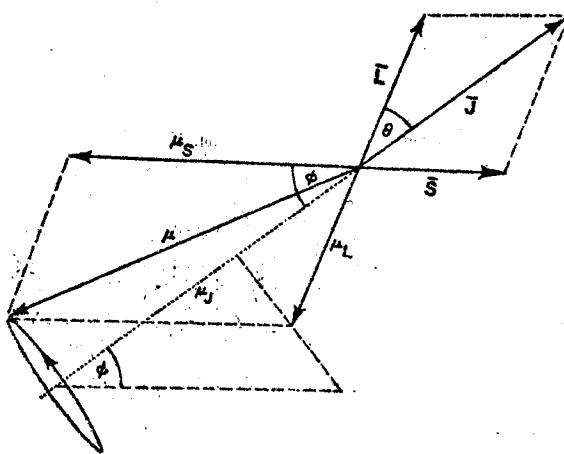
ένθα

$$\vec{J} = \sqrt{J(J+1)} \hbar$$

$$\vec{L} = \sqrt{L(L+1)} \hbar$$

$$\vec{S} = \sqrt{S(S+1)} \hbar$$

Παρατηρούμεν δηλαδή ότι τό άνυσμα τής δλικής μαγνητικής ροπής δέν είναι παράλληλον πρός τήν δλικήν στροφορμήν λόγω του συντελεστού 2 του spin. Είς τό σχήμα (2.10) φαίνεται ότι ή δλική μαγνητική ροπή, δέν συμ-



Σχ. 2.10. Σχέσεις δλικής μαγνητικής ροπής με και τών έπι μέρους μαγνητικών ροπών με και μεταξύ  $\vec{J}$ ,  $\vec{S}$ ,  $\vec{L}$ .

πίκτει πρός τήν διεύθυνσιν τής δλικής στροφορμής,  $\vec{J}$ , και όφεισταται μεταπτωτικήν κίνησιν περί τήν δλικήν στροφορμήν. Ή μι είναι ή προβολή τής με πέρι τήν διεύθυνσιν τής  $\vec{J}$ . Η διεύθυνσις τῶν άνυσμάτων τής στροφορμής είναι άντιθετος πρός τήν διεύθυνσιν τῶν άντιστοίχων άνυσμάτων τής μαγνητικής ροπής. Άλλα έν τοι διαγράμματα τῶν άνυσμάτων

Έχουμεν:

$$\mu_j = \mu_L \cos(L, J) + \mu_S \cos(S, J) \quad (2.45)$$

\* Άλλα:

$$\mu_L = -\frac{e\hbar}{4\pi m C} \sqrt{L(L+1)} \quad (2.46)$$

$$\mu_S = -\frac{2e\hbar}{4\pi m C} \sqrt{S(S+1)} \quad (2.47)$$

\* Εκ των (2.45), (2.46), (2.47) έχουμεν:

$$\mu_j = -\mu_B [\sqrt{L(L+1)} \cos(L, J) + 2\sqrt{S(S+1)} \cos(S, J)] \quad (2.48)$$

\* Εκ του τριγώνου LJS προκύπτει:

$$S^2 = L^2 + J^2 - 2LJ \cos(L, J) \text{ και } L^2 = S^2 + J^2 - 2SJ \cos(S, J)$$

Τά μήκη των  $\vec{S}, \vec{L}, \vec{J}$  είναι αντιστοίχως  $\sqrt{S(S+1)}$ ,  $\sqrt{L(L+1)}$ ,  $\sqrt{J(J+1)}$  είς μονάδας  $\hbar$ .

\* Θέτοντες αντί  $L^2, S^2, J^2$  τά  $L(L+1), S(S+1), J(J+1)$  και λύοντες ώς πρός  $\cos(L, J)$  και  $\cos(S, J)$  ενθέσκομεν:

$$\begin{aligned} \mu_j &= -\frac{e}{2mC} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{J(J+1)} g \\ &= -\mu_B g \sqrt{J(J+1)} \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.50)$$

δοτις καλείται παράγων Landé.

\* Ο παράγων  $g$  έξαρτηται γενικώς έκ των  $L, S$  και  $J$ .

Διά  $S=0$ ,  $g=1$  και διά  $L=0$   $g=2$ . Αμφιβέστερον ή τιμή  $g$ , διά  $L=0$ , είναι 2,00229 και άρα ή ακριβής τιμή της μαγνητικής ροπής του ήλικετρονίου λόγω spin είναι:

$$\mu_{z(s)} = -2,00229 \left(\frac{1}{2}\right) \mu_B = -0,928 \cdot 10^{-20} \text{ erg/gauss}$$

\* Εκ της σχέσεως (2.49) παρατηρούμενος δτι δ λόγος  $\frac{\mu_i}{\mu_B}$  είναι μεγαλύτερος του μέτρου  $\frac{J}{\hbar}$  κατά τόν παράγοντα Landé. Ο αντός παράγων αύξησεως θπεισέρχεται και κατά τήν προβολήν του  $\mu_j$ , έπι τήν διεύθυνσιν

ένδει έξιτερος πεδίου. 'Η συνιστώσα τής δλικής μαγνητικής ροπής κατά τήν διεύθυνσιν τού πεδίου είναι:

$$\mu_B = - \frac{e}{2mc} \frac{\hbar}{2\pi} M_J g \quad (2.51)$$

$$= - \mu_B M_J g$$

Ένθα  $M_J = +J, J-1, \dots, -J$

Τό πηλίκον τής μαγνητικής ροπής με πρόση τήν προκαλούσαν ταύτην στροφορμήν  $\sqrt{J(J+1)}\hbar$  καλεῖται γυρομαγνητικός λόγος ('Εξισώσεις 2.36). Βάσει λοιπόν τής σχέσεως (2.49) έχομεν

$$\frac{\mu_J}{\hbar\sqrt{J(J+1)}} = - \frac{e}{2mc} g = \gamma \quad (2.52)$$

Διά  $S=0$ ,  $g=1$  καί αι έξισώσεις (2.36) καί (2.52) συμπίπτουν.

## 2.9. Μαγνητική ροπή νουκλεονίων.

Δεδομένου ότι, ώς άνεψερθη είς τό προηγούμενον κεφάλαιον, τά πρωτόνια έχουν στροφορμήν έξι ίδιας περιστροφής, προκύπτει ότι θά έχουν καί μαγνητικήν ροπήν. Τό μέγεθος αυτής ενδίσκεται: έάν είς τήν σχέσιν (2.39) θυντικαστήσωμεν τήν μάζαν την ήλεκτρονίου διά τής μάζης τού πρωτονίου,  $M$ :

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{4\pi mc} = 5,05038 \cdot 10^{-24} \text{ erg/gauss} \quad (2.53)$$

Ήτις είναι μικροτέρα τής μαγνητόνης τού Bohr κατά τόν λόγον  $\frac{m}{M} = \frac{1}{1836}$ .

'Η μονάς,  $\mu_n$ , καλεῖται πυρηνική μαγνητόνη. Λόγω τού θετικού φορτίου τού πρωτονίου τά άνυσματα τής στροφορμής καί τής μαγνητικής ροπής είναι διδοσημα.

Τό έλευθερον πρωτόνιον, έχον μόνον στροφορμήν έξι ίδιας περιστροφής, άναμένεται νά έχη μαγνητικήν ροπήν, λόγω στροφορμής έξι ίδιας περιστροφής, spin, ίσην πρός μίαν πυρηνικήν μαγνητόνην. Έν τούτοις δμως εύρεθη δτι ή μαγνητική ροπή τοῦ πρωτονίου, ἀντί τῆς άναμενομένης τιμῆς 1, εἶναι:

$$\mu_p = +2,793 \text{ πυρηνικά μαγνητόνα: } (2.54)$$

Τό νετρόνιον, παρ' δλον δτι δέν έχει φορτίον, εύρεθη πειραματικῶς δτι έχει μαγνητικήν ροπήν

$$\mu_n = -1,913 \text{ πυρηνικά μαγνητόνα: } (2.55).$$

Τό άρνητικόν σημεῖον ύποδηλοῦ δτι ώπενθυνον διά τήν μαγνητικήν ροπήν τοῦ νετρονίου εἶναι: Έν περιστρέφομενον άρνητικόν φορτίον. Δεδομένου δμως δτι τό νετρόνιον έν τῷ συνδλῳ δέν έχει φορτίον, έπειτα δτι η προχική οὐνησίς αύτοῦ δέν δύναται νά προκαλέσῃ τήν έμφάνισιν μαγνητικῆς ροπῆς καί πάτερ συνέπειαν

$$\mu_n(\text{προκαλεῖ}) = 0 \quad (2.56)$$

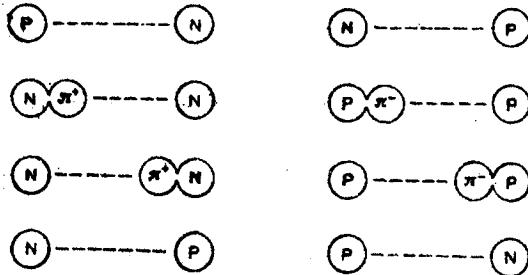
Η άγνωμαλος αὕτη μαγνητική ροπή τοῦ πρωτονίου καί τοῦ νετρονίου δύναται νά έξηγηθῇ ποιοτικῶς διά τῆς έκπομπῆς καί άπορροφήσεως π-μεσονίων, Δεχθεντα δηλαδή δτι τά σωμάτια ταῦτα, παρ' δλον δτι θεωροῦνται ως ἀπλᾶ έχουν, έν τούτοις έσωτερικήν δομήν. Κατά ταῦτα δεχθεντα δτι τά νουηλεόνια περιβάλλονται ώπος νέφους π-μεσονίων, ἀτινα ύφίστανται ἀντιδράσεις ἀνταλλαγῆς κατά τό σχῆμα (2.11).

Εἰς τό σχῆμα τοῦτο, έν  $\pi^+$ -μεσονίον άποβάλλεται ώπος τοῦ πρωτονίου καί συλλαμβάνεται ώπος ένδος νετρονίου δπερ καθίσταται πρωτόνιον, ἐνώ τό πρωτόνιον έγένετο γετρόνιον. Παρομοία ἀντίδρασις ἀνταλλαγῆς λαμβάνει χώραν καί μέ

$\pi^-$ -μεσονια (ώς και μέ π<sup>0</sup>-μεσονια)

Δυνάμεθα λοιπόν νά γράψωμεν

$$\begin{array}{c} p \leftrightarrow n + \pi^+ \\ \text{και} \quad n \leftrightarrow p + \pi^- \end{array} \quad (2.57)$$



Σχ. 2.11. Αντιδράσεις άνταλλαγής μεταξύ p και n

"Αρα τό πρωτόνιον ή τό νετρόνιον κατά έν ποσοστόν χρόνον ήταν μετατρέπεται είς τό σύστημα  $n + \pi^+$  ή  $p + \pi^-$  ή αντιστοιχίας, κατά δέ ποσοστόν χρόνου  $(1-\tau)$ , παραμένει ως "γυμνόν" πρωτόνιον ή νετρόνιον ήτοι άνευ τού νέφους τῶν π-μεσονίων.

"Εάν  $\mu_p^o = 1$  είναι η μαγνητική ροπή τού γυμνού πρωτονίου, +μη η μαγνητική ροπή τού  $\pi^+$ -μεσονίου, -μπ η μαγνητική ροπή τού  $\pi^-$ -μεσονίου και  $\mu_n^o = 0$  η μαγνητική ροπή τού γυμνού νετρονίου τότε η μαγνητική ροπή τού πρωτονίου θα είναι:

$$\begin{aligned} \mu_p &= \tau \mu_n^o + (1-\tau) \mu_p^o \\ &= \tau \mu_n + 1 - \tau = (\mu_n - 1) \tau + 1 \end{aligned} \quad (2.58).$$

Διά τό νετρόνιον, κατ' άντιστοιχίαν, έχομεν:

$$\mu_n = \tau \cdot 1 - \tau \mu_n + (1-\tau) 0 = \tau (1 - \mu \pi^-) \quad (2.59).$$

Άτι ως άνω σχέσεις (2.58 και 2.59) δίδουν:

$$\mu_p + \mu_n = 1 \quad (2.60)$$

ένω πειραματικῶν εὑρίσκομεν

$$\mu_p + \mu_n = 0,88 \quad (2.61)$$

Η τιμή αυτη εἶναι λίαν ἐγγύς τῆς μονάδος.

## 2.10. Μαγνητική ροπή τῶν πυρήνων

Κατ' ἀναλογίαν πρᾶξ τοῦ ἀναφερθέντα εἰς τὸ προηγούμενον κεφάλαιον, ἐν σχέσει πρᾶξ τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τῶν τροχιακῶν ἡλεκτρονίων σχέσις (2.49), ἡ μαγνητική ροπή τοῦ πυρήνος ἔχοντος διακήν στροφορμήν, Τ, μεγέθους  $\sqrt{I(I+1)}$  ħ, θά εἶναι

$$\begin{aligned} \mu_I &= \gamma \hbar \sqrt{I(I+1)} \\ &= g \frac{e}{2mc} \hbar \sqrt{I(I+1)} \end{aligned}$$

$$\text{καί } \mu = g \mu_n I \quad (2.62)$$

Σενθα  $\mu_n = \text{πυρηνική μαγνητόνη}$ ,  $\gamma = \text{γυρομαγνητικός λόγος}$   
 $= g \frac{e}{2mc}$ ,  $g = \text{πυρηνικός παράγων καί } \mu = \text{ή μεγίστη τιμή τῆς συνιστώσης } \mu_z$ , ήτις ἀναφέρεται συνήθως ὡς μαγνητική ροπή τοῦ πυρήνος.  
 Η σχέσις αυτη δεικνύει ότι διά πυρήνας τύπου α-α, διά τούς δποίους  $I=0$ , η μαγνητική ροπή μ τῶν πυρήνων τούτων εἶναι ἐπίσης μηδέν,  $\mu_I=0$ . Πυρήνες τύπου π-π, ἔχουν  $A=\text{ἀρτιον}$ , ἀλλά ἔχουν ἐν μονήρες πρωτόνιον καί ἐν μονήρες νετρόνιον καί συνεπῶς ἔχουν  $\mu_I \neq 0$ . Τούτο σημαίνει ότι η ἀλική στροφορμή τῶν δύο μονήρων νουκλεονίων τούτων δέν ἔξαλείφεται ὡς εἰς τὴν περίπτωσιν δύο πρωτονίων ή δύο νετρονίων. Πυρήνες τύπου α-π καί π-α,  $A=\text{περιττός}$ , ἔχουν μετρήσιμον τιμήν  $\mu_I$ . Δεδομένου ότι τὸ δευτερόνιον συνίσταται ἐξ ἑνός πρωτονίου καί ἑνός νετρονίου δυνάμεθα γάλιθερήσωμεν ότι η

μαγνητική ροπή τοῦ πυρῆνος τοῦ δευτερονίου διά τήν κατάστασιν  $S(1=0)$ , θά εἶναι τὸ ἄθροισμα τῶν μαγνητικῶν ροπῶν τῶν δύο νουκλεονίων, ἥτοι:

$$\mu_s = \mu_p + \mu_n \quad (2.63)$$

$$= 2,79268 - 1,91354 = 0,87914 \text{ πυρηνι-}$$

καί μαγνητόναι.

Αἱ πειραματικαὶ δύμας μετρήσεις τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τούτου ἔδωσαν τιμὴν 0,8576 ἥτις διαφέρει τῆς τιμῆς τῆς σχέσεως (2.63) σημαντικῶς. Δηλαδὴ ἡ διαφορά αὕτη κείται πέραν τῶν δρίων τοῦ πειραματικοῦ σφάλματος. Ο λόγος τῆς διαφορᾶς ταῦτης εἶναι δτι τὸ δευτερόνιον εἰς τήν βασικήν αὐτοῦ κατάστασιν ( $S$  κατάστασις) δέν εἶναι τελείως σφαίρικόν, ἀλλά κατά ἐν ποσοστόν χρόνου ἐμφανίζεται μέ τροχιακήν κίνησιν, ( $D$  κατάστασις). Περίου ἐν ποσοστόν 4% τῆς  $D$  καταστάσεως ἀποιτεῖται διά τήν δικαιολόγησιν τῆς εύρισκομένης πειραματικῆς τιμῆς. Συνεπῶς τὸ δευτέριον κατά ἐν ποσοστόν 96% εύρισκεται εἰς τήν κατάστασιν  $S$  καί κατά ἐν ποσοστόν 4% εἰς τήν κατάστασιν  $D$ . Η ἀνωμαλία αὕτη εἰς τήν μαγνητικήν ροκήν τοῦ δευτερίου ἀποτελεῖ ἐνδειξιν τῆς ύπάρξεως μή κεντρικῶν δυνάμεων ἐντός τοῦ πυρῆνος.

Βάσει τῶν ἀναφερθεῖσῶν προηγουμένως σχέσεων (2.54, 2.55, 2.56) ἀναμένεται δτι ἡ μαγνητική ροπή τῶν πυρῆνων θὰ συνίσταται ἐκ τῆς ἀνύσματικῆς προσθέσεως τῶν ἑξῆς συνιστώσαν τῆς μαγνητικῆς ροπῆς:

1) συνιστῶσα τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τοῦ πρωτονίου λόγῳ τροχιακῆς κινήσεως;

2) συνιστῶσα λόγῳ τοῦ spin τοῦ πρωτονίου;

3) συνιστῶσα λόγῳ τοῦ spin τοῦ νετρονίου.

Ο Schmidt ύπέθεσεν δτι τὰ νουκλεόνια ἐντός τοῦ πυ-

ρήνος σχηματίζουν ζεύγη (πρωτόνια καί νετρόνια κεχαρι-  
σμένως) κατά τοιούτον τρόπον ώστε έκαστον ζεύγος νου -  
κλεονίων να έχη spin καί μαγνητική ροπή μηδέν. Κατά  
συνέπειαν ή μαγνητική ροπή τού πυρήνος, ώς καί τό spin  
αὐτού, προέρχονται έκ τῶν μή συνεζευγμένων νουκλεονίων.  
Π μαγνητική ροπή τού νουκλεονίου βάσει τῶν ἀνωτέρω συ-  
νίσταται έκ τῶν

$$\begin{aligned} 1) \quad \mu_\ell &= g_\ell \cdot I \cdot \mu_n \\ 2) \quad \mu_s &= g_s \cdot S \cdot \mu_n \\ \text{καί} \quad 3) \quad \mu &= g \cdot I \cdot \mu_n \end{aligned} \quad (2.64)$$

Ενθα  $\mu_\ell = 0$  μαγνητική ροπή λόγω τῆς τροχιακῆς κινήσεως  
τού νουκλεονίου.

$\mu_s$  = μαγνητική ροπή λόγω spin τού νουκλεονίου  
 $\mu$  = ή διική μαγνητική ροπή τού νουκλεονίου

καί  $g_\ell, g_s, g = 0$  ή άντιστοιχοι πυρηνικοί παράγοντες.

Διά τό πρωτόνιον καί γετρόνιον έχομεν τάς εξής τι-  
μάς  $g_\ell$  καί  $g_s$  καί  $g$  έννοι:  $g = \frac{1}{2} (g_\ell + g_s) + \frac{1}{2} (g_\ell - g_s) \frac{I(1+I) - S(S+1)}{I(I+1)}$

$$\begin{array}{ccc} g_\ell & g_s & g \\ p & 1 & 5,586 \quad 5,586 \\ n & 0 & -3,826 \quad -3,826 \end{array}$$

Ούτω έκ τῆς σχέσεως (2.64) προκύπτει:

$$\mu_p = 5,58 \frac{1}{2} \mu_n = 2,79 \mu_n$$

$$\mu_n = -3,82 \frac{1}{2} \mu_n = -1,91 \mu_n$$

Αἱ τιμαί τού  $g$ , γενικώς κείνται μεταξύ -4 καί +6. Ο  
πίναξ (2.2) δίδει μερικάς τιμάς τού  $g$  διά διαφόρους πυ-  
ρήνας.

## Π Ι Ν Α Ι 2.2.

Τιμαί ο διά διαφύρους πυρήνας.

Πυρίν	I	$\mu/\mu_n$	g
P	$1/2$	2,79	5,58
N	$1/2$	-1,91	-3,82
$^2H$	1	0,86	0,86
$^3He$	$1/2$	-2,1	-4,2
$^{27}Al$	$1/2$	3,6	1,76
$^{109}Ag$	$1/2$	-0,1	-0,2
$^{28}Si$	$1/2$	-0,6	-1,2
$^{57}Co$	$7/2$	4,6	1,31
$^{151}Eu$	$5/2$	3,6	1,55
$^{91}Zr$	$1/2$	-1,1	-0,55
$^{129}Te$	$1/2$	-0,9	-1,8
$^{55}Mn$	6	3,4	0,57
$^{40}K$	4	-1,3	-0,22
$^{87}Rb$	2	-1,7	-0,85

Τό spin ένος μονήρους νουκλεονίου δύναται να έχη μόνον δύο διευθύνσεις ως πρός το άνυσμα της τροχιακής στροφορμής 1, καί συνεπώς

$$I=1+s \quad \text{ή} \quad I=1-s \quad (2.65)$$

Βέσει τῶν άνωτέρω διά  $I=1+\frac{1}{2}$  έχομεν  $g=\left(1 g_\ell + \frac{1}{2} g_s\right) \left(1 + \frac{1}{2}\right)^{-1}$  καί οιά  $I=1-\frac{1}{2}$ ,  $g=[(1+1) g_\ell - \frac{1}{2} g_s] \left(1 + \frac{1}{2}\right)^{-1}$ . Επομένως έν της σχέσεως (2.62) έχομεν

$$\mu = \mu_n \left[ 1 g_\ell + \frac{1}{2} g_s \right] \quad \text{διά} \quad I=1+\frac{1}{2} \quad (2.66)$$

$$\text{καί} \quad \mu = \mu_n \left[ (1+1) g_\ell - \frac{1}{2} g_s \right] \frac{21-1}{21+1} \quad \text{διά} \quad I=1-\frac{1}{2} \quad (2.67)$$

Ο πίνακας (2.3) δίδει τάς μεγνητικάς ροπάς τῶν πυρήνων ύπολογιζομένας βάσει τῶν σχέσεων (2.66) καί (2.67).

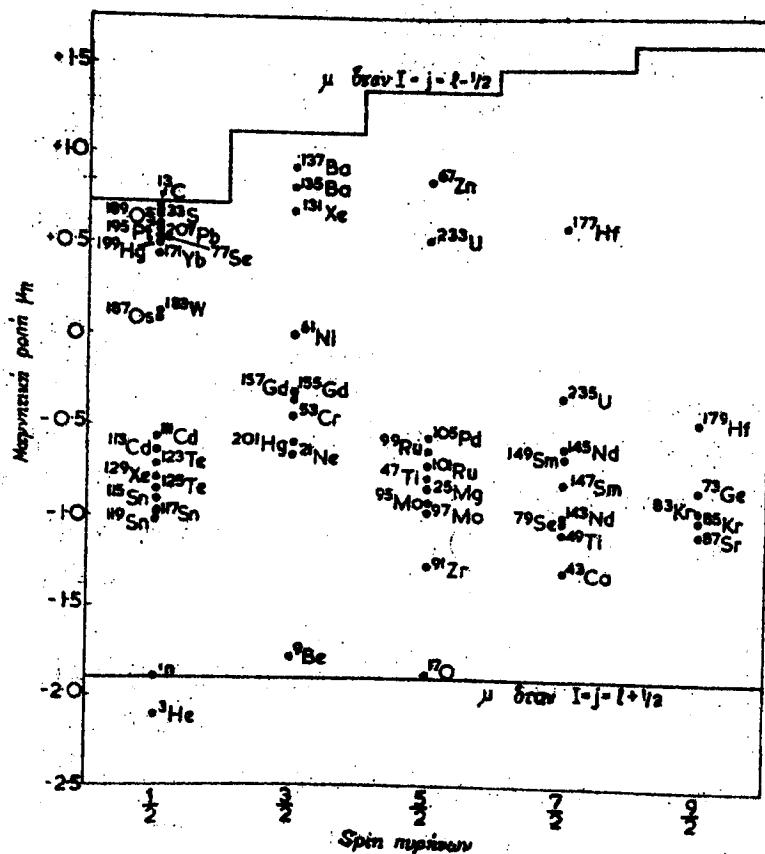
## Π Ι Ν Α Ε 2.3.

Μετρηθείσαι καί υπολογισθείσαι τιμαί μαγνητικής ροπής πυρήνων.

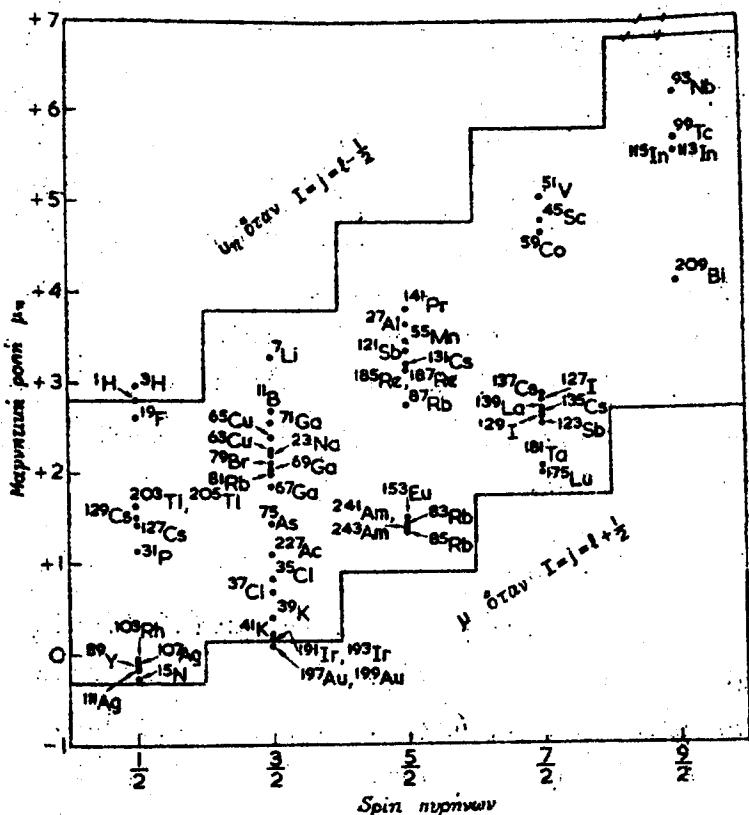
Νουκλίδιον	spin I	Περιττόν νουκλεόνιον	$I=1 \pm \frac{1}{2}$	Μαγνητική ροπή	'Υπολογ.	Μετρήθ.
$^{15}_6 C$	1/2	νετρόνιον	-	+0,64	+0,702	
$^{17}_8 O$	5/2	νετρόνιον	+	-1,913	-1,894	
" $K^{39}$	3/2	πρωτόνιον	-	+0,124	+0,391	
$^{36}_{18} Kr^{36}$	9/2	νετρόνιον	+	-1,913	-0,969	
$^{113}_{51} Sb^{113}$	5/2	πρωτόνιον	+	+4,793	+3,360	
$^{209}_{83} Tl^{209}$	1/2	πρωτόνιον	+	+2,793	+1,63	
$^{209}_{83} Bi^{209}$	9/2	πρωτόνιον	-	+2,02	+4,08	

Η έννοια τῶν ἀνωτέρω εἶναι ότι τὸ spin καὶ ἡ μαγνητική ροπή τοῦ πυρήνος διφεύλονται εἰς τό τελευταῖον μονῆρες νουκλεόνιον. Θέτοντες λοιπόν εἰς διάγραμμα μὲν αντι τοῦ I, σχέσις (2.62), δύναμεθα νά ἔχωμεν πληροφορίας ἐπί τῆς καταστάσεως τοῦ τελευταίου νουκλεονίου. Δι' ἐκάστην τιμῆν τοῦ I, σχέσις (2.65), θά ἔχωμεν δύο δριακάς τιμάς μαγνητικῆς ροπῆς, σχέσεις (2.66) καὶ (2.67). Ταῦτα ἀποδίδονται ὑπό τῶν διαγραμμάτων Schmidt, σχ. (2.12) καὶ σχ. (2.13). Εάν ἡ σποφίς αὕτη ἦτο ἀποδύτως δρθή, τοῦτο ἐπρέπει αἱ τιμαί νά κεῖνται ἐπί τῶν γραμμῶν Schmidt καὶ δχ. νά εἶναι διεσπαρμέναι εἰς δύο δμάδας ἐντός τῶν γραμμῶν Schmidt. Η ἀπδηλισις αὕτη διφεύλεται εἰς δύο λόγους. Πρῶτον, πιθανῶς ἡ μαγνητική ροπή ἐνδέ μονήρους νουκλεονίου νά μή εἶναι ἀκριβῶς ίση πρός τὴν μαγνητικήν ροπήν ἐνδέ ἐλευθέρου νουκλεονίου, καθ' δσον ἡ παρουσία τῶν ἄλλων νουκλεονίων ίσως νά τροποποιή ταῦτην. Δεύτερον, ἡ παρουσία τοῦ μονήρους νουκλεονίου πιθανῶς

νά τροποποιήσῃ τάς ίδιες τητας του πυρήνος. Διά πολλούς πυρήνας αι τιμαί Ι και μι είναι γνωστά, ούτως ώστε νά δύναται νά υπολογισθῇ το  $I$  του πυρήνου, βάσει τῶν διαγραμμάτων Schmidt.



Σχ. 2.12. Διάγραμμα Schmidt διά νουνίδια μέ περιττόν άριθμόν νετρονίων.



Σχ. 2.13. Διάγραμμα Schmidt διέν νουκλίδια μέ  
περιττόν άριθμον πρωτονίων.

## 2.11. Στατιστική τῶν πυρήνων.

Εύρεθη δτι: ύπαρχει στενή σχέσις μεταξύ του spin  
ένδος πυρήνος και τῆς στατιστικῆς τήν διοίκην ἀκολυθεῖ.  
Αὐτή εἶναι: ή ίδια ήτις ισχύει καί διά τά σωμάτια. Πυ-  
ρήνες, ως καί σωμάτια, ύπακούουν εἰς τήν στατιστικήν  
Fermi-Dirac, δταν τό spin τούτων εἶναι: ήμιακέρατον  
( $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ ). Πυρήνες, ως καί σωμάτια, μέ spin ἀκέρατο-

ον (0, 1, 2 ...) ἀκολουθοῦν τὴν στατιστικήν Bose-Einstein. Τὰ πρῶτα ὄνομάζονται φερμιόνια καὶ τὰ δεύτερα μποζόνια. Τὰ φερμιόνια ὑπακούουν εἰς τὴν ἀπαγορευτικήν ἀρχήν τοῦ Pauli, ἐνῷ τὰ μποζόνια δχι. Δηλαδὴ διὰ τὰ πρῶτα ἴσχει: δτ: δύο δμοια σωμάτια δέν δνανται; νᾶ εὐρίσκωνται εἰς τὴν αὐτήν κραντικήν κατάστασιν. Φερμιόνια εἶναι τὰ πρωτόνια, νετρόνια, ἥλεκτρόνια, ποζιτρόνια, νετρίνα, μ-μεσόνια ὡς καὶ οἱ πυρῆνες μέ περιττόν μαζικόν ἀριθμόν Α π.χ.  $^1\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$ ). Μποζόνια εἶναι τὰ φωτόνια, π-μεσόνια ὡς καὶ πυρῆνες μέ ἀρτιον μαζικόν ἀριθμόν Α (π.χ. α-σωμάτια,  $^{12}\text{C}$ , D).

## 2.12. Θμοτιμία.

Ἡ δμοτιμία εἶναι μία κραντομηχανική έννοια χωρίς κλασσικόν ἀνάλογον. Ὁ πυρήν δύναται: νά παρασταθῇ ὑπό κυματοσυνάρτησεως, φ.τὸ χωρικόν μέρος τῆς δικοίας παρασταται: ὑπό τῶν χωρικῶν συντεταγμένων ( $x, y, z$ ).

Ἐάν ἡ κυματοσυνάρτησις δέν ἀλλάσσεται, κατά τὴν ἀναστροφήν τοῦ συστήματος ἀναφορᾶς, λέγομεν δτ: δ πυρήν, δστις φεριγράφεται: ὑπό ταύτης, ἔχει θετικήν (+) ή ἀρτίαν δμοτιμίαν. "Πτοι:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(-x, -y, -z) \quad \text{ἡ δμοτιμία εἶναι ἀρτία} \quad (2.68)$$

Ἐάν  $\varphi(x, y, z) = -\varphi(-x, -y, -z)$ , ἡ δμοτιμία εἶναι περιττή.

Ἐάν δηλαδὴ ἡ κυματοσυνάρτησις ἀλλάσσεται, ἔχομεν περιττή (-) δμοτιμίαν.

Ἡ δμοτιμία ἐνδέ πυρῆνος σχετίζεται μέ τὴν τροχιακήν στροφορμήν τοῦ πυρῆνος καὶ εἶναι ἀρτία δταν δ κραντικός ἀριθμός  $L$  εἶναι ἀρτιος, περιττή δέ δταν  $L$  εἶναι περιττός.

Προκειμένου λοιπόν περί πυρήνων μέ περιττόν ἀριθμόν πρωτονίων ή νετρονίων, ή δροτιμία τοῦ πυρῆνος καθορίζεται: ἀπό τὴν τιμήν τοῦ μονήρους νουκλεονίου. Ὁ πυρήν. ἔχει δεδομένην δροτιμίαν καὶ ή δροτιμία δύναται: νά μεταβληθῇ δταν ἐν σωμάτιον. ή φωτόνιον εἰσέρχεται ή ἐγκαταλείπῃ τόν πυρῆνα. Γενικῶς ή δροτιμία τοῦ συστήματος διατηρεῖται: εἰς τὰς πυρηνικάς ἀντιδράσεις, ἐκτός τῶν ἀσθενῶν ἀντιδράσεων, μᾶς ή β-διάσπασις, καὶ παίζει σοβαρὸν ρόλον εἰς τὸν καθορισμὸν ἐάν μία μετάπτωσις μεταξύ τῶν σταύρων ἐνεργείας εἶναι: ἐπιτρεπτή ή δχι.

Οἱ κανόνες ἐκπομπῆς σωματίων ή φωτονίων ὑπὸ τῶν πυρήνων ἐπηρεάζονται: σημαντικῶς ἀπό τὴν ψπαρέιν ή μή διαφορῶν εἰς τὴν δροτιμίαν μεταξύ μητρικοῦ καὶ θυγατρικοῦ πυρῆνος.

### 2.13. Στοιχειώδη σωμάτια.

Ἡ ἀνακάλυψις τῶν πρώτων στοιχειωδῶν σωματίων, τῶν ἡλεκτρονίων, πρωτονίων καὶ νετρονίων, ἐν συνδυασμῷ μέ τὴν ἀντίληφιν δτι τὰ διτομα ἔχουν δομήν καὶ δτι τὰ διάφορα εἴδη τῶν ἀτόμων διφείλουν τὰς διαφόρους ἴδιατητὰς τούτων εἰς διάφορον διευθέτησιν τῶν διλίγων τούτων σωματίων, ψεβαθήσεν εἰς τὴν κατανόησιν τῆς χημικῆς θεωρίας. Ἀντί τῶν 92 διαφόρων ψημικῶν στοιχείων ἐμφανίζονται: τρεῖς μόνον δομικοί λίθοι, ἀλλά μέ τὴν πέροδον τῶν ἑτῶν διαπιστοῦται δτι ψάρχουν καὶ ἄλλα στοιχειώδη σωμάτια. Ἡδη διεκπιστώθη πειραματικῶς ή ψπαρέις περίπου 80 σωματίων. Κατά τὴν μελέτην τῶν ἴδιοτήτων τῶν σωματίων τούτων, τοῦ ρόλου αὐτῶν εἰς τὰς ἀντιδράσεις ἀνταλλαγῆς μεταξύ τῶν νουκλεονίων καὶ τῶν μεταξύ τῶν σω-

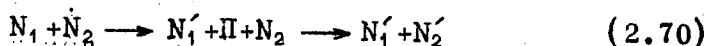
ματίων τούτων σχέσεων, προκύπτει ή πιθανότης ότι τα σωμάτια αυτά έχουν σε είδος έσωτερης δορής καί θτι μερικά έξι αύτων δυνατών να είναι διηγερμένα: καταστάσεις αλλαγών.

'Εκ του γεγονότος ότι αι πυρηνικαί δυνάμεις είναι μικράς έμβελείας, έμφανιζόμεναι καί μεταξύ του αύδετέρου νετρονίου καί πρωτονίου, δι Yukaia διετόπωσε το 1935 τήν υπόθεσιν τῶν βαρέων quanta ήτοι τῶν μεσονίων. Κατ' αναλογίαν πρός το διέκτρον πεδίον, έδεχνη τήν υπαρξίην ένδεικνυόμενης νέου πεδίου, τού μεσονικού πεδίου μέσην από τής μορφής

$$V \sim \frac{e^{-k\tau}}{\tau} \quad (2.69)$$

ήτις περιγράφει σε δυναμικό μικράς έμβελείας ένθα  $k = \frac{\mu \cdot c}{\hbar} = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$   $\tau =$  ή άποστασις μεταξύ τῶν νουκλεονίων καί  $\mu =$  ή μάζα ήρεμίας τού μεσονίου.

'Εκ τής  $k = \frac{\mu \cdot c}{\hbar}$  προκύπτει ότι  $\mu \approx 200 \text{ m}$  έγθα  $m_e =$  ή μάζα ήρεμίας τού διέκτρονίου. Διά τήν άντιδρασιγ νουκλεόνιον - νουκλεόνιον.



είναι:

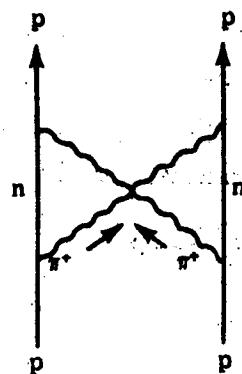
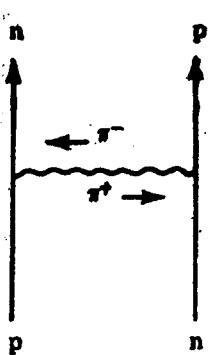
$$\Delta E \geq \mu c^2$$

'Η ταχύτης τού μεσονίου δίδεται σε πόδη τής σχέσεως  $v = \frac{a}{\Delta t}$  ένθα  $a =$  ή άποστασις ή διανυομένη υπό τού μεσονίου. Κατά τήν: άρχην τής άβεβαιότητος έχομεν  $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$ . 'Εκ ταύτης καί τής προηγουμένης προκύπτει:

$$a = v \Delta t = \frac{v \hbar}{\Delta E} \leq \frac{v \hbar}{\mu c^2} \leq \frac{\hbar}{\mu \cdot c} = k^{-1} \quad (2.71)$$

διπέρ σημαίνει ότι το διάστημα δέν δύναται να διασχίση άποστασιν μεγαλυτέρων τού "μήκους κύματος Compton" τού μεσονίου" καί συνεπώς έξηγείται ή μικρά έμβελεια τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων.

Αἱ δυνάμεις ἀνταλλαγῆς ἀποδίδονται: ύπό τοῦ σχήματος (2.14), ἐξ οὗ ἐμφαίνεται: ἡ ὑπαρξία μεσονίου μέ φορτίον  $\pm 1$ . Βάσει: δέ τῆς ἀρχῆς τῆς ἀνεξαρτησίας τοῦ φορτίου:  $F_{pp} = F_{nn} = F_{np}$  ), ἀγδιμεθα εἰς τὴν παραδοχὴν τῆς ὑπάρξεως καὶ οὐδετέρου μεσονίου. Διότι, ἐάν δέν ὑπῆρχεν οὐδέτερον μεσονίον, ἡ ἀπλουστέρα περίπτωσις ἀνταλλαγῆς  $p-p$  οὐκ ἦτο



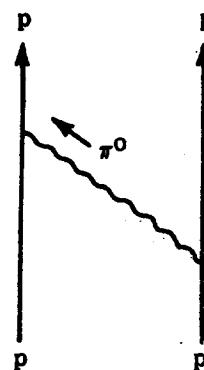
Σχ. 2.14. Ἀντιδράσεις ἀνταλλαγῆς μεταξύ  $p$  καὶ  $n$  μέσω  $\pi^+$ -μεσονίων.  
τοῦ διαγράμματος (2.15), διότι τῆς ἀρχῆς ἀνεξαρτησίας τοῦ φορτίου.

Διά τό οὐδέτερον μεσονιον ἔχομεν τό σχήμα (2.16).

Συνεπῶς ἔχομε μεσονια μέ φορτίον  $-e$ , ο καὶ  $+e$ . Ἀλλὰ τό πείραμα ἔδειξεν δτι τά μεσονια ἀντιδροῦν μόνον ἀσθενῶς μετά τῶν πυρήνων. Υπενθυνα διά τάς ισχυράς ἀντιδράσεις μετά τοῦ πυρήνος

εἶναι τά π-μεσονια.

Σχ. 2.15. Δυνάμεις  $p-p$  ἀπομεσία οὐδετέρου  $\pi$ -μεσονίου.



Σχ. 2.16. Δυνάμεις  $p-p$  παρομεσία οὐδετέρου  $\pi$ -μεσονίου.

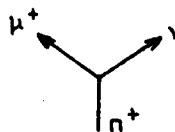
$$p \rightarrow n + \pi^+ \quad \text{ισχυρά άντιδρασις} \quad (2.72).$$

Η διάσπασις τού π-μεσονίου έμελετήθη περαιτέρω καὶ εύ-ρέθη ότι λαμβάνει χώραν κατά τό σχήμα  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$



Τό σχήμα τούτο έξηγετ διατί τά μ-μεσόνια παράγονται δυ-σκόλως. Τά π-μεσόνια παραγόμενα δυσκόλως φέτασπάνται εἰς μ-μεσόνια. Έπι τής δλης μελέτης διεπιστώθη ότι τό π<sup>+</sup>-με-σόνιον διασπάται κατά τό σχήμα

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad \text{καὶ} \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (2.73)$$



Διά τό π<sup>-</sup>-μεσόνιον έχομεν άντιστοίχως  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$  καὶ  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ .

Ο χρόνος ζωής τού π<sup>+</sup>-μεσονίου είναι  $(2.55 \cdot 10^{-8} \text{ sec.})$

Όμοίως διεπιστώθη ή θυμρέιται ούδετέρου π<sup>0</sup>-μεσονίου διασπάται εἰς χρόνον  $2 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$  εἰς 2γ.

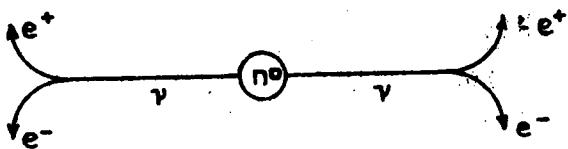
$$\begin{array}{c} \pi^- + p \longrightarrow n + \pi^0 \\ \pi^- + p \longrightarrow n + \gamma \end{array} \quad (2.74)$$

Ο λόγος  $\frac{\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^0}{\pi^- + p \longrightarrow n + \gamma}$  εύρεθη περίπον ίσος πρός 1,5

Διά άντικαταστάσεως τού p διά τό έχομεν άντιστοίχους άντι-δράσεις

$$\begin{array}{c} \pi^- + d \longrightarrow 2n + \pi^0 \\ \pi^- + d \longrightarrow 2n + \gamma \end{array} \quad (2.75)$$

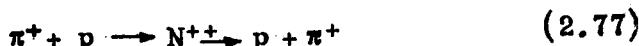
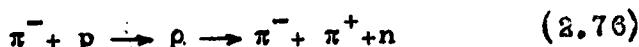
Η διάσπασις του π<sup>0</sup>-μεσονίου εἰς 2γ γίνεται κατά το σχήμα



Η υπαρξία του νετρόνιου υπετέθη υπό τον Pauli διά την δικαιολόγησιν τῆς β-διασπάσεως, ἀλλ' ἡ πειραματική διαπίστωσις ἐγένετο ἀργότερον (κεφάλαιον β-διασπάσεως).

Ἐνδιαφέρον εἶναι τὸ γεγονός ὅτι δι' ὅλα σχεδόν τὰ σωμάτια εὑρέθησαν τὰ ἀντίστοιχα ἀντίσωμάτια, τὰ δόποια ἔχουν τὴν αὐτήν μᾶζαν ἀλλ' ἀντίθετον φορτίον καὶ συνεπῶς ἔχουν ἀντίθετον διενθύνσιν τῆς στροφορμής καὶ μαγνητικῆς ροπῆς. Τὰ σωμάτια συναντώμενα μετά τῶν ἀντίσωματίων ἔδειψαν οὖν, ἐμφανιζομένης ἀντί τοῦτων ἀκτινοβολίας ἢ μεσονίων ἀτινα διασπώνται περαιτέρω εἰς γ-ἀκτινοβολίαν.

Ο πίναξ (2.4) δίδει τὰ σωμάτια ταῦτα μετά τινων ἰδιοτήτων αὐτῶν. Γενικῶς τὰ στοιχειώδη σωμάτια διαχωρίζονται εἰς λεπτονια, μεσόνια, βαρυδόνια. Τό γεγονός ὅτι τὰ διάφορα ἀσταθή βαρυδόνια διασπώνται ταχέως εἰς νουνλεδνια (καὶ εἰς π-μεσόνια), δόηγετε εἰς τὴν ἀντίληψιν ὅτι δύνανται νά θεωρηθούν ταῦτα ὡς διηγερμένα: καταστάσεις τῶν σταθερῶν τοιούτων. Πέραν τῶν σωματίων τούτων ὄπλαρχουν, διαπιστωθεῖσαι πειραματικῶς, καὶ σειραί σωματίων, καλούμενων "σωματίων συντονισμοῦ". Ταῦτα παρήχθησαν δι' ἀντιδράσεων μεγάλης ἐνεργείας μεταξύ διαφόρων σωματίων, π.χ.



## ΠΙΝΑΞ 2.4

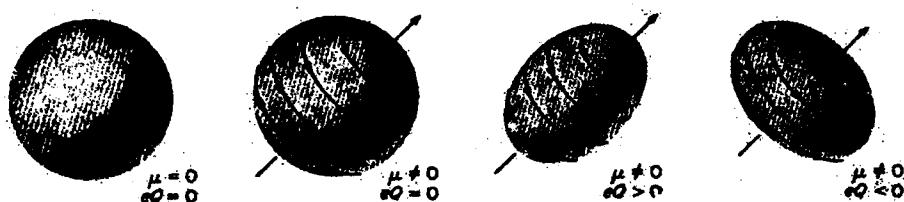
Πίναξ στοιχειωδῶν σφματίων

Σωμάτιον	Σύμβολον.	Μάζα εἰς $m_e$	Spin	Φορτίον	Μέση διάρκεια ζωῆς sec
Φωτόνιον	$\gamma$	0	1	0	σταθερόν
Λεπτόνια					
Νετρίνον	$\nu_\mu$	< 5	- $\frac{1}{2}$	0	σταθερόν
	$\nu_e$	$< 5 \times 10^{-4}$	+ $\frac{1}{2}$	0	σταθερόν
Πλειτρόνιον	$e^-$	1	$\frac{1}{2}$	-1	σταθερόν
Μυ-μεσόνιον	$\mu^-$	207	$\frac{1}{2}$	-1	$2,2 \times 10^{-6}$
Μεσόνια					
$\pi$ -μεσόνια	$\pi^0$	264	0	0	$\sim 1 \times 10^{-16}$
	$\pi^+$	273	0	+1	$2,5 \times 10^{-8}$
Κ-μεσόνια	$K^+$	966	0	+1	$1,2 \times 10^{-8}$
	$K^0(1)$	966	0	0	$0,9 \times 10^{-10}$
	$K^0(2)$	966	0	0	$6 \times 10^{-8}$
Βαρυόνια					
Πρωτόνια	$p$	1836	$\frac{1}{2}$	+1	σταθερόν
νουνλ.					
Νετρόνια	$n$	1839	$\frac{1}{2}$	0	$1 \times 10^{-3}$
Λ-ψιερόνιον	$\Lambda$	2182	$\frac{1}{2}$	0	$2,6 \times 10^{-10}$
Σ-ψιερόνια	$\Sigma^+$	2328	$\frac{1}{2}$	+1	$0,3 \times 10^{-10}$
	$\Sigma^0$	2330	$\frac{1}{2}$	0	$0,1 \times 10^{-10}$
	$\Sigma^-$	2342	$\frac{1}{2}$	-1	$1,6 \times 10^{-10}$
Ξ-ψιερόνια	$\Xi^0$	2565	$\frac{1}{2}$	0	$3,9 \times 10^{-10}$
	$\Xi^-$	$\sim 2580$	$\frac{1}{2}$	-1	$1,4 \times 10^{-10}$

Τά σχηματιζόμενα σωμάτια συντονισμού έχουν χρόνον ζωής τής τάξεως  $10^{-24}$  sec. Η μάζα τού σωματίου συντονισμού ρ υπολογίζεται: εἰς 1470 me, ένθα  $m_e = \hbar$  μάζα ήρεμης τού ήλεκτρονίου, τό δέ  $N^{++}$  εἰς 2420 me.

#### 2.14. Ήλεκτρική τετραπολική ροπή τῶν πυρήνων.

Το 1935 οι Schuler καὶ Schmidt διά νά έξηγήσουν τά πειραματικά δεδομένα τής ύπερλεπτής ύφης ώρισμένων ισοτόπων τού Ευ έδέχθησαν δτι τά γουκλίδια ταῦτα έχουν έκτης τής μαγνητικής ροπής καὶ ήλεκτρικήν τετραπολικήν ροπήν. Η ήλεκτρική τετραπολική ροπή ένδει πυρήνος δυναται νά θεωρηθῇ ώς μέτρον τής άποκλίσεως τής κατανομῆς τού φορτίου τού πυρήνος ἐν τής σφαιρικής συμμετρίας. Συνεπῶς ἐπιτρέπει νά έξαγωγεν ώρισμένα συμπεράσματα ἐπί τής μορφῆς τούτων. Η θπαρεῖς λοιπόν μή μηδενικής ήλεκτρικής τετραπολικής ροπῆς ύποδθέτει: ἀναγκαῖς δτι δύπ' δφιν πυρήν δέν εἶναι σφαιρικός. Δύναται: νά θεωρηθῇ ώς σφαιροειδές ἐν περιστροφῇς, ώς εἰς τό σχήμα (2.17). Τό σφαιροειδές σχήμα τύπου ώστ έχει θετικήν



Σχ. 2.17. Σφαιρικοί καὶ έλλειφοειδεῖς πυρήνες.

ήλεκτρικήν τετραπολικήν ροπήν, τό δέ σχήμα πεπλατυσμένων στρόβου θρηνητικήν τοιαύτην. Εάν θεωρήσωμεν δτι

το διέκτειρικον φορτίον, Ζε, εἶναι: δύο οιμόδροφας κατανεμημένον. Επί τού σφαιροειδοῦς, τότε η διέκτειρική τετραπολική ροπή τού πυρήνας, Κ, εἶναι:

$$Qe = \frac{2}{5} Z(c^2 - a^2) \quad (2.78)$$

Ένθα C καὶ a = ήμιάξονες τοῦ σφαιροειδοῦς.

Η διέκτειρική τετραπολική ροπή έχει διαστάσεις (φορτίον x έπιφάνεια). Συνήθως διαιρεῖται η μετρουμένη τιμή διά τοῦ φορτίου τοῦ πρωτονίουμούτως αστερήγια διέκτειρική τετραπολική ροπή δίδεται εἰς μονάδας έπιφανειών. Λί τιμαί αντής κείνται συνήθως εἰς τήν περιοχήν  $10^{-24}$ - $10^{-26}$  cm<sup>2</sup>. Θέτοντες ως μέσην άκτινα  $2R = \frac{2a+2c}{2} = (a+c)$  καὶ ως παράμετρον παραμόρφωσεως ἐκ τῆς αφαιρικῆς συμμετρίας  $n = \frac{2c-2a}{R} = \frac{2(c-a)}{R}$ , τότε η διέκτειρική τετραπολική ροπή δίδεται ύπο τῆς σχέσεως

$$Q = \frac{4}{5} n Z R^2 \quad (2.79)$$

Ο πίνακας (2.5) δίδει μερικάς τιμάς τῆς διέκτειρικής τετραπολικής ροπῆς διαφόρων πυρήνων. Θέτοντες  $Q/R^2$  εἰς διάγραμμα συναρτήσει τοῦ  $Z(\text{η τοῦ } N)$ , εὑρίσκομεν δτι η διέκτειρική τετραπολική ροπή άλλάσσει σημείον εἰς τιμάς  $Z$  ἀντιστοιχούσας εἰς κλειστές τροχιάς. Σχῆμα: (2.18) (προτυπού στιβάδων κεφ. 2.10). Η μεγαλυτέρα τιμή ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ <sup>176</sup>Lu:  $Q=+7.10^{-24}$  cm<sup>2</sup>. Διά τοῦ D εὑρέθη  $Q=+0,00274.10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

Ελέχθη εἰς προηγούμενον κεφάλαιον δτι η άνωμαλος μαγνητική ροπή τοῦ δευτερογένους υποδηλοῦ τήν υπαρξίν μή κεντρικῶν δυνάμεων ἔντος τοῦ πυρήνος. Τό γεγονός δτι έχει τοῦτο μικράν θετικήν διέκτειρικήν τετραπολικήν ροπήν ἐπιβεβαιώνει τήν ἀνωτέρω ἀνωμαλίαν. Ως καὶ εἰς τήν περίπτωσιν

## Π.Ι.Ν.Α.Ε 2.5

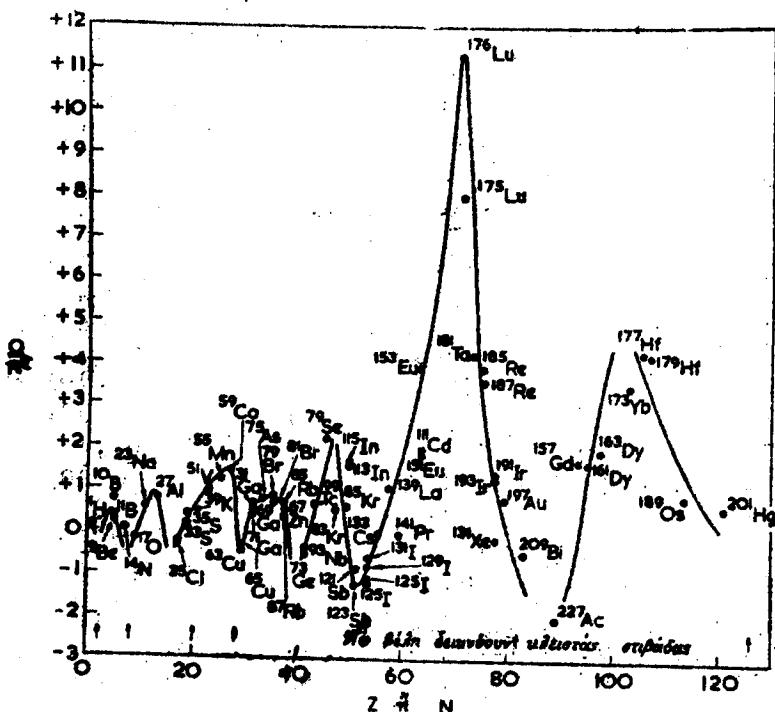
'Ηλεκτρική τετραπολική ροπή πυρήγων

Πυρήν	Z	N	I	$Q$ $10^{-24} \text{ cm}^2$
D	1	1	1	-0,00274
$^{63}\text{Li}$	3	3	1	-0,002
$^{75}\text{Li}$	3	4	3/2	-0,1
$^{40}\text{K}$	19	21	4	-0,006
$^{138}\text{La}$	57	31	5	0,9
$^{176}\text{Lu}$	71	105	7	7
$^{179}\text{Hf}$	72	107	9/2	3
$^{233}\text{U}$	92	141	5/2	3,4
$^{235}\text{U}$	92	143	7/2	4
$^{241}\text{Pu}$	94	147	5/2	4,9

τής μαγνητικής ροπής, εύρεθη ότι ποσοστόν 4% τής D καταστάσεως του δευτερονίου έπαρκείδια την έξηγησιν της μηκρᾶς ταύτης θετικής ήλεκτρικής τετραπολικής ροπής του - του.

Γενικώς πυρήνες μέ spin  $I < 1$ , ήτοι  $1/2$  ή  $0$ , δέν έχουν ήλεκτρικήν τετραπολικήν ροπήν.

Η μελέτη τής ήλεκτρικής τετραπολικής ροπής τῶν πυρήνων βασίζεται ἐπί τής ἀλληλεπιδράσεως του ήλεκτρικού πεδίου τῶν ήλεκτρονίων τῶν ἀτόμων ή μορίων μετά τής ήλεκτρικής τετραπολικής ροπής καί κατά συνέπειαν ή χρησιμοκοινούμένη μέθοδος είναι άναλογος πρός τήν τής μαγνητικής ροπής.



Σχ. 2.13. Ηλεκτρική τετραπολική ροπή πυρήνων και μαγικοί άριθμοί.

### 2.15. Υπόθεσις πρωτονίων-ήλεκτρονίων έντος τοῦ πυρήνος.

Η ἀντίληφις τῆς ὑπάρξεως ήλεκτρονίων ἐντός τοῦ πυρήνος προήλθεν ἐκ τοῦ φαινομένου τῆς β-διασπάσεως εἰς τὰ φύσικά ραδιενεργά στοιχεῖα. Δεδομένου δτὶ η ραδιενεργός διάσπασις ἡτο φαινόμενον τοῦ πυρήνος καί δεδομένου δτὶ τὰ β-σωμάτια ἡσαν ήλεκτρονια, η ἀντίληφις δτὶ δ πυρήν περιέχει ήλεκτρονια ἐδημιουργήθη κατά λογικόν τρόπον.

Η ἐκπομπή α-σωματίων ἐκ τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν πυρήνων ἔθεωρήθη ὡς ἐκπομπή 4 πρωτονίων καί 2 ήλεκτρονίων.

Η διαπίστωσις δμως δτὶ τὸ spin τοῦ  $^{14}\text{N}$  εἶναι 1 καί δχι ήμιπεριττός άριθμός (Κεφ. 2.7), ὡς καί η ἀκολουθουμένη στατιστική ὑπό τῶν πυρήνων, θεώρησαν εἴς τὴν ἀντίληφιν

δτι ήλεκτρόνια δέν υπάρχουν εἰς τόν πυρήνα. 'Αλλά η αίτηση γεγονός δτι ή μαγνητική ροπή τῶν πυρήνων είναι μερικαί μόνον πυρηνικά μαγνητόνατα (Κεφ.2.10) άγει εἰς τόν αύτόν συμπέρασμα. 'Εάν ύπερβολον ήλεκτρόνια εντός τού πυρήνος, θά έπρεπε ή μαγνητική ροπή αύτῶν να ήτο τῆς τάξεως τῆς μαγνητόνης τού Bohr, ήτις είναι 1336 περίπου φορές μεγαλυτέρα τῆς πυρηνικής μαγνητόνης. Πέραν τούτου, έν ήλεκτρόνιον εύρισκομενον έντός τού πυρήνος πρέπει να έχη μήκος κύματος de Broglie  $\lambda = \frac{h}{mv}$  τῆς τάξεως τῶν διαστάσεων τού πυρήνος. Θέτοντες π.χ.  $\lambda = 10^{-12}$  cm ύπολογίζομεν τήν άντιστοιχον δρμήν τούτου  $mv = \frac{h}{\lambda} = 6,6 \cdot 10^{-15}$  erg.sec/cm. Δεδομένου δτι ή δική ένέργεια τού ήλεκτρόνιου είναι  $E=mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$  η αίτηση μαγνητική ένέργεια αύτού  $E_{kin}=mc^2-m_0c^2$ , εύρισκομεν τελικώς δτι ή

$$E_{kin} \approx (2 \cdot 10^{-4} \text{ erg}) \times \left( \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg}} \text{ MeV} \right)$$

$$\approx 100 \text{ MeV}$$

'Η ένέργεια αυτή είναι λίγη μεγάλη έν σχέσει πρός τήν παρατηρουμένην κινητική ένέργειαν τῶν β-σωματίων ώστε καί τήν ένέργειαν τήν σχετιζομένην μέ μεταβολάς τῶν νουκλεονίων τού πυρήνος. 'Ανάλογος ύπολογισμός διά τά γουκλεόνια δίδει ένέργειαν περίπου  $10^{-5}$  erg ήτις κείται έγινος τῶν πειραματικῶν δεδομένων. Βάσει λοιπόν τῶν άνωτέρω δέν γίνεται παραδεκτή ή άποφιει δτι έντός τού πυρήνος υπάρχουν ήλεκτρόνια.

## 2.16. Μαγικοί άριθμοί.

'Ανεφέρθη εἰς προηγούμενον κεφάλαιον δτι άρισμένοι πυρήνες είναι ίδιαιτέρως σταθεροί.

'Επί παραδείγματι: δος πυρήνα  $^{208}\text{He}$  δστις συνίσταται: έκ 2p καὶ 2n εἶναι: ίδιαιτέρως σταθερός πυρήνα.

'Η ένεργεια, ήτις ἀπαιτεῖται: διά τὴν ἀπόσπασιν ἐνδεκτηρίου. ἀπό τὸν πυρῆνα  $^{208}\text{Pb}$  (7,38 MeV) δστις περιέχει: 126 νετρόνια, εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ένεργείας ήτις ἀπαιτεῖται: διά τὴν ἀπόσπασιν ἐνδεκτηρίου. ἀπό τὸν πυρῆνα  $^{207}\text{Pb}$  (6,73 MeV), δστις περιέχει: 125 νετρόνια. Εἶναι ἐπίσης μεγαλυτέρα τῆς ένεργείας ήτις ἀπαιτεῖται: διά τὴν ἀπόσπασιν ἐνδεκτηρίου. Παρατηρούμενη δηλαδή δτις ὥρισμένοι ἀριθμοί νετρονίων καὶ πρωτονίων έχουν ίδιαιτέρων σημασίαν διά τὴν σταθερότητα τοῦ πυρῆνος. Πρίν διδοθῇ μία παραδειτή ἔξηγησις ἐπί τῶν ἀριθμῶν τούτων ὡνομάσθησαν οἱ ἀριθμοί οδτοι μαγικοί ἀριθμοί. Οἱ ἀριθμοί οδτοι εἶναι: 2, 3, 20, 50, 32 διά τὰ πρωτόνια καὶ 2, 3, 20, 50, 32, 126 διά τὰ νετρόνια. Ο πυρήνα  $^{208}\text{Pb}$  δστις περιέχει: 82p καὶ 126n εἶναι διπλῶς μαγικός πυρήνα. Ομοίως καὶ δος πυρήνα  $^{4}\text{He}$ , δστις περιέχει: 2p καὶ 2n.

Παρέ τὸ έντυπωσιακόν δύνομα τὸ διπολιον ἐδόθη. εἰς τοὺς ἀριθμούς αὐτούς, οἱ ἔρευνηταί ήθέλησαν νά συσχετίσουν τοὺς μάγικος ἀριθμούς μέ τούς ἀριθμούς 2, 3, 18 καὶ 32 οἵτινες οὐδορίζουν τὴν πλήρωσιν τῶν ἡλεκτρονικῶν στράδων τῶν ἀτριμών. 'Υπετέθη δηλαδή λίκιν ἐνωρίς δτι δος πυρήνη πιθανῶς να ἔχῃ ἀνάλογον δομήν. Οὕτω ἐδημιουργήθη ἐν ὑπόδειγμα πυρῆνος, διπεριώδησθη ὑπόδειγμα τῶν στριβάδων: λί πειραματικά διακιστώσεις. αἵτινες σχετίζονται μέ τούς μαγικούς ἀριθμούς εἶναι: αἱ ἔξης:

1) 'Αριθμός τῶν σταθερῶν ισοτόπων καὶ ισοτόνων. Πυρῆνες μέ μαγικούς ἀριθμούς πρωτονίων: ή νετρονίων έχουν ίδιαι-

τέραν σταθερότητα ήτις άντανακλᾶ εἰς τήν υπαρξίν μεγάλου ἀριθμοῦ σταθερῶν ισοτόπων καὶ ισοτένων νουκλιδίων. Ἐπί παραδείγματι διὰ  $Z=50$  (Sn) ἔχομεν ἐν μεγάλον ἀριθμόν ισοτόπων (10). Διὰ  $N=50$  ἔχομεν 6 σταθερά ισότονα ἐνώ διὰ  $N=48$  ἔχομεν 3 καὶ διὰ  $N=52$  ἔχομεν 4. Διὰ  $Z=20$  ἔχομεν 6 ισότοπα, ἐνώ διὰ  $Z=18$  ἔχομεν 3. Διὰ  $N=20$  ἔχομεν 5 ισότονα. Διὰ  $N=82$  ἔχομεν 7 ισότονα καὶ διὰ  $Z=82$  ἔχομεν 4 ισότοπα.

2) Φυσική ἀρνογία τῶν νουκλιδίων. Νουκλίδια μέ μαγικούς ἀριθμούς πρωτονίων ή νετρονίων ἀνευρίσκονται συχναῖς εἰς τήν φύσιν εἰς ποσοστόν πολύ μεγαλύτερον τούς αναμενομένους. Ἐπί παραδείγματι διὰ  $Z=92$  (έκτος τῶν ἐδαφρῶν στοιχείων), ἡ περιεκτικότης εἰς δεδομένον ισότοπον δέν ύπερβαίνει τό 60%. Υπάρχουν δύος τρεῖς Ἑξαιρέσεις, τοῦ  $^{88}_{36}$  Sr ( $N=50$ ) 82,50%, τοῦ  $^{138}_{56}$  Ba ( $N=82$ ) 71,66% καὶ τοῦ  $^{140}_{58}$  Ce ( $N=82$ ) 33,43%.

3) Διάσπασις ραδιενεργῶν σειρῶν: 'Η ραδιενεργός διάσπασις τῶν σειρῶν U, Th, Ac δόδηγετ εἰς τό τελικόν προϊόν, τόν Pb, δστις ἔχει  $Z=82$ . Τά πλέον βαρέα σταθερά νουκλίδια ωστρὸν καὶ  $^{209}_{83}$  Bi ἔχουν  $N=126$ . Ραδιενεργά νουκλίδια μέ 126 νετρόνια ἐμφανίζουν μεγάλους χρόνους ύποδιπλασίας: καὶ μικράς ἐνεργείας διασπάσεως.

4) Απορρόφησις καὶ ἐκπομπή νετρονίων. Νουκλίδια περιέχοντα μαγικόν ἀριθμόν νετρονίων, ἐμφανίζουν μικράν ἐνεργόν διατομήν διὰ τά δερμικά νετρόνια. Μικρά ἐνεργός διατομή σημαίνει μικρά τάσις διὰ τήν σύλληψιν νετρονίου. Οὕτως η ἐνεργός διατομή τοῦ  $^{208}$ Pb ( $N=126$ ) εἶναι: 0,0006 barns, ἐνώ διὰ τόν  $^{207}$ Pb ( $N=125$ ) εἶναι: 0,69 barns.

Διά τό  $^{136}\text{Xe}$  ( $N=82$ ) ή ένεργος διατομή είναι:  $0,15 \text{ barns}$  ένω διά τό  $^{135}\text{Xe}$  ( $N=81$ ) είναι:  $3,5 \cdot 10^6 \text{ barns}$ . ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ).

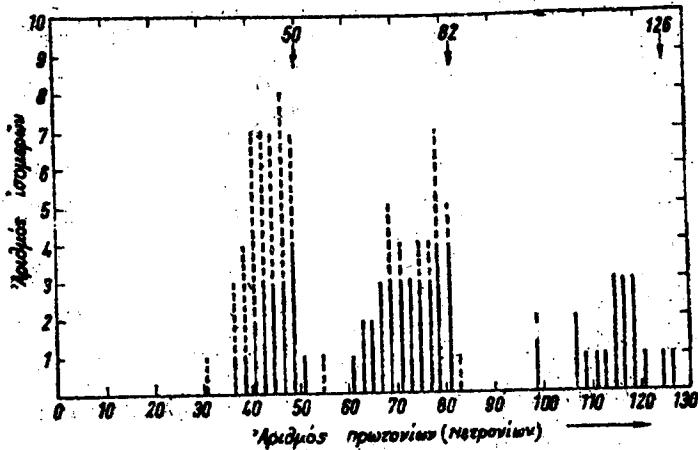
Η ένέργεια συγδέσεως διά την προσθίκην ένδος νου-  
κλεογίου είς ένα πυρήνα μέ μαγικόν άριθμον είναι σχετι-  
κῶς (κατά  $1-3 \text{ MeV}$ ) μικροτέρα.

5) Ηλεκτρική τετραπολική ροπή. Νουκλίδια μέ μαγικούς  
άριθμούς έχουν μηδενικήν (ή λίαν μικράν). Ηλεκτρικήν τε-  
τραπολικήν ροπήν (σχ. 2.18). Νουκλίδια κείμενα μακράν  
τῶν μαγικῶν άριθμῶν έχουν αυνήθως μεγάλην ήλεκτρικήν τε-  
τραπολικήν ροπήν. Ιδιαίτερας μεγάλας θετικάς τιμάς ή-  
λεκτρικής τετραπολικής ροπής έχουν τά βαρέα στοιχεῖα τῶν  
σπανίων γαϊῶν. Είς τήν περιοχήν ταύτην τό  $Z$ , τό άντιστοι-  
χον είς μεγάλας τιμάς, κείται είς τό μέσον μεταξύ  $Z=50$   
καί  $Z=82$ , τό δέ  $N$  κείται περίπου είς τό μέσον μεταξύ  
 $N=82$  καί  $N=126$ .

6) Αγωμαλία: είς τά παραβολικά διαγράμματα τῶν ίσομερῶν  
πυρήνων. Πυρήνες μέ μαγικούς άριθμούς, οι δόποι, ως έ-  
λέχθη, έμφανίζουν μίαν ηύξημένην σταθερότητα, κείνται  
κάτωθεν τού παραβολικού διαγράμματος (Σχ. 1.12), καί κα-  
τά συνέπειαν ή ένέργεια τής β-διασπάσεως είναι μικροτέ-  
ρα.

7) Άριθμος ίσομερῶν πυρήνων συναρτήσει τού άριθμού  $Z$  ή  $N$ .  
Παρατηρείται δτι όλιγον πρό τῶν μαγικῶν άριθμῶν 50, 82,  
126 έμφανίζονται πολλοί ίσομερεῖς πυρήνες ένω εύθυνς ως  
ή περβῶμεν τούς μαγικούς άριθμούς ή έμφάνισις ίσομερῶν  
πυρήνων, είναι σπανία. Τό σχήμα (2.19) δίδει την άριθμον  
τῶν ίσομερῶν πυρήνων συναρτήσει τού άριθμού  $Z$  ή  $N$ .

Τό γεγονός δτι οι μαγικοί άριθμοί τῶν πρωτονίων εἶναι: οι αὐτοί μέ τοδες μαγικούς άριθμούς τῶν νετρονίων δδηγεῖ εἰς τήν παραδοχήν δτ: αἱ δυνάμεις p-p καὶ αἱ



Σχ. 2.19. Άριθμος ίσομερῶν πυρήνων μέ περιττὸν άριθμόν πρωτονίων (— — —) ή περιττόν άριθμόν νετρονίων (— →) συναρτήσει τοῦ N ή Z

δυνάμεις n-n εἶναι τοῦ αὐτοῦ χαρακτήρος. "Αλλως δέν δύναται νά δικαιολογηθῇ δτι βασικῶς διάφοροι δυνάμεις δδηγοῦν εἰς τήν αὐτήν ἀπεικόνισιν τῶν νετρονίων καὶ τῶν πρωτονίων ἐντός τοῦ πυρῆνος.

## 2.17. Πρότυπον τῶν στιβάδων.

Πάντα τά ἀνωτέρω ἐν συνδυασμῷ μέ το δε γεγονός δτι τά νουκλεόνια ἐντός τοῦ πυρῆνος κατά τινα τρόπον συζεύγνυνται: (πυρῆνες τύπου α-α) ὡς καὶ δτι ὑπάρχουν ίσομερή νουκλίδια, δηλαδὴ νουκλίδια μέ τον αὐτόν άριθμόν νετρονίων καὶ πρωτονίων ἀλλά μέ διερόρους πυρηνικά ίδια τητας, δδηγοῦν εἰς τήν παραδοχήν δτι ή παρουσία ἄρισμένου

ἀριθμού πρωτονίων καὶ νετρονίων ἐντὸς τοῦ πυρῆνος δίδει μίαν ίδιαν τέρας σταθεράν ἀπεικόνισιν, τὴν δποῖαν δόναται: τις νά συγκρίνη μέ τὴν συμπλήρωσιν τῶν ἡλεκτρονίων ταῖς βάσιν τοῦ ἀτόμου. Οὕτω δυνάμεθα νά θεωρήσωμεν δτι: τὰ πρωτόνια καὶ τὰ νετρόνια κινοῦνται ἐντὸς τοῦ πυρῆνος ἐπί ὥρισμένων ἐνεργειακῶν σταθμῶν, Ἑκαστον ἀνεξαρτήτως τοῦ ἄλλου, ὑπὸ τὴν ἐπίδρυσιν τοῦ κοινοῦ πεδίου, δημιουργουμένου ἐξ δλων τῶν νουκλεονίων. Κατ' ἀναλογίαν δέ πρός τὰ τροχιακά ἡλεκτρόνια ἔνδες ἀτόμου, ή κατάστασις Ἑκάστου νουκλεονίου ἐντὸς τοῦ πυρῆνος θά χαρακτηρίζεται: ἀπό τούς αὐτούς 4 οβαντικούς ἀριθμούς.

"Υφίστανται: δύο βασικά διαφοραί μεταξύ τοῦ ὑποδείγματος τῶν στιβάδων τοῦ πυρῆνος καὶ τῶν ἡλεκτρονικών στιβάδων. Πρῶτον, δέν ύψισταται εἰς τὸν πυρῆνα κέντρον δυνάμεων, ὡς εἶναι δὲ πυρῆν τοῦ ἀτόμου διά τὰ ἡλεκτρόνια. "Ἐκαστον νουκλεονίου κινεῖται ἐντὸς τοῦ φρέατος δυναμικοῦ ὅπερ ἀποτελεῖ μίαν κατά προσέγγισιν πάραστασιν τῆς ἀληλεπιδράσεως τῶν νουκλεονίων τοῦ πυρῆνος Σχῆμα (2.6). Κατ' ἀναλογίαν πρός τὰ ἡλεκτρόνια, τὰ νουκλεονία δύναται: νά καταλαμβάνουν μόνον ὥρισμένας στάθμας ἐνεργείας, Ἑκάστης χαρακτηριζομένης ἐκ τῶν 4 οβαντικῶν ἀριθμῶν.

Δεύτερον, τὰ πρωτόνια καὶ τὰ νετρόνια τοῦ πυρῆνος κινοῦνται: ἐντὸς αὐτοῦ ἐπί κεχωρισμένων σταθμῶν ἐνέργειας: Οὕτως ἔχομεν κεχωρισμένους μαγικούς ἀριθμούς διά τὰ πρωτόνια καὶ κεχωρισμένους μαγικούς ἀριθμούς διά τὰ νετρόνια. Εάν ἐφαρμόσωμεν τὴν ἀρχήν τοῦ Pauli διά τὰ νουκλεονία τοῦ πυρῆνος, διά δεδομένην τιμήν τοῦ ουρίου οβαντικού ἀριθμού η, δὲ ἀριθμός τῶν νουκλεονίων μέ κιν-

τικόν άριθμόν 1 είναι  $2(21+1)$  καί δέ άριθμός τῶν νουκλεονίων εἰς π-ένεργειακήν στάθμην είναι  $2n^2$ . Συνεπώς οι μαγικοί άριθμοί δύο έπρεπε νά ήσαν 2,  $2+8=10$ ,  $10+13=23$ ,  $23+32=60$  κλπ. καί δχι 2, 3, 20, 50, 32, 120.

Διάλογος ούτε περί ιατρικής ή δυσκολία αστη, είσήχθη μία συμπληρωματική διπόδισσις παθ' ήν, δταν τό spin (στροφορμή ἐξ ίδιας περιστροφής), ένδος νουκλεονίου, μέ κβαντικόν άριθμόν το, είναι παράλληλον πρός τήν διεύθυνσιν τῆς τροχιακής στροφορμής, τότε η ένεργεια τοῦ νουκλεονίου τούτου δέν είναι η ίδια μέ τήν ένεργειαν δταν τό spin έχη άντιθετον διεύθυνσιν πρός τήν τροχιακήν στροφορμήν.

‘Η άντιληψίς αστη προϋποθέτει ίσχυράν σύζευξιν μεταξύ τῆς τροχιακής στροφορμής  $\vec{s}$  καί τοῦ spin  $\vec{i}$  έκαστου νουκλεονίου καί ούτω έχομεν, άντι τοῦ κβαντικοῦ άριθμοῦ 1, τόν κβαντικόν τῆς δλικής στροφορμής  $j=1 \pm \frac{1}{2}$ . Τό άποτέλεσμα τῆς συζευξεως είναι δτι έκαστη στάθμη, μέ δεδομένον  $1 > 0$ , διασπάται εἰς δύο στάθμας (ύποστιβάδας) μίαν μέ  $j=1 + \frac{1}{2}$  καί μίαν μέ  $j=1 - \frac{1}{2}$ . ‘Η πατάστασις  $1 + \frac{1}{2}$  είναι σταθερωτέρα καί κείται κάτων  $1 - \frac{1}{2}$ .

‘Η διαφορά μεταξύ τῶν δύο τούτων ύποστιβάδων αύξανει μέ αύξησιν τοῦ 1 περίπου ώς  $(21+1)/\Lambda^{2/3}$  καί δύναται: κά φθάσῃ τήν τιμήν 2MeV. ‘Ο άριθμός τῶν νουκλεονίων εἰς τήν στάθμην  $j=1 + \frac{1}{2}$  είναι 21+2 καί εἰς τήν στάθμην  $j=1 - \frac{1}{2}$  είναι 21 ήτοι δι’ έκαστην τιμήν τοῦ  $j$  έχομεν  $2j+1$  παταστάσεις. Ούτω διά  $1=2$  έχομεν 6 νουκλεόνια εἰς τήν στάθμην  $d_{5/2}$  καί 4 εἰς τήν στάθμην  $d_{3/2}$ . Διά  $1=3$  έχομεν 3 νουκλεόνια  $f_{7/2}$  καί 6 νουκλεόνια  $f_{5/2}$ . Λί ένεργειακαί στάθμαι αιτινες προκύπτουν ἐκ τῆς τοιαύτης συζευξεως, παθ' ήν η ένεργεια ένδος νουκλεονίου είναι διάφορος, άναλγως έάν τό spin είναι παράλληλον ή άντιπαράλληλον

πρός τήν τροχιακήν στροφορμήν, ούτεν τεές μαγικούς ἀριθμούς. Μέ 2, 8, 20, 50, 82, 126 γουκλεόνια ἔχομεν συμπλήρωσιν τῶν στιβάδων. Τ' ἀποτελέσματα μιᾶς τοιαύτης συζεύξεως δίδονται εἰς τὸ σχῆμα (2.20). Ἡ χαρακτηριστική ἀσυνέχεια εἰς ὡρισμένας ἴδιοτητας τῶν πυρήνων, γάτις ὑποδηλοῖ συμπλήρωσιν στιβάδος, δφεί - λεται εἰς τὴν ἐμφάνισην στιβάδων. Ἐνεργείας αὶ δύοις: ἀπέκουν σοβαρῶς ἐκ τῶν ἀμέσως ἀνωτέρων τοιούτων. Τοῦτο δείκνυται καὶ εἰς τό σχῆμα (2.20). Ἐάν αἱ ἀποστάσεις τῶν διαφόρων σταθμῶν ἐνεργείας ἡσαν αἱ αὐταὶ δέν, θά ἐπρεπε νά ἀναμένωνται σοβαραί μεταβολαί εἰς τὰς ἴδιοτητας δικαίων γουκλεόνιον εἰσέρχεται εἰς νέαν στιβάδα.

Σειρά στοθμῶν ἐνεργείας	διάσπασις δύον ἐ- συζεύξεως	Χαρακτ- ηρισμός ετάθμης (1)	Αριθμός κατα- ετάθμη	Ποικιλο- τελεστήρας κατετάθμη
7i		$l_{1/2}$	12	
4p		$l_{1/2} p_{1/2}$	16	126
5i		$p_{3/2}$	4	
6h		$l_{5/2}$	6	44
3s		$h_{1/2}$	10	
4d		$s_{1/2} d_{3/2}$	2	82
5g		$d_{5/2} g_{7/2}$	4	
3p		$g_{7/2} l_{1/2} p_{1/2}$	8	50
4f		$p_{3/2} l_{5/2}$	6	32
2s		$l_{7/2}$	8	
3d		$s_{1/2} d_{5/2}$	2	20
2p		$d_{5/2} p_{3/2}$	4	
1s		$p_{3/2} s_{1/2}$	6	8
			2	2

Σχ. 2.20. Σχηματισμός  
κλειστῶν στιβάδων ἐν-  
τὸς τῶν πυρήνων.

ῶστε διά μεγάλας τιμάς τοῦ 1, αἱ διαστιβάδες αὗται ἀποτελοῦσσν μέρος τῆς κατωτέρας στάθμης.

Κατά τὴν ἀνωτέρω σύζευξιν, καλουμένην j-j σύζευξιν, γάτις προϋποθέτει ἰσχυράν ἀληηεπίδρασιν μεταξύ τῆς τροχι-

ακής στροφορμής καί spin έκαστου νουκλεονίου, ή δλική στροφορμή έκαστου νουκλεονίου προστίθεται διά νά σχηματισθή ή δλική στροφορμή, ητοι τό spin, τού πυρήνος.

$$\vec{I} = \sum_i \vec{j}_i$$

Δηλαδή είς τήν  $j-j$  σύζευξιν, ἀντί νά έχωμεν  $\vec{l}$ , καί σκεχωρισμένως δι' έκαστον νουκλεονίου, έχομεν τόν ιηβαντικόν ἀριθμόν τής δλικής στροφορμής τού νουκλεονίου.  $j$ , έν αντιθέσει πρός τήν LS σύζευξιν είς τήν δποίαν ή άλληλεπίδρασις μεταξύ τροχιακής στροφορμής καί spin θεωρείται άμελη τέσσα. Συνέπως είς τήν LS σύζευξιν προστίθενται: άνυσματικώς αι τροχιακή στροφορμαί δλων τῶν νουκλεονίων διά νά δώσουν τήν δλην τροχιακήν στροφορμήν  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$ , ώς καί αι στροφορμαί ἐξ ίδιας περιστροφής δλων τῶν νουκλεονίων διά νά δώσουν τήν δλικήν στροφορμήν ἐξ ίδιας περιστροφής  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$ . Το  $\vec{L}$  καί  $\vec{S}$  προστίθενται μετά ταῦτα, άνυσματικώς διά νά δώσουν τό δλικόν spin τού πυρήνος, ητοι είς LS σύζευξιν έχομεν  $\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}$ .

Η οξία δλων τῶν άνωτέρω προυποθέσεων έγκειται είς τήν συμφωνίαν μέ τά πειραματικά δεδομένα.

1) Οι μαγικοί ἀριθμοί συμφωνούν μετά τῶν εύρισκομένων πειραματικώς. Επίσης έξηγείται ή μεγάλη σταθερότης τῶν πυρήνων ώς Ήπεικλπ.

2) α) Τό spin καί ή μαγνητική ροπή τῶν πυρήνων παθορίζεται έκ τού μή συνέζευγμένου νουκλεονίου. Ούτις, είς τήν βασικήν κατάστασιν, πυρήνες μέ  $A=$  ἄρτιον, τύπου α-α, έχουν spin καί μαγνητικήν ροπήν μηδέν καθ' θσον τά νουκλεονία (τά πρωτόνια κεχωρισμένως ἀπό τά νετρόνια) σχηματίζουν ζεύγη κατά τοιούτον τρόπον ώστε τό spin καί ή μαγνητική ροπή νά μηδενίζωνται. Αρά τό

spin καί ή μαγνητική ροπή τῶν κλειστῶν στιβάδων εἶναι μηδέν. Διά τάς μή πλήρως κατειλημμένας στιβάδας ίσχει δτι έάν δ ἀριθμός τῶν νουκλεονίων εἶναι ἄρτιος, τότε τό spin καί ή μαγνητική ροπή εἶναι μηδέν. 'Εάν δ ἀριθμός τῶν νουκλεονίων εἶναι περιττός, τότε τό spin καί ή μαγνητική ροπή τοῦ πυρήνος καθορίζεται: ἀπό τό περιττόν νουκλεόνιον. Πυρήνες μέ περιττόν Α, τύπου α-π καί π-α ἔχουν μονήρες νουκλεόνιον καί τό spin I τοῦ πυρήνος τούτου εἶναι: ίσον πρός τό j τοῦ τελευταίου τούτου μονήρους νουκλεονίου. Πυρήνες μέ ἄρτιον Λ, τύπου π-π, ἔχουν ἀκέραιον spin.

β) 'Η δμοτιμία τοῦ πυρήνος καθορίζεται: ἀπό τήν τιμήν 1 τοῦ περιττοῦ νουκλεονίου. 'Εάν 1=ἄρτιος, τότε ή δμοτιμία εἶναι ἄρτια (+). 'Εάν 1=περιττός, τότε ή δμοτιμία εἶναι περιττή (-).

Θεωρήσωμεν τόν πυρήνα  $\text{^{17}_8O}$ . Οὗτος ἀποτελεῖται: ἀπό 8 πρωτόνια καί 9 νετρόνια. Τό spin καί ή δμοτιμία βάσει τῶν ἀγωφερομένων εἰς τήν α) καί β), καθορίζεται: ἀπό τήν ἐνεργειακήν στάθμην τοῦ ἐνάτου νετρονίου. Τό  $\text{^{17}_9Ne}$  νετρόνιον, βάσει τοῦ σχήματος (2.20) εὑρίσκεται: εἰς τήν κατάστασιν 3 d<sub>5/2</sub> μέ 1=2 καί j=5/2. Συνεπώς τό spin καί ή δμοτιμία τοῦ πυρήνος πρέπει να εἶναι 5/2 (+). 'Η μετρηθεῖσα τιμή τοῦ spin εἶναι πράγματι 5/2. 'Ως δεύτερον παράδειγμα ἔστωσαν οἱ πυρήνες  $\text{^{113}_{49}In}$  καί  $\text{^{115}_{49}In}$ . Είς ἀμφοτέρων τούς πυρήνας, τό περιττόν νουκλεόνιον εἶναι τό 49ον πρωτόνιον. Τούτο, βάσει τοῦ σχήματος (2.20) πρέπει να εὑρίσκεται εἰς τήν κατάστασιν 5S<sub>1/2</sub> μέ 1=4 καί j=9/2. 'Αρα τό spin καί ή δμοτιμία τοῦ πυρήνος πρέπει να εἶναι 9/2 (+), δημερ καί πράγματι ἐπιβεβαιούται: ύπο τοῦ πειρά-

ματος. Υπάρχουν δμως και άρκεταί περιπτώσεις καθ'ας αι πειραματικῶς εύρισκόμεναι τιμήι δέν συμφωνοῦν μέ τάς υπό τοῦ σχήματος (2.20) προβλεπομένας. Τοῦτο δφείλεται εἰς τό γεγονδς δτι, εἰς περιπτώσεις καθ'ας δδο ἐνεργειακαί στάθμαι τοῦ πυρήνος διαφέρουν δλίγον μεταξύ των, εἶναι δυνατός εἰς ύπερκερασμός τῶν στιβάδων. Εἰς τήν περίπτωσιν πυρήνων μεγάλου spin, ύποτίθεται δτι ή ἐγέργεια ένδς μονήρους νουκλεονίου εῖναι ίδιαιτέρως μεγάλη, αὐξανούσα μετά τοῦ j. Δύναται νά δημιουργηθῇ μία ἐνεργειακή κατάστασις μεγαλυτέρας σταθερότητος διάνυφώσεως ένδς δευτέρου νουκλεονίου ἐκ στάθμης μικρότερας τιμῆς spin εἰς στάθμην μεγαλυτέρου spin, μέταποτέλεσμα νά δημιουργηθῇ ἐν ζευγος. Οὕτω δύναται νά ἐξηγηθῇ διατί δέν εὑρέθησαν πυρήνες εἰς τήν βασικήν κατάστασιν μέ spin I=11/2. Εἰς τήν κατάστασιν ταύτην, βάσει τῶν θνωτέρω, δέν δύνανται νά υπάρχουν μονήρη νουκλεόνια. Οεωρήσωμεν τήν περίπτωσιν τοῦ πυρήνος  $\frac{137}{56}$  Ba. Τό περιττόν νουκλεόνιον εῖναι τό 31<sup>0ν</sup> νετρόνιον. Βάσει τοῦ σχήματος (2.20) τό νετρόνιον τοῦτο ἔπρεπε νά εὑρίσκετο εἰς τήν στάθμην  $6h\frac{1}{2}$  μέ  $l=5$  καί  $j=11/2$  (-). Έν τούτοις εὑρέθη πειραματικῶς δτι ἔχει spin καί δμοτιμίαν 3/2(+) καί μαγνητικήν ροπήν 0,931 πυρηνικάς μαγνητόνας. Τοῦτο δικαιολογεῖται διά τῆς πυραδοκῆς δτι ἐν νετρόνιον ἀπομακρύνεται ἀπό ἐν ζευγος τῆς στάθμης  $4d\frac{3}{2}$  καί σχηματίζει ζευγος μέ τό νετρόνιον τῆς στάθμης  $6h\frac{1}{2}$ . Τό μονήρες τώρα νουκλεόνιον εῖναι εἰς τήν στάθμην  $4d\frac{3}{2}$  καί συνεπῶς ἔχει spin 3/2 (+). Ή μαγνητική ροπή βάσει τῆς ἐξισώσεως (2.67) ἔπρεπε νά ήτο 1,14 πυρηνικά μαγνητόνα, ήτις προσεγγίζει καλῶς τήν εύρισκομένην πειραματικήν τιμήν (0,931 π.μ.).

'Εάν τό  $81^{\text{ον}}$  νετρόνιον ήτο είς τήν κατάστασιν  $6h_{1/2}$ , τότε βάσει τής σχέσεως (2.60) έπρεπε νά ήτο αυτη άρνητη. Είς τους πυρήνας τύπου π-π έχομεν δύο μονήρη νουκλεονιακά συνεπώς ή σύζευξις τῶν δύο μονήρη νουκλεονιακά συνεπώς ή σύζευξις τῶν δύο διικῶν στροφορμῶν ( $j_1, j_2$ ) τῶν νουκλεονίων τούτων καθορίζει τό spin τοῦ πυρήνος. Τό spin τοῦ πυρήνος δύναται νά έχη οιανδήποτε τιμήν μεταξύ  $|j_1 - j_2|$  καί  $j_1 + j_2$ . Δύο κανόνες τοῦ Nordheim συνήνθωσ δίδουν δράσα ἀποτελέσματα:

I. 'Εάν  $(l_1 + l_2 + j_1 + j_2) = \text{ἀρτιος}$ , τότε  $I = |j_1 - j_2|$  [2.80]

II. 'Εάν  $(l_1 + l_2 + j_1 + j_2) = \text{περιττός}$ , τότε τό spin I θὰ είναι μεγάλον, πιθανῶς κλησίον τῆς τιμῆς  $j_1 + j_2$ .

'Εάν  $l_1$  καί  $l_2$  είναι ἀμφότερα ἀρτιοι ή περιττοί ἀριθμοί, τότε ὁ πυρήν έχει ἀρτίαν δμοτιμίαν. 'Εάν ἐξ αὐτῶν είναι ἀρτιον τό δέ ετερον περιττόν, τότε η δμοτιμία τοῦ πυρήνος είναι περιττή.

Θεωρήσωμεν ως παράδειγμα τόν πυρήνα  $^{64}_{29}\text{Cu}$ . "Έχομεν δύο περιττά νουκλεονιακά. Τό  $29^{\text{ον}}$  πρωτόνιον  $4f_{5/2}$ , μέ 1=3 καί  $j=5/2$ , καί τό  $35^{\text{ον}}$  νετρόνιον  $3p_{3/2}$ , μέ 1=1 καί  $j=3/2$ . Κατά συνέπειαν, βάσει τῆς σχέσεως (2.80) έχομεν

$l_1 + l_2 + j_1 + j_2 = 8$  καί ἄρα τό spin τοῦ πυρήνος πρέπει νά είναι  $I = j_1 - j_2 = 5/2 - 3/2 = 1$ . Τοῦτο συμφωνεῖ μέ τήν πειραματικήν τιμήν. 'Επειδή ἀμφότερα τά  $l_1$  καί  $l_2$  είναι περιττοί ἀριθμοί έπειτα δτι η δμοτιμία τοῦ πυρήνος είναι ἀρτία.

'Ο πυρήν  $^{86}_{37}\text{Rb}$  έχει ως περιττόν πρωτόνιον τό  $37^{\text{ον}}$  πρωτόνιον  $3p_{3/2}$  μέ 1=1 καί  $j=3/2$ . Τό περιττόν  $49^{\text{ον}}$  νετρόνιον είναι  $5g_{9/2}$  μέ 1=4 καί  $j=9/2$ . Κατά συνέπειαν

$l_1 + l_2 + j_1 + j_2 = 1 + 4 + 3/2 + 9/2 = 11$  περιττός ἀριθμός καί ἄρα τό spin I τοῦ πυρήνος είναι πιθανῶς  $j_1 + j_2 = 6$ . Πειραματικῶς εὑρέθη δτι είναι 2. 'Επειδή τό spin τοῦ

πυρήνος  $\frac{85}{37}$  Rb είναι  $5/2$ , δυνάμεθα νά υποθέσωμεν μίαν διάφορον τοποθέτησιν τῶν σταθμῶν, ώς δείκνυται οιά βέλους, δητι τὸ  $37^{\text{ού}}$  πρωτόνιον δύναται νά εὑρίσκεται εἰς τὴν κατάστασιν  $4f_{5/2}$ , μέ 1=3 καὶ  $j=5/2$ , καὶ δχι εἰς τὴν κατάστασιν  $3p^{3/2}$ . Εἰς τὴν τελευταίαν περίπτωσιν ἔχομεν  
 $1_j + 1_2 + j_1 + j_2 = 3+4+5/2+9/2=14$  καὶ ορα τὸ spin θά είναι  
 $9/2-5/2=2$ , ήτις συμφωνεῖ μέ τὴν πειραματικήν τιμήν. 'Η δμοτιμία λόγῳ τῶν τιμῶν  $1=3$  καὶ  $1=4$ , είναι περιττή.' Άλλα  
καὶ εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ἔχομεν περιττήν δμοτιμίαν  
διότι  $1=1$  καὶ  $1=4$ . Γενικῶς δλαι: αἱ ἀποστιβάδες ἐντός δεδομένης στιβάδος ἔχουν σχεδόν τὴν αὐτήν δμοτιμίαν: 'Ἐπομένως ἔστω καὶ ἐάν δέν εἴμεθα βέβαιοι περὶ τῆς υποστιβάδος ἐπὶ τῆς δποίας κεῖται τὸ περιττὸν νουκλεδνίον, ἐν τούτοις δυνάμεθα νά εἴμεθα σχεδόν βέβαιοι διά τὴν δμοτιμίαν.

3) 'Η ἐμφάνισις ίσομερῶν πυρήνων ἔξηγεῖται διὰ τοῦ ύποδείγματος τῶν στιβάδων.

Λι: ίσομερεῖς καταστάσεις θεωροῦνται ώς μακρόβιοι διηγερμέναι καταστάσεις τῶν πυρήνων. Κατά τὴν διέγερσιν ἐνός πυρήνος, οὗτος μεταβαίνει εἰς ύψηλοτέραν στάθμην ἐνεργείας ἐκ τῆς δποίας, ἀπ' εὐνέας ή δι' ἐνδιαμέσων καταστάσεων, μεταπίπτει ταχέως εἰς τὴν βασικήν τοιαύτην. 'Ο χρόνος ύποδιπλασιασμοῦ τῆς διηγερμένης καταστάσεως είναι: τόσον μικρότερος (ὅταν η πιθανότης μεταπτώσεως εἰς τὴν βασικήν κατάστασιν είναι τόσον μεγαλύτερα) δσον μικροτέρα είναι ή διαφορά τῶν spin ΔΙ καὶ δσον μεγαλύτερα είναι ή διαφορά ἐνεργείας ΔΕ τῶν δύο σταθμῶν. 'Η μεταβασίς ἐνός ίσομερούς πυρήνος εἰς τὴν βασικήν κατάστασιν παρεμποδίζεται λόγῳ τῆς μεγάλης διαφορᾶς ΔΙ τῶν spin

τῶν δύο καταστάσεων. Θεωρήσωμεν ὡς παράδειγμα τόγυ πυρήνα  $^{115}\text{Cd}$ . Ἡ βασική κατάστασις αὐτοῦ ἔχει spin 1/2 (+) καὶ συνεπῶς τὸ 67<sup>0</sup><sub>v</sub> νετρόνιον εὑρίσκεται: εἰς τὴν στάθμην 38<sub>1/2</sub> γλωσσικήν τῆς στάθμης ταύτης κεῖται: ἡ στάθμη 69<sub>1/2</sub>. Διέγερσις τοῦ πυρήνου τούτου διένεργείας 0,18 MeV ἀναβιβάζει τὸ 67<sup>0</sup><sub>v</sub> νετρόνιον εἰς τὴν στάθμην ταύτην, μέντος τοῦ spin τοῦ διηγερμένου πυρήνου νά εἶναι 11/2 (-). Λόγω ἀκριβῶς τῆς μεγάλης ταύτης διαφορᾶς ΔΙ τῶν spin, ἡ διηγερμένη κατάστασις τοῦ  $^{115}\text{Cd}$  θεωρεῖται: ὡς ἴσομερῆς κατάστασις. Ἡ μεγάλη διαφορά τοῦ spin παρεμποδίζει τὴν μεταπτωσιν ἐκ τῆς ἀνωτέρας στάθμης καὶ διά τοῦτο ὁ χρόνος υποδιπλασιασμοῦ τῆς ἴσομεροῦς καταστάσεως εἶναι μεγάλος. Π.χ. τὸ  $t_{1/2}$  τῆς ἴσομεροῦς καταστάσεως τοῦ Am-242 εἶναι: 152 ετῶν.

Τό δύπδειγμα τῆς ψυρᾶς σταγόνος διαφέρει ριζικῶς τοῦ ἀνωτέρω ψυκτικού. Τό πρῶτον προσποδέτει ἵσκυράν ἀλληλεπίδρασιν μεταξύ τῶν νουκλεονίων, τά δοκοῖα ἔχουν μόνον συλλογικήν συμπεριφοράν, καὶ δέν ἐνδιαφέρεται διά τὴν ἑσωτερικήν δομήν τοῦ πυρήνου τῶν ότιδεν.

Τό δύπδειγμα τῶν στιβάδων ψυκτικούς διέπει διά της ἀνιησίας ἐκάστου νουκλεονίου εἶναι: ἀνεξάρτητος δλῶν τῶν ἀλλων νουκλεονίων. Πρέπει νά τονισθῇ διά της βάσις τῶν δύο δύπδειγμάτων εἶναι διάφορος καὶ ὡς ἐτονίσθη εἰς τό κεφάλαιον τοῦ προτύπου τῆς ψυρᾶς σταγόνος, ἔκαστον δύπδειγμα ἀποσκοπεῖ εἰς τὴν ἔξηγησιν ὥρισμένων μόνον ἴδιοτήτων. Οὕτω μέ τό δύπδειγμα τῆς ψυρᾶς σταγόνος ἐπιδιώκεται ἡ ἔξηγησίς ὥρισμένων ἴδιοτήτων σχετιζομένων μέ τάς πυρηνικάς δυνάμεις ὡς ἐνέργειας συγδέσεως, πυκνότης, πυρηνικής ἀντιδράσεις, τοκάσεως. Εἰ διεῖται δέν δύνανται: νά ἔξηγησθον μέ τό δύπδειγμα τῶν στιβάδων. Μέ τό δύπδειγμα τῶν στιβάδων ἐπι-

διώκεται: ή ἔξηγησις τῶν στατιστικῶν ἴδιοτήτων τοῦ πυρήνος ώς καί τῆς σταθερότητος τῆς βασικῆς καταστάσεως τοῦ πυρήνος. Οὕτως υπολογίζονται τά spin, ή μαγνητική ροπή, ή δμοτιμία καί ἔξηγεται: ή ἐμφάνισις ἰσομερῶν πυρήνων. Πάντα ταῦτα δμως δέν σημαίνουν ότι τό εν ὑπόδειγμα ἀποκλείει τό ἔτερον. Τό συλλογικόν ύποδειγμα τοῦ πυρήνος συνδυάζει ἀμφοτέρας τάς ἀπόφεις. Τροποποίησιν τοῦ προτύπου τούτου ἀποτελεῖ τό καλούμενον "ένοποιημένον" ύποδειγμα τοῦ πυρήνος. Διὰ τάς διηγερμένας καταστάσεις τοῦ πυρήνος ἀνεπτύχθη τό "στατιστικόν" ύποδειγμα.

### 2.18. Μέτρησις spin καί μαγνητικῆς ροπῆς. ΠΟΛΥΛΙΓΑ

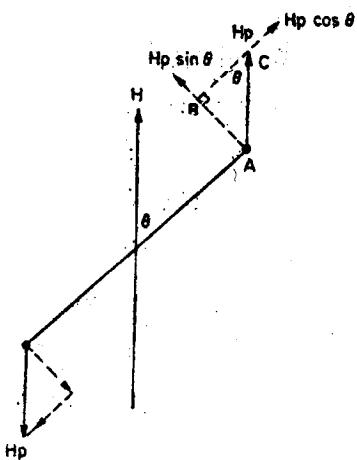
'Εάν εν μαγνητικόν δίπολον μήκους  $L$ . τεθῇ ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$  ὥστε νά σχηματίζῃ γωνίαν  $\theta$  μέ τήν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, δψίσταται τήν ἐπίδρασιν ζεύγους δυνάμεων τείνοντος νά περιστρέψῃ τούτο ὥστε δ ἄξων αὐτοῦ νά καταστῇ παράλληλος πρός τήν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, Σχῆμα (2.21). 'Η δύναμις εἰς ἔκαστον πόλον ( $F=mH$ ) ἀναλνεται εἰς δύο συνιστώσας, μίαν κάθετον πρός τό δίπολον καί μίαν κατά τήν διεύθυνσιν αὐτοῦ. 'Η τελευταία δμως δέν παράγει ἔργον. "Αρα η ροπή τοῦ πρώτου ζεύγους εἶναι ίση πρός

$$M = mLH \sin\theta \quad (2.81)$$

ἥτις, βάσει τῆς σχέσεως (2.29), καθίσταται:

$$M = \mu H \sin\theta \quad (2.82)$$

ένθα  $\mu$  = η μαγνητική ροπή τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου.



Σχ. 2.21. Δυνάμεις ἐπί τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου.

Οὐαὶ τὸ κάθετος διεύθυνσις ὡς πρὸς τὸ πεδίον συμπίπτει μέρισον Δυνάμικήν ἐπιφέρειαν αὐτοῦ. Λακοῦ, διὰ τᾶς δύσης, ἀντιθέτου σημείου, ποσότητας τοῦ μαγνήτου τὸ ἔργον μεταφορᾶς αὐτῶν ἐκ τοῦ ἀπείρου ἕως τὴν ἴσοδυνάμικήν ἐπιφέρειαν εἶναι: ἐν τῷ συνόλῳ μηδέν.

Η διαφορὰ τῆς δυνάμικῆς ἐνεργείας τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου μεταξύ δύο θέσεων, ἢτοι τῆς παραλλήλου πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου θέσεως ( $\theta=0^\circ$ ) καὶ τῆς καθέτου πρὸς αὐτὴν ( $\theta=90^\circ$ ), βάσει τῆς ἑξισώσεως (2.33) θᾶττα:

$$\Delta E = E_{\delta u v}^{90^\circ} - E_{\delta u v}^{0^\circ} = \mu H \quad (2.34)$$

καὶ λακοῦ

$$E_{\delta u v}^{90^\circ} = E_{\delta u v}^{0^\circ} - \mu H \quad (2.35)$$

Δεδομένου ὅτι ἡ  $E_{\delta u v}^{90^\circ}$  εἶναι, ὡς ἀνεφέρθη, μηδέν ἐπεταῖ ὅτι ἡ δυνάμική ἐνέργεια τοῦ διπόλου εἰς τὴν παράλληλον θέσιν ὡς πρὸς τὸ μαγνητικὸν πεδίον ( $\theta=0^\circ$ ), εἶναι: ἐλαχίστη, ἢτοι:

Η διαφορὰ τῆς δυνάμικῆς ἐνεργείας τοῦ διπόλου δταν σχηματίζη γωνίαν  $\theta$  μετά τῆς διεύθυνσεως τοῦ πεδίου θᾶττα εἶναι:

$$\Delta E = \int \mu H \sin \theta \cdot d\theta = \mu H / -\cos \theta \Big|_0^{\theta} \\ = \mu H - \mu H \cos \theta \quad (2.33)$$

Η δυνάμικη ἐνέργεια τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου ἐντὸς τοῦ πεδίου τοῦ πεδίου τούτου, διὰ θέσιν καθέτου ( $\theta=90^\circ$ ) ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, εἶναι μηδέν, καθ'

$$E_{\delta\psi}^0 = -\mu H \quad (2.86)$$

καί άντιστοιχεῖ εἰς τήν θέσιν τῆς μεγίστης εύσταθείας.  
Διότι ανδήποτε δέ θέσιν ἐν σχέσει πρός ταύτην, ήτοι διότι  
οι ανδήποτε γωνίαν θέτουμε σχέσει πρός τήν διεύθυνσιν τοῦ  
πεδίου, ή δυναμική ένέργεια τοῦ διπόλου θά εἴναι:

$$\begin{aligned} E_{\delta\psi}^{\theta} &= E_{\delta\psi}^0 + \Delta E = -\mu H + \mu H - \mu H \cos \theta \\ &= -\mu H \cos \theta \end{aligned} \quad (2.87)$$

Η δυναμική ένέργεια τοῦ διπόλου είναι μεγίστη διά τήν  
άντιπαράλληλον διεύθυνσιν, ήτοι διά γωνίαν  $\theta=180^\circ$ ,

$$E_{\delta\psi}^{180} = +\mu H \quad (2.88)$$

"Αρα η δλική ένέργεια τοῦ μαγνητικού διπόλου θά εἴναι:

$$E_{\delta\lambda} = E_0 + E_{\delta\psi}^{\theta} = E_0 - \mu H \cos \theta \quad (2.89)$$

Ένθα  $E_0$  ή ένέργεια αύτοῦ έκτος πεδίου καί μ=συνιστώσα μη.  
Βέσει τῆς ἐξισώσεως (2.89), ή ένέργεια τοῦ μαγνητικού  
διπόλου ἔξαρται: ἐν τοῦ προσανατολισμοῦ αύτοῦ ἐν σχέ-  
σει πρός τοῦ έφαρμοζόμενον μαγνητικόν πεδίον II. Τό μέ-  
γενος δμως τῆς μαγνητικῆς ροπῆς κατά τήν ἐξισώσιν (2.49)  
είναι:

$$\mu_J = -\frac{e}{2mc} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{J(J+1)} g \quad (2.49)$$

η δέ συνιστώσα  $\mu_H$  κατά τήν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, ήτις  
δίδεται: ύπο τῆς ἐξισώσεως (2.51), είναι:

$$\mu_H = \frac{-e}{2mc} \frac{\hbar}{2\pi} M_J g \quad (2.51)$$

Διά  $S=0$  ἔχομεν  $g=1$  καί  $M_J=M_L$ . "Αρα η σχέσις (2.51)  
καθίσταται:

$$\mu_H = \frac{-e}{2mc} \frac{\hbar}{2\pi} M_L \quad (2.90)$$

Έγθα  $M_L=L, L-1\dots,-L$ .

Αντικαθιστῶντες τὴν τιμήν ταύτην εἰς τὴν ἔξισωσιν (2.39) εὑρίσκομεν ότι η ἐνέργεια ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι:

$$E = E_0 + \frac{e}{2mc} HM_L \frac{h}{2\pi} \quad (2.91)$$

Ἐκ τῆς ἔξισῶσεως ταύτης προκύπτει ότι η κατάστασις μέτρην μικροτέραν ἐνέργειαν ἔχει στροφορμήν ἀντιπαράλληλον πρᾶξ τῆς διεύθυνσιν τοῦ πεδίου ( $M_L < 0$ ). Λόγῳ τοῦ ἀρνητικοῦ σημείου εἴς τὴν σχέσιν (2.49), η διεύθυνσις τῆς μαγνητικῆς ροπῆς θά εἶγαι κατά τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου.

Ομοίως, ἐκ ταύτης προκύπτει ότι διά τὰς κβαντωμένας τιμάς τοῦ  $M_L$  θά ἔχωμεν καί ἀντιστοίχους τιμάς ἐνέργειας ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἀλλ' η ἀπόστασις τούτων μεταξύ των θα εἶναι η αὐτή εἴς δλας τὰς περιπτώσεις, διά δεδομένην ἔντασιν πεδίου. Η ἀπόστασις αὕτη εἶναι, ὡς προκύπτει ἐκ τῆς (2.91)

$$\Delta E = \frac{eh}{2mc \cdot 2\pi} H \Delta M_L = \Delta M_L \mu_B H \quad (2.92)$$

Ο κανὼν ἐπιλογῆς  $\Delta M_L = 0, \pm 1$ , δίδει τρεῖς ίσας διασπάσεις καί συνεπῶς θά ἔχωμεν πάντοτε ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου διάσπασιν τῆς φασματικῆς γραμμῆς εἰς τρεῖς τοιαύτας. Τούτο ἀποτελεῖ τὸ κανονικὸν φαινόμενον Zeeman. Διά  $\Delta M_L = 0$ , η φασματική γραμμή συμπίπτει μέτρην ἀρχικήν, ἥτοι τὴν συνεύ τῆς παρουσίας πεδίου γραμμήν. Διά  $\Delta M_L = \pm 1$  αἱ φασματικαὶ γραμμαὶ κεῖνται ἐκατέρωθεν τῆς πρώτης καί εἰς ἀπόστασιν.

$$\Delta v = \frac{\Delta E}{h} \cdot \frac{1}{c} = \frac{\mu_B H}{h} \cdot \frac{1}{c} = 4,67 \cdot 10^{-5} H \text{ cm}^{-1} \quad (2.93)$$

Διά τοῦ φαινομένου Zeeman εὑρίσκεται μετ' ἀκριβεῖας η τιμὴ τῆς  $\mu_B$ .

Διά τὴν μέτρησιν τοῦ spin τοῦ πυρῆνος χρησιμοποιεῖται η ὑπερλεπτή ύψη τῶν φασματικῶν γραμμῶν.

Τό άνυσμα  $\bar{I}$ , διπερ χαρακτηρίζει τό spin τού πυρήνος συνδέεται μετά τής δλικής στροφορμής τῶν τροχιακῶν ήλεκτρονίων  $\bar{J}$  καὶ δίδει τό άνυσμα τής δλικής στροφορμής,  $\bar{F}$ , μεγέθους  $\hbar\sqrt{F(F+1)}$  (σχήμα 2.22). Ο πειντικός άριθμός  $F$  δύναται, κατ' ἀναλογίαν πρός τά προηγούμενα, να λαβη τιμάς:

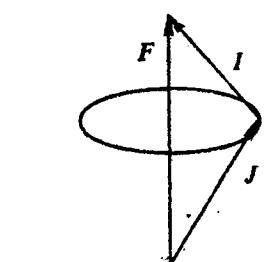
$$F=I+J, \quad J+I-1, \quad J+I-2, \dots, |J-I| \quad (2.94).$$

\* Λατε εύρισκομεν  $2J+1$  ή  $2I+1$  τιμάς, έξαρτωμένου ἐκ τού έάν είναι  $J < I$  ή  $J > I$ . π.χ. διά  $I=3/2$  καὶ  $J=2$  έχομεν  $2I+1 = 4$  τιμάς ( $F=7/2, F=5/2, F=3/2, F=1/2$ ).

Διά διαφόρους τιμάς τού  $F$  έχομεν μικράς διαφοράς εἰς

τήν ἐνέργειαν τῶν άντιστοίχων καταστάσεων. Συνεπῶς ή ύπερλεπτή ύφη προκύπτει ἐκ τού γεγονότος δτι ή ἐγέργεια τού άτόμου είναι δλίγον διάφορος, λόγω ἀλληλεπιδράσεως μεταξύ μαγνητικής ροπής τού πυρήνος καὶ τού μαγνητικού πεδίου τῶν τροχιακῶν ήλεκτρονίων, διά διαφόρους προσανατολισμούς τού spin τού πυρήνος καὶ τής στροφορμής τῶν

Σχ. 2.22. Άνυσμα-τική περάστασις τής δλικής στροφορμής,  $F$ , ένός άτόμου.



τροχιακῶν ήλεκτρονίων. Δηλαδή αἱ ἐνέργειαικαί στάθμαι τού άτόμου, ἐκάστη τῶν δποίων άντιστοιχεῖ εἰς δεδομένη ήλεκτρόνιακήν κατάστασιγ, θά διαπασθούν εἰς σειράν, δλίγον ἀπεχουσῶν μεταξύ των, γραμμῶν. Εκάστη ἐξ αὐτῶν άντιστοιχεῖ εἰς τήν αύτήν ήλεκτρονιακήν στάθμην τού άτόμου ἀλλ' εἰς διάφορον προσανατολισμόν ἐν σκέσει πρός τό spin τού πυρήνος.

\* Έκ τού άριθμού τῶν γραμμῶν ένδις φύσματος ύπερλε-

πτήσις ύφης δυνάμεθα νά προσδιορίσωμεν τό spin του πυρήνος ένδος άτομου.<sup>9</sup> Ο άριθμός τῶν γραμμῶν ἔξαρτεται ἐν τῶν Ι καὶ J ή δέ σχετική ἀπόστασις μεταξύ τῶν γραμμῶν ἐκ τῶν τιμῶν F (κανών ἐνδιαμέσων ἀποστάσεων).<sup>10</sup> Εποιέασε τό I προσδιορίζεται ἐκ μετρήσεως τοῦ ἀριθμοῦ τῶν γραμμῶν καὶ τῆς σχετικῆς ἀποστάσεως τούτων.

<sup>9</sup> Μανεῖναι γνωστόν τό spin του πυρήνος, υπολογίζεται: ή μαγνητική ροπή του πυρήνος του άτομου. Ουτως εὑρέθη διά τῆς μεθόδου ταυτης δτι: ή μαγνητική ροπή του πυρήνος του <sup>209</sup>Bi εἶναι +4,08 πυρήνικας μαγνητόναι.

'Εάν τώρα ἐπιδράσῃ ἐν θερινόν μαγνητικόν πεδίον, ἔχομεν ιβάντωσιν του θερινού στροφορμής του άτομου F. Έμαγνητικός ικός ιβαντικός άριθμός ταυτης δύναται: γάλ λαμβάνη μόνον τάς τιμάς.

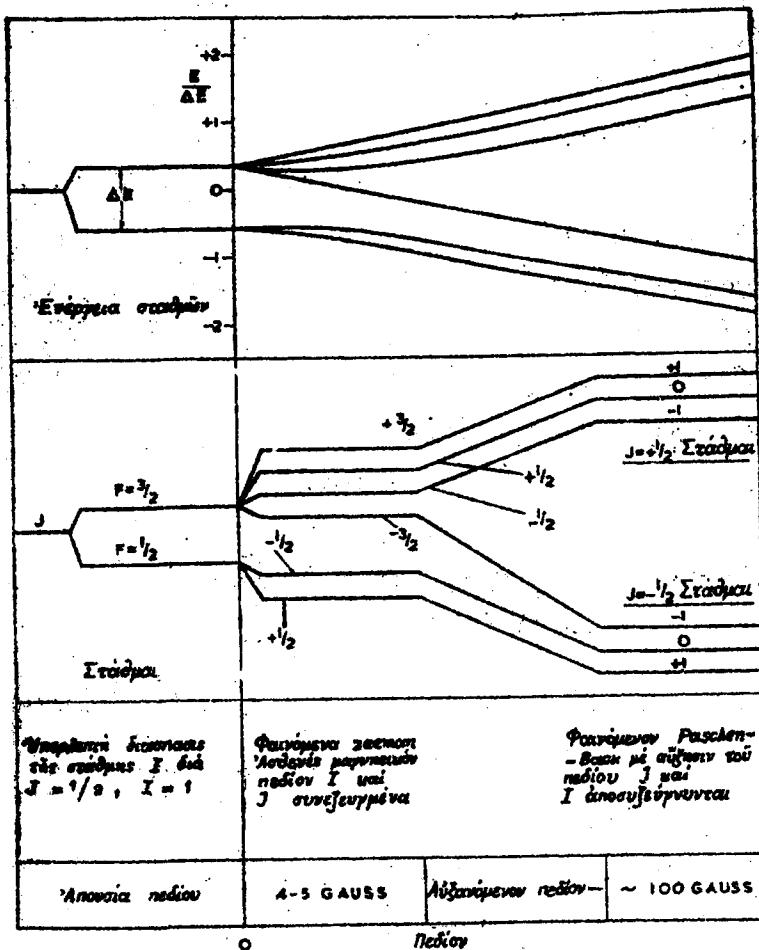
$$M_F=F, F-1, F-2, \dots, -F \quad (2.95)$$

"Αρα ἔχομεν  $2F+1$  τιμάς του  $M_F$ , ἀντιστοιχούσας εἰς διάφορον ἐνέργειαν ἐντός του μαγνητικού πεδίου. Ουτως εἰς τό σχήμα (2.23) διά μικράν ἐντασιν πεδίου ( $4\text{--}5$  Gauss), ἔχομεν διάσπασιν ἑκάστης γραμμῆς :οῦ φάσματος υπερλεπτής ύφης εἰς  $2F+1$  στάθμας ἐνεργείας. Διά περιτέρω αὐξήσεως τῆς ἐντάσεως του πεδίου ἔχομεν βαθμιαίαν ἀπόστασιν τῶν J καὶ I τά διοικούστανται: ἀνεξάρτητον πλέον ιβάντωσιν κατευθύνσεως, μέ συνιστώσας  $M_J$  καὶ  $M_I$ . Διά δεδομένην τιμήν  $M_J$  ἔχομεν  $2I+1$  τιμάς του  $M_I$ , ητοι

$$M_I=I, I-1 \dots, -I$$

Εἰς τήν περίπτωσιν του σχήματος (2.23)  $I=1$  καὶ  $J=\frac{1}{2}$ .

"Αρα  $F=\frac{1}{2}$  καὶ  $\frac{3}{2}$ .  $M_F=1, 0, -1$ , καὶ  $M_J=\pm \frac{1}{2}$ . Ή ἀπόστασις τῶν σταθμῶν διά διαφόρους τιμάς  $M_I$  εἶναι μικρά, ἐν σχέσει πρός τήν ἀπόστασιν  $M_J=+\frac{1}{2}$  καὶ  $M_J=-\frac{1}{2}$ . Ουτω δέν



Σχ. 2.23. Υπερλεπτή ύφή των φασμάτων γραμμών.

ἀγαφαίνεται: νέα πολλαπλότης των γραμμών ἀλλά τοποθετούνται: αὗται: συμμετρικῶς εἰς δύο διάδασ, ἐκάστης ἔχονσης  $2J+1=3$  γραμμάς. Η διάσπασις δηλαδή δέν ἔξαρταται ἐν τῇς ἐντάσεως του πεδίου ἐφ' δσον τοῦτο εἴναι ἀρκετά ἴσχυρόν διά νά προκαλῇ τήν ἀποσύζευξιν τῶν  $J$

καὶ Ι. Κατά συνέπειαν, ἐκ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν φασμάτων γραμμῶν, ἐντός ἐπαρκῶς ἴσχυροῦ ἔξωτερικοῦ μαγνητικοῦ, πεδίου, δυνάμεθα νά υπολογίσωμεν τό spin τοῦ πυρήνος. Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ Bi εὑρέθησαν  $10 = 2I+1$ ,  $9/2$ . Εἰς τό σχήμα (2.22) ἀποδίδονται αἱ ἀναφερθεῖσαι ἀνωτέρω περιπτώσεις. Η διάταξις τῶν σύνιστων  $F = \frac{1}{2}$  εἶναι ἀντίστροφος τῆς διατάξεως μέ  $F = \frac{3}{2}$  καθ' ὅσον εἴς τὴν πρώτην περίπτωσιν τό J εἶναι ἀντιπαράλληλον τοῦ F.

Τό spin τῶν πυρήνων δύναται νά εὑρεθῇ καὶ ἐκ τῶν γραμμῶν περιστροφῆς τῶν ἡλεκτρογενικῶν φασμάτων τῶν διμοιοπυρηνικῶν διατομικῶν μορίων. Εκ τῆς μελέτης τῶν τατικῶν τούτων φασμάτων προκύπτει ὅτι αἱ γραμμαί περιστροφῆς, εἰς τό φάσμα, εἶναι ἐναλλάξ ἀσθενῶς καὶ ἴσχυρῶς ἐντατικαί. Αἱ ἐντάσεις τῶν γραμμῶν ἔξαρτῶν γται ἐκ τῶν στατιστικῶν βαρῶν τῶν μορίων καταστάσεων, ὅτι να ἔξαρτῶνται ἐκ τοῦ I, δέ λόγος τῶν ἐντάσεων εἶναι  $\frac{I+1}{I}$ . Εφ' ὅσον τό spin ἐκάστου πυρήνος τοῦ μορίου εἶναι I, δέ κβαντικός ἀριθμός τοῦ διληκού spin, S, δύναται νά λάβῃ τάς τιμάς  $2I, 2I-1, 2I-2, \dots, 1, 0$ . Εἰς τὴν σειράν ταύτην οἱ ὅροι εἶναι ἐναλλάξ ἄρτιοι καὶ περιττοί. Τό στατιστικόν βάρος καταστάσεως μέ δεδομένην τιμήν S εἶναι  $2S+1$  καθ' ὅσον υπάρχουν  $2S+1$  δυνατοί προσανατολισμοί ἐξ τού πιθανού. "Αρα δέ λόγος τῆς πιθανότητος δτι ἡ τιμή S θά εἶναι ἄρτιος ἀριθμός πρός τὴν πιθανότητα δτι ἡ τιμή S θά εἶναι περιττός ἀριθμός, εἶναι:

$$R = \frac{[2(2I)+1]+[2(2I-2)+1]+\dots}{[2(2I-1)+1]+[2(2I-3)+1]+\dots} \quad (2.96)$$

δστις διά οἰανδήποτε τιμήν τοῦ I δίδει

$$R = \frac{I+1}{I} \quad (2.97)$$

Οδτως, αἱ πιθανότητες διά ἀρτίας καὶ περιττάς τιμάς τοῦ S δέν εἶναι αἱ αύται, καθ' δσον  $\frac{I+1}{I}$  εἶναι πάντοτε μεγαλύτερον τοῦ 1. Ἐκ μετρήσεων τοῦ λόγου τῶν ἐντάσεων  $\frac{I+1}{I}$  δυνάμενα νά προσδιορίσωμεν τό spin τοῦ πυρήνος I. Διά τό ύδρογόνον  $I = \frac{1}{2}$  καὶ ἄρα τό S δύναται νά λάβῃ μόνον δύο τιμάς 0 ή 1. Τό δύο εἴδη τῶν μορίων εἶναι τό πάρα- καὶ τό θρήο- ύδρογόνον. Εἰς τήν συνήθη θερμοκρασίαν δύ λόγος τῆς θρήο- πρός τήν πάρα-μορφήν εἶναι:  $\frac{I+1}{I} = 3$  Ετέρα μέθοδος προσδιορισμοῦ τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τῶν πυρήνων καὶ ἔξ αὐτῆς τοῦ spin εἶναι ἡ μέθοδος Rabi διά τήν δποῖαν ἐλαβεν οὗτος καὶ τό βραβεῖον Nobel. Κατ' ἀναλογίαν πρός τήν σχέσιν (2.51), ἡ συνιστᾶσα τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τοῦ πυρήνος κατά τήν διεύθυνσιν δμογενοῦς πεδίου δίδεται ὑπό τῆς σχέσεως:

$$\mu_h = \mu_n M_I g \quad (2.98)$$

Ἐνθά  $M_I = +I \dots -I$ .

Αὕτη ἐν συνδυασμῷ μέ τήν σχέσιν (2.91) δίδει

$$E = E_0 - \mu_n M_I g \quad (2.99)$$

Ἐνθα  $M_I = \pm \frac{1}{2}$  ἐντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Λί διάφοροι τιμαί τοῦ  $M_I$  ἀντιστοιχοῦν εἰς διάφορον ἐνεργειακήν κατάστασιν καὶ ἐφ' δσον ύπάρχουν  $2I+1$  διάφοροι προσανατολισμοί, ἐπεται δι: δύ  $2I+1$  διαφόρους ἐνεργειακάς καταστάσεις τοῦ πυρήνος. Οδτω, διά  $I=1/2$  ἔχομεν δύο καταστάσεις. Η διαφορά ἐνεργειακής μεταξύ δύο διαδοχικῶν ἐνεργειακῶν σταθμῶν ( $M_I$  καὶ  $M_I+1$ ) βάσει τῆς σχέσεως (2.99), εἶναι:

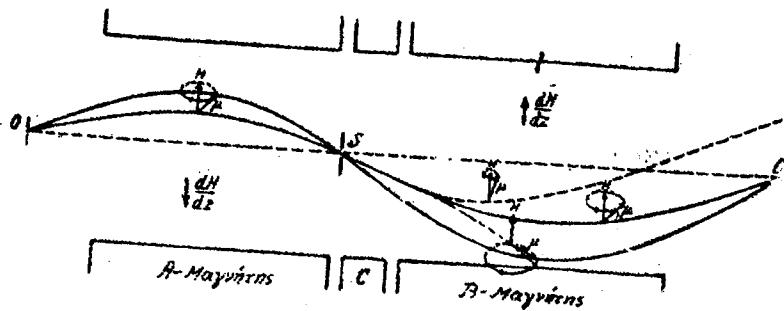
$$\begin{aligned}
 \Delta E &= E_{(M_x)} - E_{(M_x+1)} \\
 &= \mu_n gH (M_x + 1 - M_x) \\
 &= \mu_n gH
 \end{aligned} \tag{2.100}$$

"Αρα ή συχνότης τής μεταπτωτικής κινήσεως (μετάπτωσις Larmor) περί τήν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου θὰ εἴγα;

$$\frac{\Delta E}{h} = v_L = \frac{\mu_n g H}{h} \tag{2.101}$$

'Εάν καθέτως ἐπί ένός τοιούτου πεδίου C (σχ. 2.24) ἐπιδράσῃ ύφίσυχνον ἑγαλλασσόμενον πεδίον, τότε, ἐάν συμπέσῃ ή συχνότης αὐτοῦ μέ τήν συχνότητα μεταπτώσεως, δι πυρήν δύναται: ν' ἀπορροφήσῃ ἐνέργειαν οὕτως ὡστε, δι μεγνητικός κραντικός ἀριθμός νά μεταβληθῇ κατά μονάδα καί οὕτω γά μεταβληθῇ ή διεύθυνσις τής μαγνητικῆς ροπῆς τοῦ πυρήνος. Μετρῶντες τήν συχνότητα εἰς τήν δύοιαν ἔχομεν ἀπορρόφησιν ἐνεργείας, δυνάμεθα γά προσδιορίσωμεν τελικῶς τό μ. Κατά τήν μέθοδον Rabi, δέσμη σωματίων διέρχεται: διά ισχυροῦ ἀνομοιογενοῦς πεδίου A. Δργῷ τοῦ πεδίου τούτου, ἐμφανίζεται: ἀπδικισίς τής δέσμης ὡς πρός τήν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου ἀνάλογος πρός τό μέγεθος τής μαγνητικῆς ροπῆς. Κατόπιν διέρχεται: αὕτη διά ἐνδε δύμοιογενοῦς πεδίου C, τό διπολον ἀνεψέρθη προηγουμένως. Μετά ταῦτα διέρχεται: διά δευτέρου ἀνομοιογενοῦς πεδίου B τής αὐτῆς φορᾶς μέ τό πρῶτον ἄλλα ἀντιθέτου ἀνομοιογενείας, ήτοι: δταν ή ἔντασις τοῦ πρώτου πεδίου αὐξάνη ἐκ τῶν ἀνω πρός τά κάτω, τοῦ δευτέρου αὔξανει: ἀντιθέτως (Σχ. 2.24). Τούτο ἐπανεστάζεται τά σωμάτια. Εφαρμόζοντες καθέτως ἐπί τοῦ δύμοιογενοῦς πεδίου B τό δύνατον ἑγαλλασσόμενον ύφίσυχνον πεδίον καί μεταβάλλοντες τήν συχνότητα αὐτοῦ ἐπιτυγχάνομεν συντονισμόν.

Είς τήν συχνότητα συντονισμού, ν<sub>L</sub>, δύ πυρήν απορροφά ένέργειαν καὶ ἐπέρχεται μεταβολή εἰς την προσανατολισμόν



Σχ. 2.24. Διάταξις Rabi.

τῆς μαγνητικῆς ροπῆς τῶν πυρήνων ( $\delta \omega = \frac{1}{2}$ , ή μεταβολή εἶναι  $+ \frac{1}{2} \rightarrow - \frac{1}{2}$ ) καὶ κατὰ συνέπειαν τό δεύτερον ἀνομοιογενές πεδίον δέν δύναται νότι ἐπανεστιάση ταῦτα εἰς τό σημεῖον D. 'Η δέσμη ἀκολουθεῖ τήν στικτήν γραμμήν. 'Η ἐντασις τῆς δέσμης εἰς τήν θέσιν D (ἔνθα ή συσκευή μετρήσεως) ἐλαττούσται ἀποτόμως καὶ οὕτως εὐρίσκομεν τήν συχνότητα συντονισμού καὶ ἔξ αὐτῆς τήν μ. 'Ἐπέρα τεχνική διά τήν μέτρησιν τῆς μαγνητικῆς ροπῆς, εἴναι δύ πυρηνικός μαγνητικός συντονισμός (NMR) δστις ἐξετάζεται εἰς τό ἐπόμενον κεφάλαιον. 'Ομοίως δύναται νότι χρησιμοποιηθῆ ή μέθοδος τοῦ πυρηνικοῦ τετραπολικοῦ συντονισμοῦ. 'Εξ ἄλλου, ἐφ'δσον, ὡς ἀναφέρεται εἰς τά σχετικά κεφάλαια, ή β- καὶ γ-έκπομπή ἐνός ραδιενεργοῦ πυρήνος ἐπηρεάζεται σοβαρῶς ἐκ τῆς διαχορύσεως τοῦ spin μεταξύ μητρικοῦ καὶ θυγατρικοῦ πυρήνος, ἔπειτα: δτι δυνά-

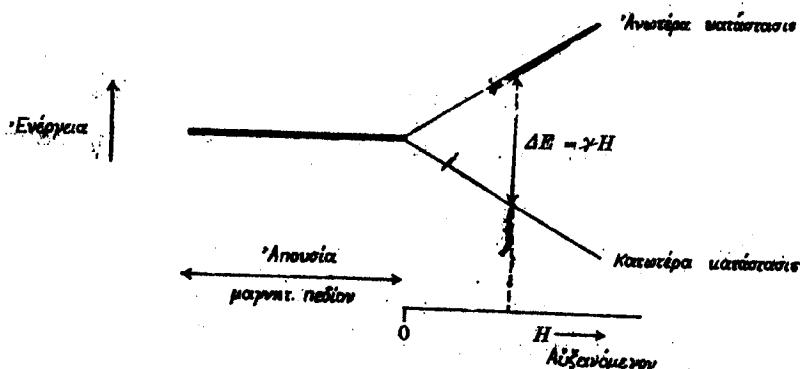
μενα νά συμπεράνωμεν ποτον πρέπει νά είναι τό spin του μητρικού ή του θυγατρικού πυρήνος.

### 2.19. Πυρηνικός μαγνητικός συντονισμός (N.M.R.).

Είς τό προηγούμενον κεφάλαιον έδειχθη δτι ή διαφορά ένεργειας μεταξύ δύο διαδοχικών ένεργειακών καταστάσεων ( $M_1$  και  $M_2+1$ ) παρέχεται όπο τής σχέσεως (2.100). Αυτη, ἐν συνδυασμῷ μέ την έξισωσιν (2.62), δίδει:

$$\Delta E = \mu_B g H = \frac{\mu B}{I} = \gamma \frac{h}{2\pi} H \quad (2.102).$$

Η διαφορά ένεργειας μεταξύ δύο καταστάσεων τῶν πυρήνων ( $\delta: \text{& } I = \frac{1}{2}$ ) δείκνυται εἰς τό σχήμα (2.25).



Σχ. 2.25. Διαχωρισμός τῶν δύο έπιτρεπομένων σταθμῶν ένεργειας πρωτονίου ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τό δΕ είναι ἀνάλογον τοῦ H. Λπούσια πεδίου αἱ δύο καταστάσεις ἔχουν τήγ αὐτήν ένέργειαν.

Ἐάν έπι τῶν πυρήνων τούτων ἐπιδράσῃ ακτινοβολία ένεργειας,  $h\nu$ , ίσης πρός τήν διαφοράν ένεργειας δύο διαδοχικῶν ένεργειακών καταστάσεων, τότε θά λάβη ζώρων α-

πορρόφησις τής άκτινοβολίας ταύτης ἐκ συντονισμού καὶ μετάπτωσις μερικῶν πυρήνων εἰς τήν διηγερμένην κατάστασιν. Δηλαδὴ ἀπό τήν κατάστασιν καθ' ἥν τὸ spin τοῦ πυρήνος εἶναι παράλληλον πρός τήν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, μεταπίπτουν οὗτοι εἰς τήν κατάστασιν καθ' ἥν τὸ spin τοῦ πυρήνος καὶ ἡ διεύθυνσις τοῦ πεδίου εἶναι ἀντιπαράλληλα. Τό ἀποτέλεσμα συνεπῶς τής δράσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου  $H$  εἶναι διὰ μίαν ἀπλῆ στάθμη διασπάται εἰς  $2I+1$  ἐνεργειακάς στάθμας, οἷσης ἀποστάσεως, μεταξύ τῶν δποίων διάρχει μετάπτωσις μόνον διὰ  $M_I = \pm 1$ . Η ἀπορρόφησις ἐνεργείας, οἷσης πρός τήν διαφοράν δύο ἐνεργειακῶν κατάστασεων, λαμβάνει χώραν εἰς συχνότητα  $v_0$ , ἢτις καλεῖται συχνότης συντονισμοῦ. Η συνθήκη συντονισμού πληρούσται διά:

$$v_0 = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\mu_B g H}{h} = \frac{g}{2\pi} H \quad (2.103)$$

Ἐπί παραδείγματι, εἰς μαγνητικόν πεδίον  $10^4$  Gauss, διά τόν πυρήνα ύδρογόνου (πρωτόνιον) μέ spin  $I = \frac{1}{2}$  καὶ  $g = 5,58$  ἔχομεν:

$$\begin{aligned} v_0 &= \frac{5,05 \cdot 10^{-24} (\text{erg/Gauss}) \times 5,58 \times 10^4 (\text{Gauss})}{6,6 \cdot 10^{-27} (\text{erg.sec})} \\ &= \frac{2,82 \cdot 10^{-19}}{6,6 \cdot 10^{-27}} \text{ sec}^{-1} \\ &= 42,6 \text{ Mc/sec} \quad (2.104) \end{aligned}$$

Ἔτις κεῖται εἰς τήν περιοχήν τῶν βραχέων ραδιοφωνικῶν κύματων.

$$\lambda = \frac{c}{v} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{4,2 \cdot 10^7} = 7 \text{ m}$$

Διά τό πρωτόνιον, γενικῶς, ἔχομεν τήν σχέσιν

$$v_0 = 4,26 \cdot 10^{-3} \text{ H (Mc/sec)}$$

(2,105)

Ένθα Η δίδεται είς Gauss.

Είναι ένδιαφέρον νά τονισθή ότι η ένεργειακή άπδστασίς δύο διαδοχικῶν καταστάσεων είναι λίγη μικρά. Π.χ. είς τήν σχέσιν (2,104) είδομεν ότι ή ΔΕ διά τό πρωτόνιον καί διά συνήθη πεδία τῶν 10 KGauss είναι  $2,82 \cdot 10^{-19}$  erg, ήτις άντιστοιχεῖ είς

$$2,82 \cdot 10^{-19} \times 2,39 \cdot 10^{-8} \times 6,02 \cdot 10^{23} \approx 0,004 \text{ cal/mole}$$

Η τιμή αυτή τής ΔΕ είναι λίγη μικρά συγκρινομένη πρός τήν τιμήν KT, ( $4,1 \cdot 10^{-14}$  erg), ήτις άντιστοιχεῖ είς

$$4,1 \cdot 10^{-13} \times 2,39 \cdot 10^{-8} \times 6,02 \cdot 10^{23} \approx 600 \text{ cal/mole}$$

Είς τήν θερμικήν ίσορροπίαν οι άριθμοί τῶν πυρήνων είς τάς δύο στάθμας (πληθυσμός) άκολουθόν τήν στατιστικήν Boltzmann. Ο άριθμος τῶν πυρήνων είς τήν κατωτέραν στάθμην ( $M_I = +\frac{1}{2}$ ) είναι διπλού μεγαλύτερος τού άριθμού τῶν πυρήνων είς τήν άνωτέραν στάθμην ( $M_I = -\frac{1}{2}$ ). Ουτώς η στατιστική κατανομή τῶν πυρήνων δίδει

$$\frac{N(\text{κατωτέρα})}{N(\text{άνωτέρα})} = e^{\frac{ΔE}{kT}} = e^{\frac{2,810^{-19}}{4,1 \cdot 10^{-14}}} \approx 1,000007,$$

ήτοι, είς τήν κατωτέραν στάθμην έχομεν περίσσειαν ένδει πυρήνος περίπου είς  $10^5$  πυρήνας.

2.20. Φασματοσκοπική μέθοδος πυρηνικού μαγνητικού συντονισμού (N.M.R.).

2.20, 1. Γενικά.

\* Η χαρακτηριστική συχνότητας είς την διάρκειαν, διά δεδομένην τη μαγνητικού πεδίου, λαμβάνει χώραν ό συντονισμός καθορίζεται ύπερ της έξισης (2.103). Αυτή κυμαίνεται; διά τούς συγνήθεις πυρήνας μεταξύ 3-43 Mc/sec. (10 KGauss.) Θεωρικά τόν πυρήνα ύδρογονου είναι, ώς είδομεν, 42,6 Mc/sec. (10 KGauss.) διά δέ τόν πυρήνα του δευτερίου 6,5 Mc/sec. (10 KGauss.) Έκ της έξισης ταύτης προκύπτει ότι μεταξύ συχνότητος συντονισμού και της έντασεως του μαγνητικού πεδίου υπάρχει εύθυγρωμος σχέσις μόνον το διεγονός ότι διά τούς διαφόρους πυρήνας ύπαρχει μία χαρακτηριστική συχνότητα τη μη έντασεως του μαγνητικού πεδίου διά την διάρκειαν λαμβάνει χώραν συντονισμός (διά δεδομένην συχνότητα) δέν θά είχεν ίδια ιτέραν άξιαν διά τόν χημικόν. Άλλα το φαινόμενον του πυρηνικού μαγνητικού συντονισμού απέκτησεν έξαιρετην σημασίαν διά τόν χημικόν ουρίων τόν δργανικόν χημικόν, καν' δεδομένην τη μη έντασεως του μαγνητικού πεδίου διά την διάρκειαν λαμβάνει χώραν ό συντονισμός (διά δεδομένην συχνότητα) δέν είναι ή ουτή δι' άλλους τούς πυρήνας ένδος και τούς αύτούς είδους μίας ούσιας. Έπι παραδείγματι τέλος πρωτόνια της  $\text{CH}_3\text{Cl}_2\text{OH}$  δέν είναι μαγνητικός ίσοδύναμος. Είς τό μόριον της αίθυλης άλκοολης έχομεν τρία είδη πρωτονίων, τα πρωτόνια της μεθυληής διμάδος, τα πρωτόνια της μεθυλενηής διμάδος και τό πρωτόνιον της διμάδος του ύδροξυλίου, ύπερ την έννοιαν. Ότι ό συντονισμός τούτων λαμβάνει χώραν

εἰς τρεῖς διαφόρους τιμάς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου. Τοῦτο δφείλεται: εἰς τό δτι, ή ἐντάσις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου διά τήν δποίαν λαμβάνει χώραν δ συντονισμός (ύπδ δεδομένην συχνότητα) ἔξαρταιται: ἐκ τοῦ ἡλεκτρονικοῦ περιβάλλοντος τοῦ πυρήνος. Τό γεγονός δέ τοῦτο δύναται: νά ἀποτελέσῃ διαγνωστικόν μέσον τῶν διαφόρων δμάδων, ὡς καὶ τοῦ ἄριθμοῦ αὐτῶν, αἴτινες ἀποτελοῦν τό μόριον.<sup>1</sup> Εάν δέ ληφθῇ ύπ' ὅδιν καί ἡ ἀλληλεκτροσίας μεταξύ τῶν μαγνητικῶν ροπῶν γειτονικῶν πρωτονίων, προκύπτει: δτι, δ πυρηνικός μαγνητικός συντονισμός ἀποτελεῖται διαιτέρως ἀξιόλογον μέθοδον διερευνήσεως τῆς χημικῆς συντάξεως τῶν μορίων, ήτις δέν ἐπιτυγχάνεται διάλλων μεθόδων.

<sup>1</sup> Εκ τῆς σχέσεως (2.62) προκύπτει: δτι, πυρήνες μέ spin I=0 έχουν καί μι=0 καί κατά συνέπειαν, δέν δύνανται: νά δώσουν φάσματα NMR (Χεφάλαιον 2.20.2). Ούτω πυρήνες τύπου α-α, ὡς <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O, <sup>24</sup>Mg, <sup>32</sup>S, έχουν spin καὶ μαγνητικήν ροπήν μηδέν καὶ ἄρα δέν δίδουν φάσματα NMR. Πυρήνες μέ spin I > 1/2 ἐμφανίζουν καί ἡλεκτρικήν τετραπολικήν ροπήν: Εἰς τήν κατηγορίαν ταῦτην ἀνήκουν πυρήνες τύπου α-π, π-α καὶ π-π ὡς D, <sup>14</sup>N, <sup>17</sup>O, <sup>35</sup>Cl. Τά φάσματα τούτων παρουσιάζουν χαρακτηριστικάς ἀνωμαλίας, αἴτινες δύνανται: νά δώσουν ἐνδιαφερούσας πληροφορίας ἀλλα δέν εἶναι χρήσιμοι: εἰς τήν κατανόησιν τῆς λειτουργίας ἐνδεικτικού μέτρου NMR. Τά φάσματα ταῦτα χρηπιμοποιοῦνται: εἰς εἰδικάς περιπτώσεις. Τά σαφέστερα φάσματα NMR δίδουν πυρήνες μέ spin I=1/2. Πυρήνες μέ spin I=1/2 εἶναι: <sup>1</sup>H, <sup>13</sup>C, <sup>15</sup>N, <sup>19</sup>F, <sup>31</sup>P.

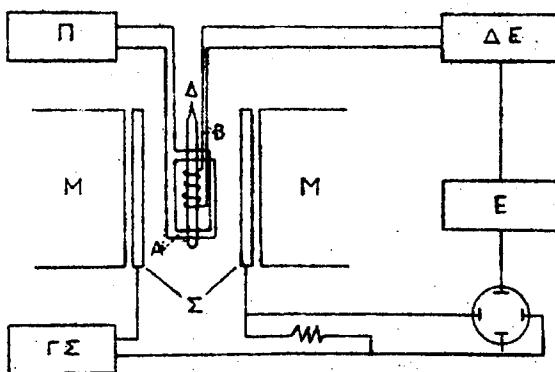
<sup>2</sup> Εκ πρώτης διαφοράς εἶναι: όλίγον δυσάρεστον τό γεγονός δτι, ἐκ τῶν κυριωτέρων στοιχείων τῶν δργανικῶν ἐνώσεων

ώς Η,C,O., μόνον ό πυρήν τού ύδρογόνου, ήτοι: τά πρωτδιαδίδουν φάσματα NMR. Τούτο δημιουργεῖ αποτελεῖ αντιθέτως πλεονέκτημα, καθ'δον έάν και οι πυρήνες ούτοι: έδιδον φάσματα NMR, τότε θά ήτο λίαν δύσκολον να έρμηνευθούν αι περισσότεραι: τών περιπτώσεων, λόγω τής πολυπλοκότητος τήν δποίαν θά έδημιούργουν. Συνεπώς δργανικαί ενώσεις περιέχουσαι C,P,O παρέχουν φάσμα NMR μόνον τών πρωτοτονίων, έλευθερον τών άλλων.

### 2.20.2. Φασματόμετρον NMR.

Η σχηματική παράστασις ένός φασματομέτρου δίδεται: είς τό σχήμα (2.26).

Μεταξύ τών πόλων, Μ, ίσχυρού ήλεκτρομαγνήτου, σταθεράς έντασεως ΠΡ και μεγάλης δύμοιογενείας, τίθεται: τό δείγμα Δ. Τό πεδίον τούτο, Ή<sup>0</sup>, προκαλεῖ κατά τά προηγο-



Σχ. 2.26. Σχηματική παράστασις φασματομέτρου NMR.

μενα, διάσπασιν τής ένεργιακής στάθμης είς Μ<sub>I</sub> στάθμας ίσης υποστάσεως λόγω τού φαινομένου τής ιβαντώσεως. Τό δείγμα περιβάλλεται: ύπό πηνίου Α, δ οξων τού δποίου

είναι κάθετος πρός τόν άξονα τού μαγνητικού πεδίου  $H^0$ . Τόπηνίον τούτο συνδέεται μέραδιοπομπόν  $\Pi$  μικράς ίσχυος. 'Ο ραδιοπομπός ούτος λειτουργεῖ εἰς σταθεράν συχνότητα γ. Τροφοδοτούντες τό πηνίον Α διά τού ραδιοπομπού  $\Pi$  μέραδιοπομπένου ήλεκτρομαγνητικού πεδίου έπι τού δείγματος, τῆς αύτῆς συχνότητος γ. 'Η συνθήκη συντονισμού ἐπιτυγχάνεται: δι' ἐπιθέσεως ένός μικρού μαγνητικού πεδίου σαρώσεως,  $H_\sigma$ , έπι τού πεδίου τού ίσχυρού ήλεκτρομαγνήτου  $H^0$  καί παραλλήλου πρός αύτό. Πρός τούτο ή γεννήτρια σαρώσεως, ΓΣ, παρέχει συνεχές ρεύμα εἰς δύο πηνία, Σ, εύρισκομενα μεταξύ τῶν πόλων τού ήλεκτρομαγνήτου. 'Η έντασις τού πεδίου σαρώσεως μεταβάλλεται κατά τρόπον συνεχῆ εἰς στενήν περιοχήν έντάσεως περί τήν  $H^0$ , μέχρις ότου ή δλική έντασις τού μαγνητικού πεδίου  $\Pi$  ( $H^0 + H_\sigma$ ) λάβη τήν τιμήν τήν  $\lambda$ ντιστοιχούσαν εἰς τήν τιμήν τού συντονισμού, βάσει τῆς σχέσεως (2.103)  $v = \frac{\gamma}{2\pi} \Pi$ . Εἰς τήν περίπτωσιν ταύτην λαμβάνει χώραν μεταφορά ένεργειας εἰς τό δείγμα άλλα καί ἐν τού δείγματος. 'Η μετάπτωσις π.χ.  $M_I \left( +\frac{1}{2} \right) \rightarrow M_I \left( -\frac{1}{2} \right)$  είναι ἔξ ίσου πιθανή μέ τήν μετάπτωσιν  $M_I \left( -\frac{1}{2} \right) \rightarrow M_I \left( +\frac{1}{2} \right)$  Δεδομένου δμως δτι ύπάρχει έλαφρά περίσσεια πυρήνων εἰς τήν κατωτέραν στάθμην, θά έχωμεν ώς δλικόν άποτέλεσμα μίαν ὀπορρόφησιν ένεργειας καί ουτωςέν μέρος τῶν πυρήνων ώρισμένου είδους θά μεταπέση ἐκ τῆς κατωτέρας στάθμης εἰς τήν διηγερμένην τοιαύτην. Δηλαδή, ένέργεια  $\delta$  ὀπορροφᾶται ύπό τού δείγματος, διερεύνεται ύπό τήν έπιδρασιν ήλεκτρομαγνητικής άκτινοβολίας συχνότητος γ, μένων δταν πληροῦται ή συνθήκη συντονισμού  $v = \frac{\gamma}{2\pi} \Pi$ . Περί τό δείγμα Δ τίθεται καί έτερον πηνίον Β, μέραδιοπομπόν

κάθετον πρός τούς άξονας καί τούς ήλεκτρομαγνήτου καί τούς πηνίου. Α καί συνδεδεμένον μέ δέκτην ΔΕ, ένισχυτήν Ε καί παλμογράφον ή αύτογραφικόν δργανον. Ἡ ἀπορρόφησις ἐνεργείας προκαλεῖ ἐξ ἐπαγγής ρεῦμα εἰς τὸ πηνίον Β, διπερ καταλλήλως ἐνισχυόμενον δίδει εἰς τόν παλμογράφον ή τὸ αύτογραφον δργανον σῆμα ὑπορροφήσεως, διπερ εἴναι ἀνάλογον τούς ἀριθμούς τῶν διεγερθέντων πυρήνων.

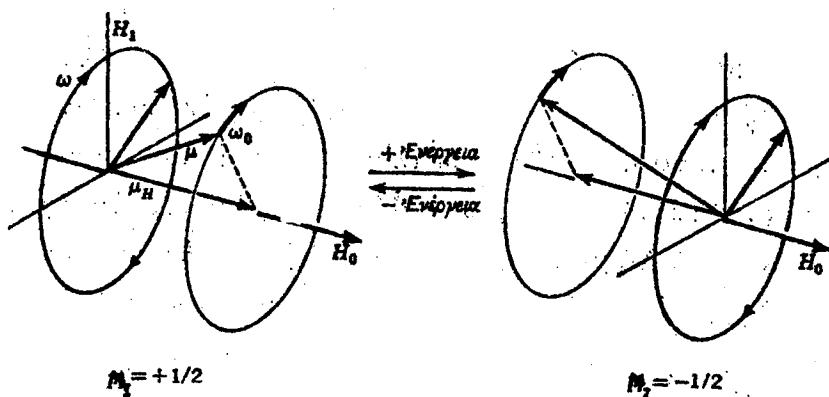
Κατά ταῦτα ἐν φύσμα πυρηνικοῦ μαγνητικοῦ συντονισμοῦ ή ὡς συγήθως καλεῖται ἐν φύσμα NMR, εἶναι ἐν διάγραμμα τοῦ σήματος ὑπορροφήσεως ἔγαντι τῇς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου υπό σταθεράν συχνότητα.

Ἡ ἀπορρόφησις ἐνεργείας θά δύνατο να δοηγήσῃ εἰς ἐξίσωσιν τοῦ ἀριθμοῦ τῶν πυρήνων εἰς τάς δύο καταστάσεις, καί κατά συνέπειαν ή ἀρχική ὑπορρόφησις ἐνεργείας θά ἡλιττοῦ βαθμιαίως, ἐφ' δσον θά ἐπήρχετο ἐξίσωσις τῶν πληθυσμῶν εἰς τάς δύο καταστάσεις, μέ ἀποτέλεσμα γάλεαφανισθή τελικῶς τό σῆμα ὑπορροφήσεως ἐκ συντονισμοῦ. Εἰς τήν περίπτωσιν ταῦτην δμιλοῦμεν περὶ κορεσμοῦ τοῦ δείγματος. Διά να ὑπάρχῃ συνεχῆς ὑπορρόφησις ἐνεργείας καί συνεπῶς να λάβωμεν σῆμα ὑπορροφήσεως ἐκ συντονισμοῦ πρέπει να μή ἐπέρχεται κορεσμός. Ἐπομένως πρέπει να ὑπάρχῃ μηχανισμός τις κατά τόν δποίον οἱ πυρήνες, χωρίς ἐκπομπήν ἀκτινοβολίας, μεταπίπτουν εἰς τήν βασικήν κατάστασιν ὥστε να δύνανται να λάβουν μέρος εἰς ἐτέραν μετάπτωσιν, δι' ἀπορροφήσεως ἐνεργείας, διατηρουμένου οὕτω τοῦ σήματος συντονισμοῦ.

Ὑπάρχουν δύο μηχανισμοί κατά τούς δποίους οἱ πυρήνες εἴναι δυνατόν να ἐπινέλθουν εἰς τήν βασικήν κατάστασιν. Δηλαδή, ἐάν δέν ὑπῆρχον οἱ δύο οὗτοι μηχανι-

σμοί, δ πυρηνικός συντονισμός δέν θα ήτο δυνατός έν τῇ πράξει, καθ' δσον δέν θά υπήρχε τρόπος διατηρήσεως τῆς θερμικῆς ισορροπίας ητις έχει ὡς ἀποτέλεσμα νὰ διατηρήται δ πληθυσμός τῆς κατωτέρας στάθμης έν ἐλαφρῷ περισσείᾳ. Εναντι τῆς ἀνωτέρας τοιαύτης. Οἱ δύο μηχανισμοί ἐπανδούν (ἀποδιέγερσεως) τοῦ πυρήνος εἰναὶ 1) ἡ κατά μῆκος ἀποδιέγερσις (spin-lattice), καὶ 2) ἡ ἐγκαρόσιν ἀποδιέγερσις (spin-spin).

Ἡ πρώτη διεργασία σχετίζεται μὲ τὴν μεταφοράν ἐνέργειας εἰς τὸ πλέγμα, τοῦ δρου "πλέγμα" ἀναφερόμενου εἰς τὸν διαλντην καὶ τὰ διάφορα εἴδη τῶν ἀτόμων ἢ ιόντων τοῦ ἀμέσου περιβάλλοντος. Διὰ τὴν καταγόησιν τούτου θεωρήσωμεν τὸ σχῆμα (2.27).



Σχ. 2.27. Επίδρασις τοῦ  $H_1$  ἐπὶ τοῦ ἐφαρμοζομένου πεδίου  $H_0$ .

Ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου  $H_1$ , ἡ μαγνητική ροπή τοῦ πυρήνος ψύχεται μεταπτωτικήν κίνησιν περὶ τὸ ἀνύσμα τοῦ πεδίου  $H_0$  μὲ γωνιακήν ταχύτητα  $v_0$ . Τὸ ἀνύσμα τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου  $H_1$  στρέφεται καθέτως πρὸς τὸ μα-

γνητικόν πεδίον Π<sub>0</sub> μέ γωνιακήν ταχύτητα, ἔστω ω. 'Εφ' δον τά δύο ἀνύσματα δέν εύρισκονται ἐν φάσει ( $\omega \neq \omega_0$ ), δέν ἔχομεν ἀλληλεπίδρασιν τούτων. 'Εάν δημας εἶγαι ἐν φάσει ( $\omega = \omega^0$ ), θά ἔχωμεν μετάπτωσιν ἐκ τῆς μιας καταστάσεως εἰς τήν ἑτέραν δι' ἀπορροφήσεως ή ἀποδόσεως ἐνεργείας.

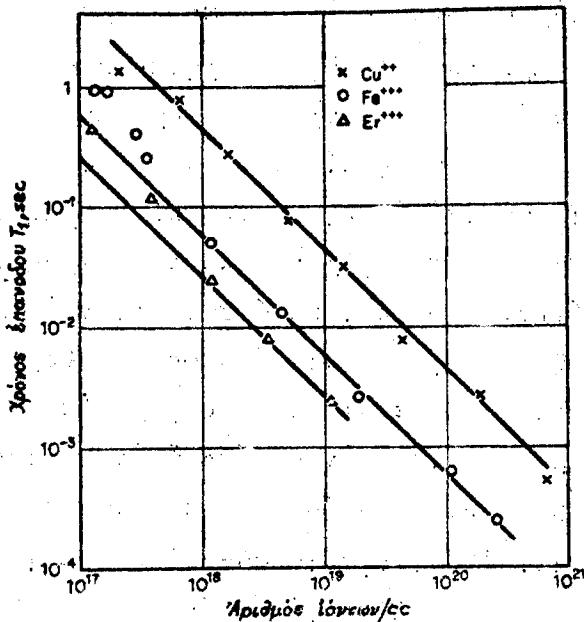
Θεωρήσωμεν τώρα τούς ύπ' ὅφιν πυρήνας περιβαλλομένους ύποδ ἀλλων πυρήνων (ἀτόμων) εύρισκομένων ἐν θερμικῇ κινήσει. 'Η θερμική αὐτη κίνησις τοῦ περιβάλλοντος μέσου δημιουργεῖ τυχαῖα τοπικά μαγνητικά πεδία τά δοποῖα δίδουν ἀνυσματικά, στρεψόμενον καθέτως πρός τό Π<sub>0</sub> μέ γωνιακήν ταχύτητα  $\omega = \omega_0$  καὶ κατά συνέπειαν ἐπιτρέπει τήν μετατροπήν τῆς ἐνεργείας διεγέρσεως εἰς θερμικήν ἐνέργειαν τῶν μορίων τοῦ περιβάλλοντος, μέ ἀποτέλεσμα τήν αὔξησιν τῆς μεταφορικῆς ἐνεργείας ή ἐνεργείας περιστροφῆς αὐτῶν καὶ τήν ἐπάνοδον τοῦ πυρήνος εἰς τήν βασικήν κατάστασιν. 'Η διεργασία αὐτη ἀκολουθεῖ κινητικῶς ἀντίδρασιν πρώτης τάξεως, ύποδ τήν ἔννοιαν δτ: ή ταχύτης ἐπανόδου ἐξαρτάται ἐκ τῆς πρώτης διυνάμεως τῶν ἐν περισσείᾳ (πέραν τῆς τιμῆς ἴσορροπίας) πυρήνων εἰς τήν ἀνωτέραν κατάστασιν, ήτοι:

$$n - n_{eq} = (n - n_{eq})_0 e^{-\kappa t} = (n - n_{eq})_0 e^{-t/\tau_1} \quad (2.100)$$

Ἐνδε  $T_1 = \frac{1}{K_1}$  χαρακτηρίζεται ὡς χρόνος τῆς κατά μῆνος ἐπανόδου (ἀποδιεγέρσεως).

'Ἐκ τούτων καταφαίνεται δτ: ή παρουσία ἴοντων μέ μονήρη ἥλεκτρονια (παραμαγνητικῶν ἴοντων) εἰς τόν διαλύτην, π.χ. θδωρ, καθιστᾷ τό  $T_1$  λίαν μικρόν, λόγῳ τῶν δημιουργούμένων ἴσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων. Τό σχήμα (2.28) ἀποδίδει μέαν τοιαντην ἐπίδρασιν διέ τρία διάφορα ἴοντα εἰς τό θδωρ. 'Η ταχύτης ἐπανόδου, κατά τήν

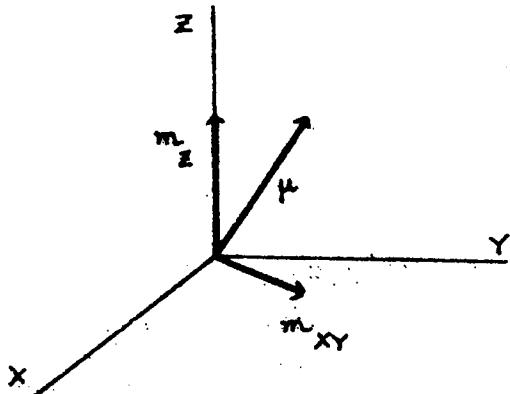
άνωτέρω διεργασίαν, έξαρτατα: έκ της θερμοκρασίας, της συγκεντρώσεως καί του ιξώδους τού μέσου. Εύρεθη ότι: τό  $T_1$  μεταβάλλεται μεταξύ τῶν τιμῶν  $\sim 10^{-5}$  sec, εἰς διαλύμα-



Σχ. 2.28. Χρόνος ηταί μήνος έπανόδου,  $T_1$ , διάλυματα παραμαγνητών ιόντων.

τα, έως μερικάς ώρας, διά τά στερεά. Είς τά ύγρα συνήθως φπουσία παραμαγνητικής προσμίζεως, είναι της τάξεως  $10^{-2}$  -  $10^2$  sec. Έάν δ χρόνος  $T_1$ , είναι μεγάλος, σημαίνει ότι ή μετάπτωσις είς τήν άνωτέρων ητανστασιν είναι ταχυτέρα τής διεργασίας ηταί μήνους έπανόδου καί τό σήμα άπορροφήσεως μειούται: μέχρις έξαφανίσεως δτε ητανλήγομεν είς τόν κορεσμόν. Είς τήν έγκαρσίαν άποδιέγερσιν, spin-spin, ώς καί τό δνομεί δηλοϊ, ή άνταλλαγή περιορίζεται: άποκλειστικῶς είς τό σύστημα τῶν πυρήνων οιτίνες θρίστανται τήν μετάπτωσιν ηταί δγ, τού περιβάλλοντος. Η άποδιέγερσις αυτή

χαρακτηρίζεται; Άπο τόν χρόνον ἐπανόδου  $T_2$ . Εἰς τήν ἀποδιέγερσιν spin-spin, διακρίνομεν κυρίως τρεῖς διεργασίας. Έάν θεωρήσωμεν δτι τό δύναμα μ ύφισταται; μεταπτωτικήν κίνησιν περί τήν διεύθυνσιν τού πεδίου, σχήμα



Σχ. 2.29. Άνυσματική παράστασις τού ἀνύσματος μ ἐν τόδι πεδίου.

(2.28), ή Ζ-συνιστώσα  $m_z$  δύναται; νά λάβῃ τιμάς  $-\frac{1}{2}$  και  $+\frac{1}{2}$ . Αι  $m_x$  και  $m_y$  δλων τῶν πυρήνων τού δείγματος, έχουν ὡς συνισταμένην ἐπί τού ἐπιπέδου χυτήν  $M_{xy}$  πάθετον τού Ζ. Έάν οι πυρῆνες οἵτινες ἔκτελούν μεταπτωτικήν κίνησιν περί τήν διεύθυνσιν τού πεδίου

είναι ἐν φάσει, ή  $M_{xy}$  έχει τιμήν διαφορού τού μηδενός. Οιονδήποτε πεδίον τό δπού τον τείνει νά καταστρέψῃ τήν φάσιν τής μεταπτωτικής κινήσεως τῶν πυρήνων π.χ. ἔάν η Η αύξηθῇ πέραν τής τιμῆς συντονισμού, θά προκαλέσῃ μεταβολήν είς τήν  $M_{xy}$  μέ αποτέλεσμα αυτη νά τείνῃ πρός τό μηδέν. α) Έάν ἐπί παραδείγματι τό πεδίον, ἐντός τού δπού εύρισκονται οι πυρῆνες, είναι ἀνομοιογενές, οι πυρῆνες οἵτινες άρχικῶς ἔκτελούν μεταπτωτικήν κίνησιν ἐν φάσει, ταχέως θά εύρενούν ἔκτος φάσεως λόγῳ διαφόρου ταχύτητος μεταπτώσεως. Τούτο ἐλαττώνει τήν διάρκειαν ζωῆς τής διηγερμένης καταστάσεως δι' ἀνταλλαγῆς ἐνεργείας ἐντός τού συστήματος τῶν ύφισταμένων τήν μετάπτωσιν πυρήνων δέ χρόνος δστις ἀπαιτεῖται; διά νά λάβῃ χώραν ή ἀπομάκρυνσις ἀπό τήν ἐν φάσει μεταπτωτικήν κίνησιν τῶν πυ-

ρήνων, χαρακτηρίζεται: δύο τοθ Τ<sub>2</sub>.

β) Οι πυρήνες μορίων εύρισκομένωνείς τήν ψηράν κατάστασιν, μολονότι: άναμένεται: νά έχουν τήν αντήν συχνότητα μεταπτώσεως, έν τούτοις δέν έχουν, στη γηπειαίως, το αύτό περιβάλλον. Ουτως, ο πυρήν ένδος άτμου δύναται: νά έχη ως γειτονικόν ένθυ τύπον μορίου, ένδι έτερος πυρήν δύναται: νά έχη ως γειτονικόν διάφορον τύπον μορίου. Τοιούτοις πυρήνες όφεστανται: τήν έπιδρασιν διαφορετικῶν πεδίων καὶ ως ἐκ τούτου ἀποκτούν διάφορον συχνότητα, μεταπτώσεως μέ αποτέλεσμα νά μή είναι πλέον ἐν φύσει.. Το φαινόμενον τούτο είναι: ίδιαιτέρως ἐμφανές είς τὰ στερεά ως καὶ είς ιξώδη μέσα ένθα ἡ σχετική κίνησις τῶν μορίων είναι λίσαν βραδεῖα. Μία τρίτη διεργασία είναι: ἡ ἀνταλλαγή spin καθ' ἄν είς πυρήν εύρισκομενος είς τήν άνωτέραν κατάστασιν μεταφέρει τήν ἐνέργειαν διεγέρσεως είς έτερον θμοιον πυρήν εύρισκομενον είς τήν κατωτέραν ἐνέργειακήν κατάστασιν. Δυνάμεθα δηλαδή νά θεωρήσωμεν ότι: ο είς πυρήν δρᾶ κατά τρόπον ως ἔνειχομεν ἐν ἀνυσμα μαγνητικού πεδίου στρεφόμενον καθέτως πρός το ἀνυσμα τού πεδίου μέ συχνότητα ω=ω<sub>0</sub>. Βεβαίως είς τήν περίπτωσι γ ταύτην δέν έχομεν μεταβολήν είς τδν άριθμον τῶν πυρήνων τῶν εύρισκομένων είς τήν διηγερμένην κατάστασιν.

Αἱ διεργασίαι: ἀποδιεγέρσεως, κατά τὰ ἀναφερθέντα, σχετίζονται μέ τήν διατήρησιν τού σήματος συντονισμοῦ, ἀλλά σχετίζονται: καὶ μέ το εύρος τῆς γραμμῆς συντονισμοῦ καθ' θσον καθορίζουν τήν διάρκειαν τῆς ζωῆς τῆς διηγερμένης καταστάσεως. Συνεπῶς, βάσει τῆς άρχης τῆς άβεβαιότητος, έχομεν:

η

$$\Delta v \approx \frac{1}{2\pi\Delta t}$$

(2.108).

'Εδν ή διάρκεια ζωής τής διηγερμένης καταστάσεως είναι: μικρό ( $\Delta t = \mu$ ικρόν), όχι έχομεν εδρείαν περιοχήν συχνότητος άπορροφουμένης άκτιφοβολίας καὶ έπομένως έχομεν μεγάλον εδρος τής γραμμής συντονισμού.

'Αρα μεγάλη τιμή  $T_1$ , δηλοῦ μή έπαρκη ἀποδιέγερσιν καὶ μεγάλην διάρκειαν ζωῆς εἰς τήν διηγερμένην κατάστασιν.  
'Απουσία ἄλλου φαινομένου, έχομεν δέξειαν αἰχμήν εἰς τήν γραμμήν συντονισμού δταν  $T_1$ , εἶναι: μεγάλον.

'Η προσθήκη παραμαγνητικῶν ίδιων έλαττώνει τό  $T_1$ , καθ'δσον ή μαγνητική ροπή τοῦ μονήρους ήλεκτρονίου είναι: περίπου 1836 φοράς μεγαλυτέρα τής μαγνητικής ροπής τοῦ πυρήνος καὶ κατά συγέπειαν έχομεν μεγάλον εδρος εἰς τήν γραμμήν συντονισμού.

Διά τά στερεά, τό  $T_1$ , εἶναι: μεγάλον ἀλλά τό  $T_2$  είναι λίγην μικρόν καὶ ὡς ἐκ τούτου έχομεν ἀντί δέξειας αἰχμής εδρείαν ζώνην άπορροφήσεως. Λόγῳ τοῦ μεγάλου εδρούς τῶν γραμμῶν άπορροφήσεως εἰς τά οόσματα NMR τῶν στερεῶν ἀνοργάνων ούσιῶν, πολλαὶ μελέται: έγένοντο εἰς τήν άέριον ή ύγραν φάσιν.

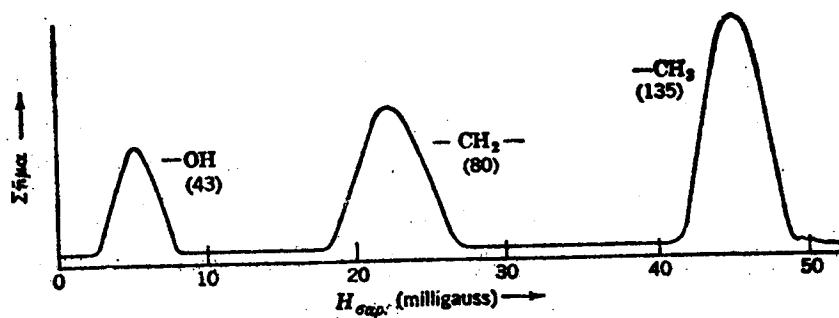
Μεγάλον εδρος εἰς τήν γραμμήν συντονισμού παρουσιάζουν καὶ ούσιαι: τῶν δόποίων οἱ πυρήνες τῶν ἀτόμων ἐμφανίζουν τετραπολικήν ροπήν. Οὕτω τό δευτέριον μέσον  $I=1$  ύφίσταται: κατά μήκος ἀποδιέγερσιν πολύ ταχύτερον τοῦ πρωτονίου ( $T_1 = \mu$ ικρόν).

Εἰς τά ύγρα  $T_1 \approx T_2$  καὶ ή ἀπορρόφησις δίδει γραμμάς μικροῦ εύρους (αἰχμάς).

### 2.20.3. Χημική μετατόπισις.

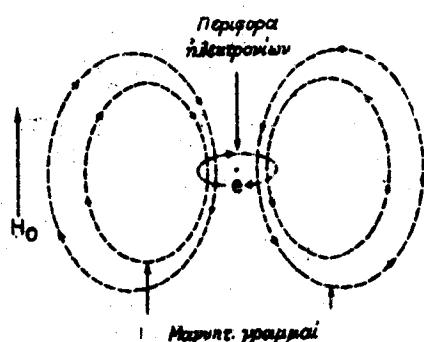
‘Ως άνεφέρθη είς προηγούμενον κεφάλαιον, τό φαίνεται συντονισμού του πυρηνικού μαγνητικού συντονισμού όχει σημασίαν διά τον χημικόν αυθ'δοσον ή έντασις του πεδίου δι' ον έπιτυγχάνεται: δι συντονισμός, όπό σταθερών συχνότητα, έξαρτηται: έκ τού ήλεκτρονιακού περιβάλλοντος του πυρήνος. Ούτω τά πρωτόνια τής αίσθησης άλκοολης δέν είναι: δλα ίσοδύναμα, μεταξύ των, ἀπό άποφευκτής πυρηνικός μαγνητικού συντονισμού, άλλο θεφρούνται: ώς τριῶν είδων, άντιστοιχούνται είς τάς διμάδας -CH<sub>3</sub>, >CH<sub>2</sub> καί -OH. Δι' έκαστον είδος πρωτονίου του μορίου τής CH<sub>3</sub>CH<sub>2</sub>OH, δι συντονισμός έπιτυγχάνεται: είς διάφορον τιμήν του H. Τό σχήμα (2.30) δίδει: έν, μικράς διαχωριστικής ικανότητος, φάσμα NMR τής αίσθησης άλκοολης, είς πεδίον έντάσεως 9.400 Gauss καί είς συχνότητα 40 Mc/sec έπι μικράς περιοχής μαγνητικού πεδίου σαρώσεως (50 milligauss). Αί τρεῖς γραμμαί συντονισμού, (είς διάφορον τιμήν H) άντιστοιχούν είς τά τρία είδη πρωτονίων ήτοι τά πρωτόνια τής μεθυληκής διμάδας, τά πρωτόνια τής μεθυλενηκής διμάδας καί τό πρωτόνιον του όδροξυλίου. Η έντασις του σήματος άπορροφήσεως είναι: άναλογος του άριθμος τῶν πρωτονίων είς ίσοτίμους θέσεις καί ώς έκ τούτου τά έμβαδά όπό τές αίχμας εύρισκονται: είς σχέσιν 1:2:3. Οι έντός παρενθέσεως άριθμοί είς τό σχήμα (2.30) είναι: αί εύρεθείσαι πειραματικῶς τιμαί έπαληθεύουσαι: τήν σχέσιν 1:2:3. Π άποστασις μεταξύ τῶν γραμμῶν συντονισμού έξαρτηται: έκ τής έντάσεως του μαγνητικού πεδίου καί είναι: άναλογος αύτής.

Τό ήλεκτρονιακόν περιβάλλον του πυρήνος (πρωτονίου) προκαλεῖ μίαν διαμαγνητικήν προστασίαν του πυρήνος (δύ-



Σχ. 2.30. Φάσμα NMR αίσθανδης, είς 40 Mc/sec καί 9400 Gauss, διά φασματομέτρου NMR μικράς διαχωρίστικής ίκανότητος.

ναται; δημως ἐπίσης νὰ προκαλέσῃ δευτερευόντως, καὶ παραμαγνητικήν ἀποπροστασίαν), ήτις δύνανει μὲν αὔξησιν τῆς πυκνότητος αὐτοῦ. Ο βαθμός τῆς διαμαγνητικής προστασίας εἶναι ἀνάλογος τῆς ἐντάσεως τοῦ ἔξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καθ' ὅσον τοῦτο ἐπιδρᾷ ἐπὶ τῶν ἡλεκτρονίων τοῦ μορίου μὲν ἀποτέλεσμα, λόγῳ φαινομένου πρόσσαιντολισμοῦ τῆς μαγνητικῆς ροπῆς, δημιουργούνται μικρές τοπικές πεδία μὲν φοράγοντες τὸν ἔξωτερικὸν ἑψαρμοζόμενον. Σχῆμα (2.31).



Σχ. 2.31. Διαμαγνητική προστασία.

Κατά συνέπειαν ἡ ξύτασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ πυρήνος δέν εἶναι ἡ ξύτερικῶν ἑψαρμοζόμενη, Η, ἀλλά μικροτέραι Η<sub>N</sub>, ἢτοι

$$\begin{aligned} \text{Η}_N &= \text{Η} - \text{Η}_\sigma \\ &= \text{Η}(1-\sigma) \quad (2.109) \end{aligned}$$

ἐνθα σ=άδιαστατος σταθερά

προσπίσεως ἡ τιμή τῆς δ-

ποίας έξαρται: ἐκ του ήλεκτρονιακού περιβάλλοντος ἐκάστου πυρήνος. 'Επομένως, μολονότι το δέξιο πεδίο δι' οὐλούς τους πυρήνας Η τής  $C_2H_5OH$ , ἐν τούτοις ή διάφορος κατανομή τῶν ήλεκτρονίων είναι το δεσμός C-H και O-H, προστατεύει τους πυρήνας του Η είς διάφορον έκτασιν.

'Η σταθερά προασπίσεως έκφραζει τήν προστασίαν του πυρήνος καί είναι τής τάξεως  $10^{-5}$ . "Οσον δέ μεγαλυτέραν τίμην έχει τόσον μικρότερον είναι τό διπλῶν ἐπί του πυρήνος μαγνητικόν πεδίον,  $H_N$ , καί ἐπομένως δ συντονισμός θά παρατηρηθῇ είς μεγαλυτέρας τιμᾶς ἐντάσεως πεδίου. Είς τήν περίπτωσιν τής  $C_2H_5OH$ , το δρώνιον τής δύναμος του δροξυλίου έχει τήν μικροτέραν τιμήν σ.

Αἱ διαφοραὶ είς τήν θέσιν τῶν γραμμῶν συντονισμοῦ τῶν διαφόρων πρωτονίων μιᾶς ἐντάσεως χαρακτηρίζονται γενικῶς ὡς "χημικῆ μετατόπισις". 'Ἐφ' δσον δέ η χημικῆ αὐτῇ μετατόπισις διφείλεται είς τήν, ύπό του μαγνητικοῦ πεδίου προκαλουμένην, διαμαγνητικήν προστασίαν, ἔπειται δτι η ἀπόλυτος τιμὴ αὐτῆς έξαρται ἐκ τής ἐντάσεως του πεδίου. 'Η χημικῆ μετατόπισις έκφραζεται ἐν σχέσει πρός μίαν ούσιαν ἀναφορᾶς, ὡς διαφορά τῶν δύο σταθερῶν προασπίσεως ήτοι:

$$\delta = \sigma_s - \sigma_R \quad (2.110)$$

Ἐνδιαίσκαί στην  $\sigma_R$  είναι αἱ σταθεραὶ προασπίσεις είς τό δεῖγμα καί τήν ούσιαν ἀναφορᾶς. Βάσει τής σχέσεως (2.109) ξομεν

$$H_N H_s (1-\sigma_s) \text{ καὶ } H_N H_R (1-\sigma_R)$$

καὶ άρα

$$H_s (1-\sigma_s) = H_R (1-\sigma_R) \quad (2.111)$$

$$\frac{1-\sigma_R}{1-\sigma_s} = \frac{H_s}{H_R} \quad (2.112)$$

Αφαιρούντες, έξι άμφοτέρων τῶν πλευρῶν τῆς 'έξισώσεως, τὴν μονάδα, εύρισκομεν:

$$\frac{\sigma_s - \sigma_R}{1-\sigma_s} = \frac{H_s - H_R}{H_R} \quad (2.113)$$

Έπειδή  $\sigma_s \ll 1$ , η έξισώσις (2.113) γράφεται:

$$\delta = \sigma_s - \sigma_R = \frac{H_s - H_R}{H_R} \quad (2.114)$$

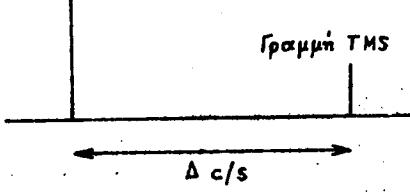
Ένθα  $H_s$  και  $H_R$  οι έντασεις, όποι τήν αὐτήν συχνότητα, διάταξ δοποίας έχουμεν συντονισμόν διά τὰ πρωτόγια τού δεῖ γματος: καί τὰ πρωτόγια τῆς ούσίας άναφορᾶς. Βάσει τῆς έξισώσεως (2.103) η σχέσις (2.114) γράφεται:

$$\delta = \sigma_s - \sigma_R = \frac{v_s - v_R}{v_o} \quad (2.115)$$

Άλλα  $v_s$  και  $v_R$  είναι: δύο λίαν μεγάλοι οι δοποί οι διαφέρουν έλλαχιστα άπό τὸ  $v_o$ , τήν χρησιμοποιουμένην σταθεράν συχνότητα (συνήθως 40-60 Mc/sec διά τὸ πρωτόγιον). Επομένως η σχέσις (2.115) δύναται να γραφή

$$\delta = \frac{v_s - v_R}{v_o} \quad (2.116) \quad \overrightarrow{H_o} \quad \text{Γραμμή συντονισμοῦ}$$

Κατὰ ταῦτα η χημική μετατόπισις προσδιορίζεται: ἐν τῇ πρέξει διά μετρήσεως, εἰς εργ. τῆς άποστάσεως μεταξύ δύο σημετρων άπορροφήσεως Σχ. (2.32) καί διατρέσεως διά τῆς χρησιμοποιουμένης σταθερᾶς συχνότητος.



Σχ. 2.32. Οέσις τῆς γραμμῆς συντονισμοῦ ἐν συνέσει πρός TMS.

Π σχέσις (2.116) συνήθως ἐκφράζεται ὡς κατωτέρω:

$$\delta = \frac{\Delta}{v_o} 10^6, \text{ εἰς ppm} \quad (2.117)$$

Ένθα  $\Delta = v_s - v_R$  καί  $10^6 = \delta$  παράγων ήνα η δ ἐπιρροσθή εἰς μέρη

άνακ έκατομμύριον (ppm).

‘Η χημική μετατόπισις είναι άνεξάρτητος τής χρησιμοποιηθείσης σταθεράς συχνότητος, διότι μετάβλλεται καί ή Δ πατά τρύπων ώστε πάντοτε δύναται να είναι σταθερός.

‘Ως ούσια άναφοράς δύνανται να χρησιμοποιηθούν  $\text{H}_2\text{O}$ , κυκλοεξάνιον, κλπ. Συνήθως ως ούσια άναφοράς λαμβάνεται το τετραμεθυλοσιλάνιον, (TMS),  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ . Αἱ τιμαί τότε τών χημικῶν μετατοπίσεων διέλασε περίπου τέσσερας ούσιας είναι τους αὐτούς σημείου (άρνητικαί) καί οι μεγάλοι άρνητικοί άριθμοί υποδηλούν μικροτέραν προστασίαν. Η χρησιμοποίησις του TMS ως προτύπου έπειβλήθη, καθ' όσον δλα τα πρωτόγνατα αὐτού είναι, άποδημητικής παγνήτικης άποφεως, ίσοδύναμα, καί δίδουν έν σήμα συντονισμού.

Πέραν τούτου το το TMS είναι εύδιάλυτον εἰς τούς δργανικούς διαλύτας καί δέν άντιδρει μετά το διαλύτου καί διαλυομένου, είναι δηλαδή χημικῆς άδρανές.

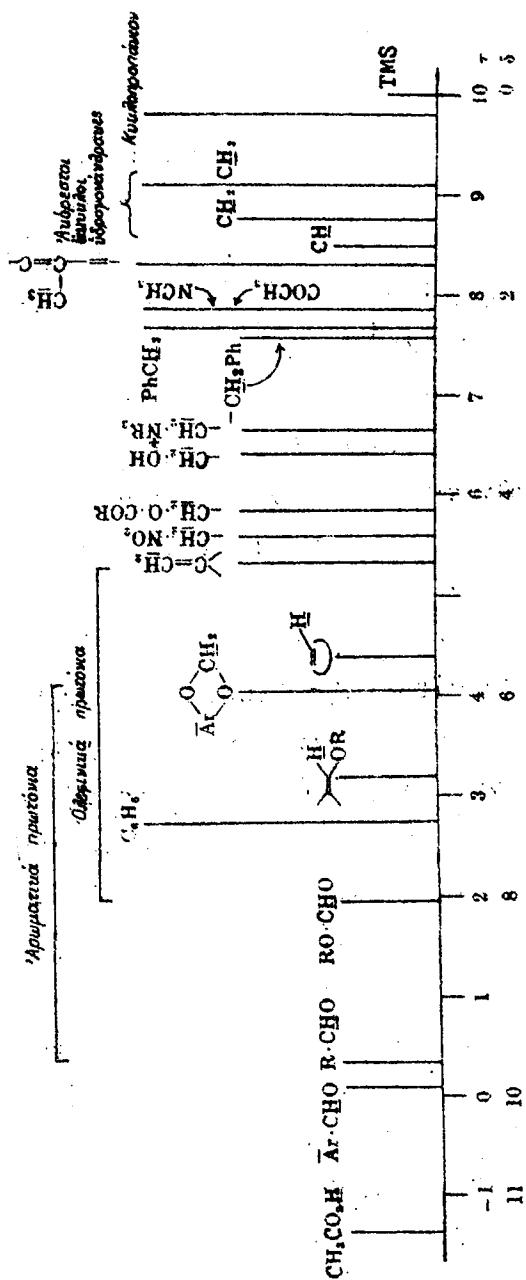
Αἱ ούσιαι άναφοράς χρησιμοποιούνται ως διαλυτικά μέσα ή προστίθενται είς μικρά ποσά εἰς τήν ύποδιερεύνησιν ούσιαν. Οὕτω είς τήν πραξινή προστίθενται 1-2 σταγόνες TMS είς το ύγρον διάλυμα (έσωτερινόν πρότυπον). Τούτο έχει ως άποτέλεσμα τήν έλάττωσιν του φαγιομένου τής διαμαγνητικής έπιδεικνύτητος του διαλύτου.

‘Ο πίνακες (2.6) παρέχει μερικάς τιμάς δύναται να σχέσει πρός το TMS, η χημική μετατόπισις του δποίου λαμβάνεται ως μηδέν, ήτοι  $\delta_T=0$ . Η κλίμαξ αυτή καλείται κλίμαξ δημιούργησης αύξανομένη πατά τήν άντιθετον φοράν πρός το μαγνητικόν πεδίον. Είς άποστασιν 10 ppm είναι ή δ το  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (είδ. βάρος 1,857). Αἱ τιμαί δειπνούνται την κλίμακα ταύτην είναι άρνητικαί.

Μία ζλλη η κλίμαξ, ή κλίμαξ της δέτει τήν τιμήν  $\delta_T=10$  διά το TMS καί είς άποστασιν 10 ppm το μηδέν τής κλίμακος. Είς

## ΠΙΝΑΞ 2.6.

Χημική μετατροπή στις δραστικάνδη έως άνθεσαν είς αλιγάντας τ και δ.



τήν κλίμακα των τηγανών αἱ τιμαὶ τῆς χημικῆς μεταποίησεως εἶναι θετικαὶ διά τάς πλείστας οὐσίας. Ὅταν δ=σ<sub>R</sub>-σ<sub>S</sub>, ἡ τιμὴ τὸ δίδεται ὑπό τῆς σχέσεως

$$\tau = 10 + \delta \quad (2.118)$$

Ὅταν δ=σ<sub>R</sub>-σ<sub>S</sub> τότε τ=10-δ. Μεγάλαι τιμαὶ τοῦ τὸν ποδηλασίαν προστασίαν τοῦ πυρήνος (Πίναξ 2.6).

Οἱ πυρήνες οἵτινες περισσότερον ἔχρησιμοποιήθησαν εἰς τὰ φάσματα NMR εἴναι: <sup>1</sup>H, <sup>19</sup>F, <sup>31</sup>P ὡς καὶ οἱ πυρήνες <sup>13</sup>C, <sup>11</sup>B, <sup>17</sup>O, <sup>15</sup>N καὶ <sup>39</sup>Co.

Ἡ υπαρξίας δύο πυρήνων εἰς τὸ δείγμα (οἵτινες δίδουν φάσματα NMR) δέν ἀποτελεῖται πρόβλημα, ἐφ' ὅσον δὲ συντονισμός ἐπιτυγχάνεται; εἰς διάφορον περιοχήν.

Αἱ διάφοροι παράμετροι αἱ διατάξεις τῶν τηγανών μετατρέπουσιν, θάνατον πρέπει γάλακτον πάντοτε διάφορον. Ἐπί παραδείγματι κατὰ τὴν ἔξετασιν τοῦ φάσματος NMR τῆς αἰθυλικῆς ἀλκοόλης συναρτήσει τῆς συγκεντρώσεως εἰς ἀδρανῆ διαλύτην (CCl<sub>4</sub>) προκύπτει διατάξεις τῆς χαμηλᾶς συγκεντρώσεις ή ἀπορρόφησις τῆς διαδοσης -OH ἐμφανίζεται μεταξύ μεθυλικῆς καὶ μεθυλενικῆς διαδοσης. Προεκβολή ταῦτης εἰς ἀπειρον ἀραιώσιν δίδει φάσμα NMR εἰς τὸ διατάξεις τῆς διαδοσης -OH ἐμφανίζεται εἰς ψηλότερα πεδία καὶ αὐτῆς τῆς μεθυλικῆς διαδοσης, διατάξεις εἰς ἀντίθετην μέτρη τὸ φάσμα NMR καθαρός αἰθυλικῆς ἀλκοόλης. Τοῦτο διείλεται εἰς τὸν σχηματισμὸν, εἰς διάφορον βαθμόν δεσμῶν υδρογόνου. Εἰς πυκνά διαλύματα ἔχομεν περισσότερους δεσμοὺς υδρογόνου παρά εἰς ἀραιά διαλύματα. Παρομοίαν ἔπιδρασιν ἔχει καὶ η αδεησία τῆς θερμοκρασίας, καθ' ὅσον περιορίζεται η πιθανότης σχηματισμού δεσμῶν υδρογόνου. Ἡ τεχνική αὕτη τῆς ἀραιώσεως δύναται να

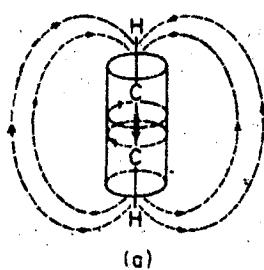
χρησίμοκο ιθῆ. εἰς τὴν διαπίστωσιν στερητικῶν παραγόντων, εἰς τὸν σχῆματισμὸν δεσμῶν ὁδογνῶν· ὡς καὶ εἴς τὴν διάκρισιν μεταξύ διαμορφών· καὶ ἐνδομορφίαις· δεσμῶν ὑδρογνῶν. 'Ο σχῆματισμὸς δεσμῶν τοῦ τελευταῖου τέλους δένεται, ἐντὸς· ὥρισμένων δρῶν, μποτῆς συγκεντρώσεως.'

'Εβδομάδου, ἐάν τι προστασία τοῦ πυρῆνος ἐσχετέζετο μόνον μὲτὰ τὴν περὶ τῶν πυρῆνα ἡλεκτρονικῆν πυκνότητα, οὐδὲ τοῦ δυνατοῦ, ἐκ τῶν τειμῶν τῆς χημικῆς μετατοπίσεως, νόμιματος μεταλλικῶν εἰς συμπεράσματα ὡς πρᾶξης τῆν κατανομῆν τῶν ἡλεκτρονίων καὶ τὰ ἄλλα ἐκ πατητῆς ἐξαρτώμενα; μεγάλη. Μολονότι τοῦτο δέν συμβαίνει εἰς τάχ περισσοτέρως τῶν περιπτώσεων, ἐν τούτοις δυνάμεις νά δύχωμεν χρησίμους ἐπ' αὐτοῦ πληροφορίας ἐκ τῆς χημικῆς μετατοπίσεως, ἐφ' ὅσον ληφθοῦν υπόδειξιν οἱ παράγοντες οἵτινες ἐπηρεάζουν τὴν χημικήν μετατόπισιν.'

'Η διαμαγνητική προστασία δύναται; οὐ προέρχεται εἰτε ἀπό τῆν κατανομῆν τῶν ἡλεκτρονίων ἐπὶ τοῦ πυρῆνος τοῦ ἀτόμου τοῦ διοίου μετρεῖται ἡ χημική μετατόπισις, εἰτε ἐκ τῆς κατανομῆς τῶν ἡλεκτρονίων ἐπὶ ἀτόμων, ἐκτὸς ἐκείνου τοῦ διοίου μετρεῖται ἡ χημική μετατόπισις. 'Ἐν τούτοις εἶναι δυνατόν νά δύχωμεν καὶ παραμαγνητικήν ἀποπροστασίαν διεκδικούσις τῶν δημιουργούμένων πεδίων εἶναι παράλληλος πρᾶξης τὴν τοῦ ἐξατερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. 'Η παραμαγνητική ἀποπροστασία δύείται εἰς ἀνισοτροπίαν τῆς κατανομῆς τῶν ἡλεκτρονίων περὶ τὸ ἀτομον τοῦ διοίου μετρεῖται ἡ χημική μετατόπισις. 'Η παραμαγνητική αὐτῇ ἀποπροστασία δέν εἶναι σοβαρά προκειμένου περὶ πρωτονίων, ἄλλα δύει σημασίαν διά μεγαλυτέρους

πυρήνας ( $C, N, F$ ). Η άνισοτροπία της κατανομής των ήλεκτρονίων πέριξ διτόμων απομεμάρφυσηένων τού μετρουμένου, δημιουργεῖ καί την διαμαγγητικήν μετά τήν παραμαγγητικήν άνισοτροπίαν.

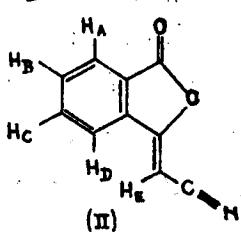
Η έμφανισθενη σχετικής μεγαλυτέρα τιμή τού άκετυλενίου ( $\tau=7,6$ ) έναντι των ήλεφινικών πρωτονίων ( $\tau=4-5,4$ ). Θεσίλεται είς την άνισοτροπίαν τού πριπλού δεσμού. Άλιμαγγητικήγραμμάτοσ δημιουργουμένου έξι έπαγγής, λαδγω της κινήσεως των πηλεκτρονίων τριπλού δεσμού, πεδίου έχουν διεύθυνσιν άντιθετον πράξην τού έξωτερον πεδίου. Τού άποτέλεσμά είναι τη φύση μαγνητική θωράκισης των πρωτονίων τού άκετυλενίου. (Σχήμα (2.33α)).



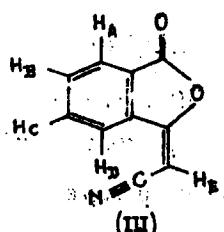
(a)

Σχ. 2.33α. Διαμαγγητική προστασία άκετυλενίου.

μήκος τού άξονος τού πριπλού δεσμού. Αναθεν καί κάτωθεν τού πριπλού δεσμού έχομεν παραμαγγητικήν άποπροστασίαν. Σβγκρισεις, είς το σχήμα (2.33β), μεταξύ των μορφών II καί III, δεικνύεις είς τη πρωτόνιον  $H_D$  της μορφής III έχομεν άποπροστασίαν. Ουτώς ενδέηθεις είς τη μορφήν III,  $H_D=1,6 \tau$ , έκαν διά την μορφήν II,  $H_D=2-2,2\tau$ .



A-D 2.0-2.2 $\tau$   
E 4.23

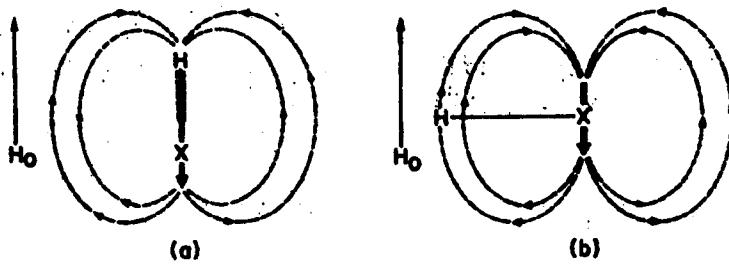


A-C 2.0-2.0 $\tau$   
D 1.6  
E 4.28

Σχ. 2.33β. Διαμαγγητική προστασία καί παραμαγγητική άποπροστασία είς ένωσης II καί III.

Ανάλογος περίπτωσις έμεαν ζεται είς τον διπλούν δεσμόν  $> C=C <$ ,  $> C=O$ ,  $> C=N-$ . Κατά την προέκτασιν του διπλού δεσμού έχομεν παραμαγνητικήν άποκροστασίαν (ή αντή ιατεύθυνσις είς το σημείον του  $H$  πρός το  $H_0$ ). Υπεράνω καί ύποκάτω του διπλού δεσμού έχομενην ηδημένην προστασίαν.

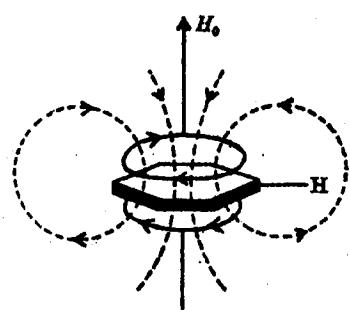
Το σχήμα (2.34) αποδίδει μίαν τυπικήν περίπτωσιν



Σχ. 2.34. Ανιστροπία είς  $HX$  διέ διάφορον προσανατολισμόν.

Ανιστροπίας. Όταν το πεδίον  $H_0$  είναι παράλληλον πρός τον άξονα του μορίου  $HX$ , το μαγνητικόν πεδίον το δημιουργούμενον έκ της κινήσεως τῶν ήλεκτρονίων είς τό  $X$  προκαλεῖ μαγνητικήν θωράκισιν (α), έναν είς κάθετον προσανατολισμόν άποκροστασίαν (β).

Η κίνησις τῶν ήλεκτρονίων ἐντός τῶν άρωματικῶν διακτυλίων δημιουργεῖ παρόμοια φαινόμενα. Ούτω ή κίνησις τῶν π-ήλεκτρονίων του βενζολικού διακτυλίου δημιουργεῖ μίαν άποκροστασίαν τῶν πρωτονίων του βενζολίου καθ'δοσον αἱ μαγνητικαὶ γραμμαὶ τοῦ έπαγγικῆς δημιουργούμενου, έκ της κινήσεως τῶν π-ήλεκτρονίων, πεδόντων έχουν είς το σημεῖον τῶν πρωτονίων την αύτην θοράκιμέν τούτο έξηγεῖ διατί ή τιμή τ τῶν πρωτονίων (σχήμα 2.35). Τούτο έξηγεῖ διατί ή τιμή τ τῶν πρωτονίων

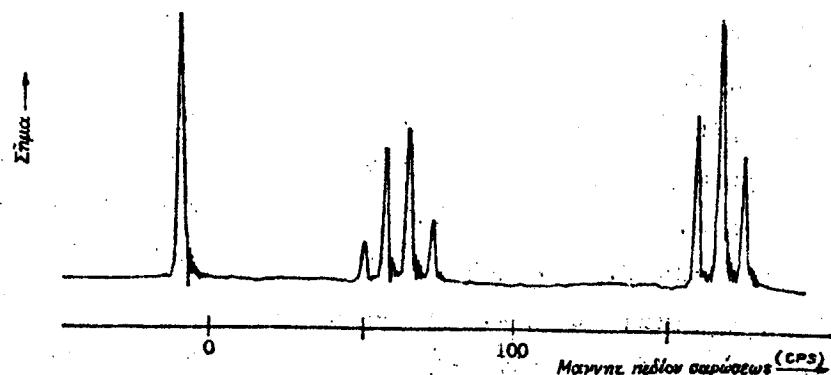


Σχ. 2.35. Αποπρόστασία είς βενζολικήν πυρήνα.

τού βενζολίου είναι χαμηλή ( $\tau \approx 2-3$ ). Η χαμηλή αστητιμή του τού αποτελεῖ και ένδειξιν τού δρωματικού ή μη χαρακτηρίσιμος μιᾶς ένωσεως. Ο πίναξ (2.5) δίδει μερικάς χαρακτηριστικάς τιμάς τής χημικής μετατοπίσεως διά το II είς δργανικάς ένωσεις μέ σύσιαν άναφοράς το TMS.

#### 2.20.4. Λεπτή ίψη τῶν γραμμῶν συντονισμοῦ.

Τό φάσμα NMR τής α' θυλικής ύλης τού σχήματος (2.30) έληφθη ύπερ συσκευής NMR μικρού διαχωρισμού. Εάν δημιουργηθεί συσκευή ίψηλού διαχωρισμού, λαμβάνομεν τό φάσμα τού σχήματος (2.36). Είς τούτο παρατηρούμεν οτι έκαστη γραμμή τού φάσματος δεικνύει "λεπτήν ίψην" ήτοι διασπάται είς περισσότερας γραμμάς (αίχμας).

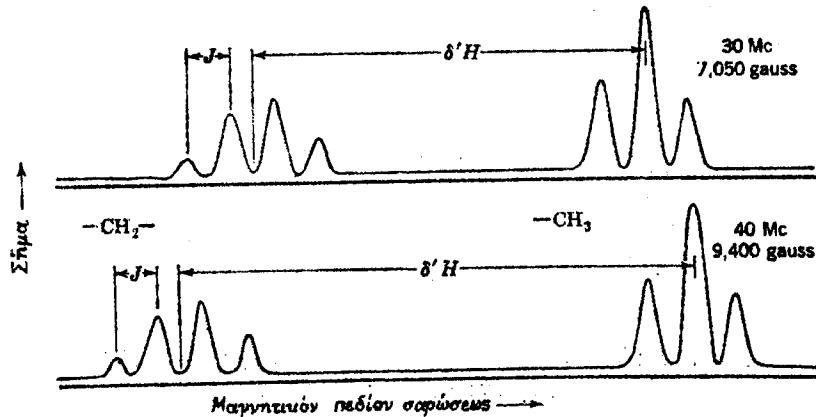


Σχ. 2.36. Φάσμα NMR α' θυλικής ύπερ φασματομέτρου μεγάλης διαχωριστικής ικανότητος.

'Ο μηγανισμός καθ' δν έμφανίζεται; ή λεπτή ύφη έχει; ιδιαίτέραν σημασίαν είς τόν προσδιορισμόν τής συντάξεως τού μορίου, καθ' δσον ή έμφανισις τών πλειάδων είναι; χαρακτηριστική τής διατάξεως τών πυρήνων τού Η έντδς τού μορίου.

'Αρχικῶς θά ήδην γέτο γάλικός της διάσπασις τών γραμμών τών διάδων -  $\text{CH}_3$  και  $=\text{CH}_2$  άποτελεῖται ένδειξιν υπάρξεως διαφόρου είδους πρωτονίων είς τήν μεθυλικήν καί τήν μεθυλενικήν διάδων. 'Εν τοντοίς διάδων ή λεπτή ύφη δέν σχετίζεται; μέ τήν χημικήν μετατόπισιν. 'Ως άνεφερθη είς τό προηγούμενον κεφάλαιο, ή χημική μετατόπισις έξαρτηται; ἐκ τής έντάξεως τού μαγνητικού πεδίου.

Είς τό σχήμα (2.37) παρατηρούμεν δτι ή &πδστασις,

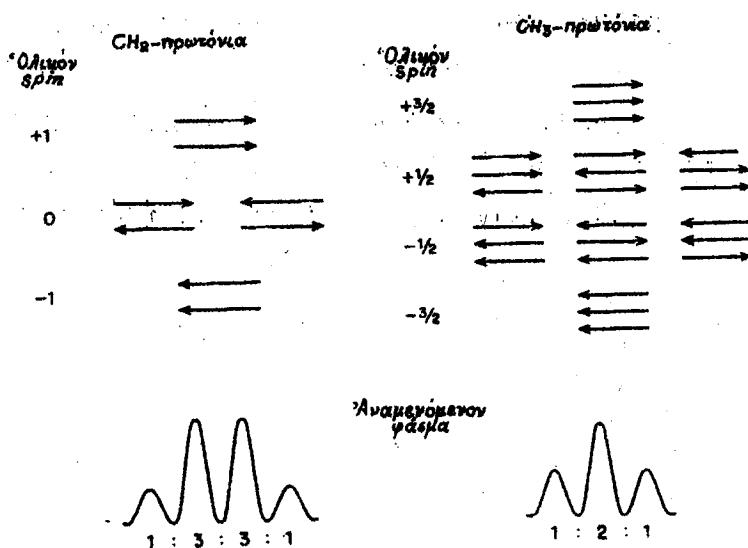


Σχ. 2.37. Μεταβολή φέσματος NMR τής α'ιθυλικής διάδοσης συναρτήσει τής έντάξεως τού πεδίου.

μεταξύ τών δύο κυρίων γραμμών συντονισμού τών δύο διάδων ( $-\text{CH}_3$ ,  $=\text{CH}_2$ ), είναι διά τά διέφορα πεδία διάφορος, άλλα ή &πδστασις μεταξύ τών ἐπί μέρους α'χμών μιας πλειάδος ( $J$ ) παραμένει σταθερή ήτοι είναι άνεξάρ-

τητος του πεδίου. Ή διάσπασις των γραμμών συγτονισμού είς περισσότερας, προκύπτει: έκ της άλληλεπιδράσεως των μαγνητικών ροπών των πρωτονίων έκαστης διμέρος μετά των πρωτονίων των γειτονικών διμέρων, δεδομένου ότι το spin καιή ή μαγνητική ροπή των  $^{16}\text{O}$  καὶ  $^{12}\text{C}$  είναι μηδέν.

"Ας έξετασμεν την διάσπασιγ των πρωτονίων της μεθυλικής διμέρος ύπό των πρωτονίων της μεθυλενικής διμέρος. Σχήμα (2.38).



Σχ. 2.38. Διάσπασις των γραμμών λόγω άλληλεπιδράσεων των spin.

Τα δύο ισοδύναμα πρωτόνια της μεθυλενικής διμέρος δύνανται να λάβουν τους έξις δυνατούς προσανατολισμούς, καθοριζόμενους έκ του ΣΜ, ώς δεικνύεται: διά των βελών. Είτε δηλαδή τα δύο πρωτόνια της μεθυλενικής διμέρος έχουν άμφοτε  $M_I = +1/2$ , θε  $\Sigma M_I = 1$ , είτε έχουν άμφοτε  $M_I = -1/2$ , θε  $\Sigma M_I = -1$ , είτε έχουν άντιθέτους μαγνητι-

κοδις κιβαντικούς άριθμούς, ότε  $\Sigma M_I = 0$ . Είς τήν τελευταίαν ταύτην περίπτωσιν ή πιθανότητης άμοιβαίας έξουδετερώσεως τῶν spin εἶναι διπλασία τῶν άλλων. Λί διμέρεις του αίσυλου τῶν διαφόρων μορίων τῆς αίσυλης άλκοολης δύνανται νά διαιρεθούν είς τρεῖς κατηγορίας ἀναλόγως τῆς τιμῆς ΣΜ<sub>I</sub> τῶν δύο πρωτονίων τῆς μεθυλενητῆς διμέρος, ήτοι είς τήν μίαν κατηγορίαν μορίων τῆς αίσυλης άλκοολης ή μεθυλητή διμάς συνδέεται μέ μεθυλεγκτήν διμέρα  $\Sigma M_I = +1$ , είς τήν δευτέραν κατηγορίαν μορίων ή μεθυλητή διμάς συνδέεται μέ μεθυλεγκτήν διμέρα  $\Sigma M_I = -1$  καί είς τήν τρίτην κατηγορίαν μορίων ή μεθυλητή διμάς συνδέεται μέ τήν μεθυλενητήν διμέρα  $\Sigma M_I = 0$ .

"Οταν τά μεθυλενητά πρωτόγια έχουν  $\Sigma M_I = 0$ , ούδεμί-αν ἐπίδρασιν έχουν ἐπί θέσεως συντονισμού τῶν μεθυλητῶν πρωτονίων καί ἐπομένως ὁ συντονισμός θά λάβῃ χωραν είς τήν κανονικήν τιμήν τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου. Εάν τά μεθυλενητά πρωτόγια έχουν  $\Sigma M_I = +1$ , τότε, τά μεθυλητά πρωτόγια θά έλθουν είς συγτονισμόν είς τιμήν ἐντάσεως. ἐξωτερικού πεδίου δλίγον μικροτέρας, ἐνώ ἔν τά μεθυλενητά πρωτόγια έχουν  $\Sigma M_I = -1$ , τότε τά μεθυλητά πρωτόγια θά έλθουν είς συντονισμόν είς τιμής ἐντάσεως ἐξωτερικού πεδίου δλίγον μεγαλυτέρας. Κατά συνέπειαν θά έχωμεν, διά τάς μεθυλητάς διμέρας, τρεῖς α'χμάς συντονισμού, μέ σχέσιν 1:2:1, δεδομένου ότι ή κατάστασις μέ  $\Sigma M_I = 0$  πραγματοποιεῖται κατά δύο τρόπους. Ή πλειάς ἐνταῦθα εἶναι λόιπον τριάς καί ή σταθερά ἀπόστασις μεταξύ δύο α'χμῶν μιας πλειάδος καλεῖται σταθερά συζευξεως τῶν στροφορμῶν ήτις συμβολίζεται διά τοῦ γράμματος J καί ήτις διά τήν περίπτω-

σεν τής αίθυλικής άλκοόλης είναι περίπου 1,6 milligauss ή 7 oer. Κατ' ανάλογον τρόπον έξηγούμεν την διάσπασιν τής αίχμης συντονισμού τής μεθυλενικής διάδοσης εἰς τέσσαρας.

Αἱ τιμαὶ  $\Sigma M_z$  τῶν πρωτονίων τῆς μεθυλικῆς διάδοσης προκύπτουν ἐκ τοῦ σχήματος (2.38). καὶ εἶναι  $\Sigma M_z = +3/2$ ,  $\Sigma M_z = +1/2$ ,  $\Sigma M_z = -1/2$  καὶ  $\Sigma M_z = -3/2$ . Ἐφανερεῖται τέσσαρες κατηγορίας μορίων αίθυλικῆς άλκοόλης τῶν δποίων η μεθυλική διάδοσης χαρακτηρίζεται ἐν τῶν  $\Sigma M_z$ . Αἱ τέσσαρες αὗται διάφοροι τιμαὶ προκαλούν τάς τέσσαρες αίγματα συντονισμού τῶν μεθυλενικῶν διάδων τῆς άλκοόλης μέ σταθεράν συζεύξεως  $J=7$  oer. Η σχετική ἔντασις αὐτῶν εἶναι, βάσει τῶν προηγουμένων, 1:3:3:1. Λόγῳ τῶν κανδυών ἐπιλογῆς, ισοδύναμοι πυρήνες δέν δεικνύουν σύζευξιν τῶν στροφορμῶν. Δηλαδὴ ἐν πρωτόνιον τῆς μεθυλικῆς διάδοσης δέν δύναται να προκαλέσῃ περαιτέρω διάσπασιν τῆς γραμμῆς συντονισμού. Τοῦτο δέ διότι ισοδύναμα πρωτόνια δέν ἀπορροφούν ἐνέργειαν ἀνεξαρτήτως τῶν ἄλλων.

Ἐφ' ὅσον η διάσπασις τῶν αίχμῶν μιᾶς διάδοσης εἶναι συνδρτησίς τῶν τιμῶν τῆς στροφορμῆς τῆς γειτονικῆς διάδοσης, δύναται να λεχθῇ, ως γενικός κανόν, δτι η πολλαπλότης τῶν αίχμῶν μιᾶς πλειάδος,  $n$ , θά εἶναι:

$$n = 2\Sigma I_1 + 1 \quad (2.119)$$

Ἐνθα  $\Sigma I_1 =$  τὸ ἀθροισμα τῶν spin τῶν γειτονικῶν πυρήνων. Δηλαδὴ τὸ ὀλικόν spin τῆς γειτονικῆς διάδοσης οανθορίζει τήν διάσπασιν. Εάν η σύζευξις λαμβάνῃ χώραν μετά περισσοτέρων τῆς μιᾶς γειτονικῶν διάδων, τότε η πολλαπλότης τῶν αίχμῶν εἶναι:  $n=(2\Sigma I_1+1)(2\Sigma I_2+1)$

ένθα  $\Sigma_1$ , καί  $\Sigma_2$  είναι τά spin τῶν γειτονικῶν δμάδων. Συνήθως: ή πειραματικῶς εύρισκομένη πολλαπλότης είναι μικροτέρα τῆς ύπολογιζομένης θεωρητικῶς τοιαντης.

Λί σχετικαί ἐντάσεις τῶν αἰχμῶν μιας πλειάδος, μέ  $I = 1/2$ , δύνανται νά ύπολογισθοῦν ἐκ τῶν συντελεστῶν τοῦ ἀναπτύγματος τοῦ διωνύμου  $(\tau+1)^m$ , ένθα  $m=n-1$ .

\* Επί παραδείγματι, ή πολλαπλότης τῶν αἰχμῶν τῆς μεθυλενικῆς δμάδος τῆς αίθυλικῆς ἀλκοόλης είναι:

$$n = 2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$$

καθ' όσον τὸ ΣΙ τῆς μεθυλικῆς δμάδος είναι  $\frac{3}{2}$ . Αἱ σχετικαί ἐντάσεις τῶν αἰχμῶν τῆς δμάδος τάντης είναι:

$$(\tau+1)^{-1} = (\tau+1)^3 = 1\tau^3 + 3\tau^2 + 3\tau + 1 \text{ ήτοι } 1:3:3:1$$

\* Εάν χρησιμοποιηθῇ λίαν παθητική ἀλκοόλη, ήτις δέν περιέχει δεξίνους ή βασικάς προσμίξεις, θά ίδωμεν δτι: ή αἰχμή συντονισμοῦ τοῦ πρωτονίου τοῦ ύδροξυλίου δέν είναι: ἀλλά τριπλῆ ως ἀναμένεται: βάσει τῶν προηγουμένων ἀναπτυχθέντων,

$$n=2\Sigma I + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$$

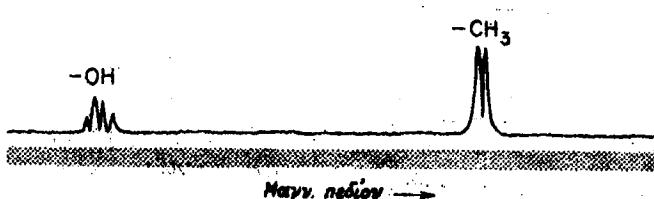
Ένθα  $\Sigma I=1$  τῆς μεθυλενικῆς δμάδος.

\* Άλλα καί ή μεθυλενική δμάς ἐκτὸς τῆς διασπάσεως ύποδ τῆς μεθυλικῆς δμάδος πρέπει νά ψφίσταται: διάσπασιν καί λόγῳ τοῦ πρωτονίου τῆς ύδροξυλικῆς δμάδος μέ ἀποτέλεσμα ἔκαστη ἔξ αὐτῶν νά διασπάται: εἰς 2 μέ σχεσιν 1:1.

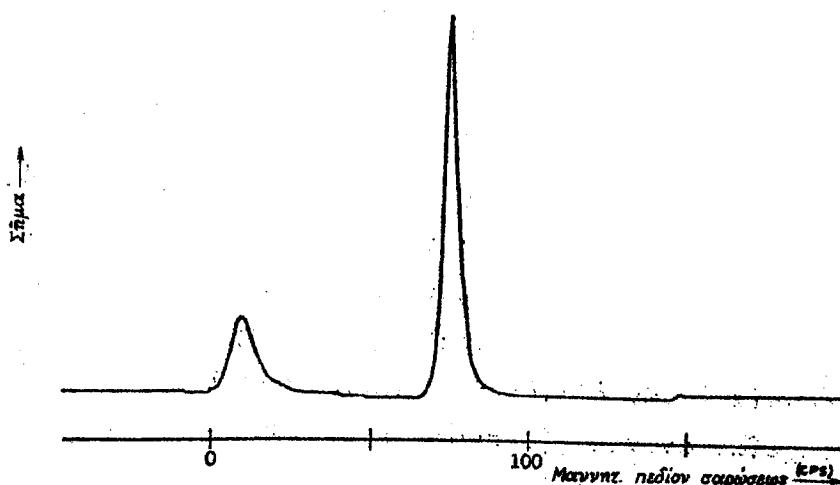
\* Η παρουσία ἵχνῶν δεξίνων ή βασικῶν προσμίξεων καταλύει μίαν ταχεῖαν ἀνταλλαγὴν πρωτονίων μεταξύ τῶν ύδροξυλικῶν δμάδων καί τῶν πρωτονίων τοῦ περιβάλλοντος. Π.χ. μεταξύ τῶν ύδροξυλικῶν δμάδων τῆς ἀλκοόλης καί τῶν

ίχγων δέδος ή όδατος. Η ταχεία αυτή άνταλλαγή έχει ώς αποτέλεσμα να λάβωμεν διάτο πρωτόνιον του όδροξυλίου αιχμήν εστερημένη λεπτής ύφης. Άλλα καί η μεθυλενική διμάς δέν ύψισταται τήν σύζευξιν τῶν spin με τήν όδροξυλικήν διμάδα καί ώς έκ τούτου παραμένει τετραπλή.

Τό σχήμα (2.39) δίδει τό φάσμα λίαν ιαθαράς μεθυλικής αλκοόλης. Βάσει τῶν προηγαυμένων πανόνων η γραμμή

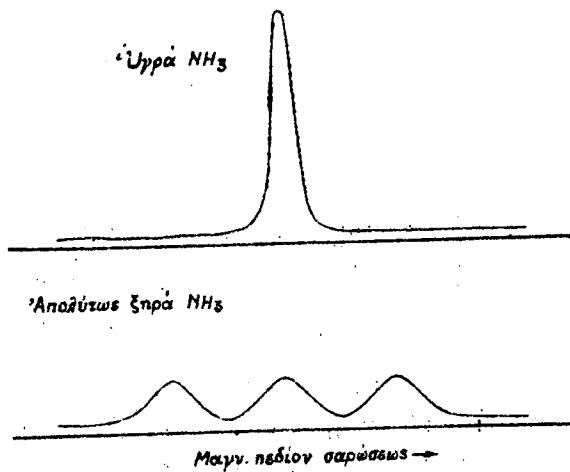


Σχ. 2.39. Φάσμα NMR μεθανόλης τής μεθυλομάδος είναι διπλή, ένω τής όδροξυλικής είναι τετραπλή. Η ιαταλυτική ταχεία άνταλλαγή τῶν όδροξυλικών πρωτονίων, έχει ώς αποτέλεσμα τήν έμφανισιν τοσ άπλος φάσματος τού σχήματος (2.40) οπεν λεπτής ύφης. Τό ίδιον



Σχ. 2.40. Φάσμα NMR μεθανόλης παρουσία όδατος.

συμβαίνει και είς τήν άμμωνίαν. Τέ σχημα (2.41) δίδει δύο φάσματα NMR, διά τήν λίαν καθαράν  $^{14}\text{NH}_3$  και διά τήν ύγραν  $^{14}\text{NH}_3$ . Λόγω συζεύξεως μεταξύ τῶν πρωτονίων και τού  $^{14}\text{N}$ , δπερ έχει spin I=1, &ρα  $M_I=+1, 0, -1$ , παρατηρού-



Σχ. 2.41. Φάσμα NMR λίαν καθαρᾶς  $^{14}\text{NH}_3$  και συνήθους ύγρας τοιαυτῆς.

μεν τρεῖς αίχμας. Παρουσίᾳ όδοτος λαμβάνει χώραν ταχεῖα άνταλλαγή πρωτονίων μεταξύ  $\text{H}_2\text{O}$  και  $\text{NH}_3$  ώστε νά έχωμεν μίαν μόνον αίχμην. Διά τήν  $^{15}\text{NH}_3$ , ένθα δ πυρήν  $^{15}\text{N}$  έχει spin I=  $\frac{1}{2}$  έχομεν, είς λίαν καθαράν κατάστασιν, δύο γραμμάς.

Τέ διάφορα φάσματα NMR κατατάσσονται είς διάφορους τύπους. Διά τήν κατάταξιν ταύτην χρησιμοποιούμεν τούς έξης συμβολισμούς.

'Ισοδύναμοι πυρήνες συμβολίζονται διά τῶν γραμμάτων  $A_n, B_m, \dots$  ένθα n, m καθορίζουν τῶν άριθμόν τῶν πυρήνων έκαστης διμάδος και  $A, B$ =πυρήνες μέ ανέσουσαν τάξιν προασπίσεως. 'Εάν ή χημική μετατόπισις διαφέρῃ σοβαρῶς

μεταξύ των τότε τίθενται: τά γράμματα  $X_n, Y_m \dots$ . Επί παραδείγματι το φάσμα τής διμέρου  $\text{CH}_3\text{CH}_2$ - τής αιθυλικής αλκοόλης είναι τύπου  $A_3X_2$ . Ο βαθμός πολυπλοκότητος ένδειξε σματος έξαρτηται: έντονο λόγου  $\Delta/J$ , ένθα  $\Delta=J$  χημική μετατροπής και  $J=1$  σταθερά συζεύξεως. Εάν  $\Delta/J \gg 1$ , έπειτη πλειάς θά έμφανισθή μεριών τής υλης, αλλασσόμεταξύ τῶν ἐπί μέρους αἰχμῶν θά είναι: καί αι έντασεις τῶν αἰχμῶν θά άκολουθούν τούς συντελεστάς τού διωνύμου. Εάν  $\Delta/J=0$ , τότε έχομεν μίαν άπλην αἰχμήν.

Θεωρήσωμεν τόν τύπον τού φάσματος A-B, ένθα  $A$  και  $B$  έχουν spin  $I=1/2$ . Αι δύο άκραια περιπτώσεις τούτου είναι: κατά τά άνωτέρω, A-X (ένθα τό X έχει spin  $I=\frac{1}{2}$ ) και  $A_2$ . Ήτοι: έάν  $\Delta/J \gg 1$ , δ τύπος τού φάσματος είναι: A-X και παρίσταται: είς το σχήμα (2.42a). Η χημική μετατόπισης παρίσταται: ύπό τού  $\Delta=\Delta_B-\Delta_A$  και ή σταθερά συζεύξεως  $J_{A-X}=(1-2)=(3-4)$ , ένθα αι αἰχμαί χαρακτηρίζονται: διά τῶν άριθμῶν 1, 2, 3, 4 έξ αριστερῶν προς τά δεξιά. Ο τύπος οὗτος τού φάσματος καλείται: πρώτης τάξεως. Εάν  $\Delta/J=0$ , τότε δ τύπος τού φάσματος είναι:  $A_2$  και παρίσταται: είς το σχήμα (2.42d). Εάν  $\Delta/J$  πλησιάζει τήν μονάδα, τότε τό φάσμα περιπλένεται. Π.χ. διά  $\frac{\Delta}{J} \approx 3$  έχομεν τό φάσμα A-B (2.42β) και διά  $\Delta/J=0,7$  έχομεν δομίως τό φάσμα A-B (2.42c). Η τιμή τής  $\Delta_B-\Delta_A$  εύρισκεται: έν τής σχέσεως:

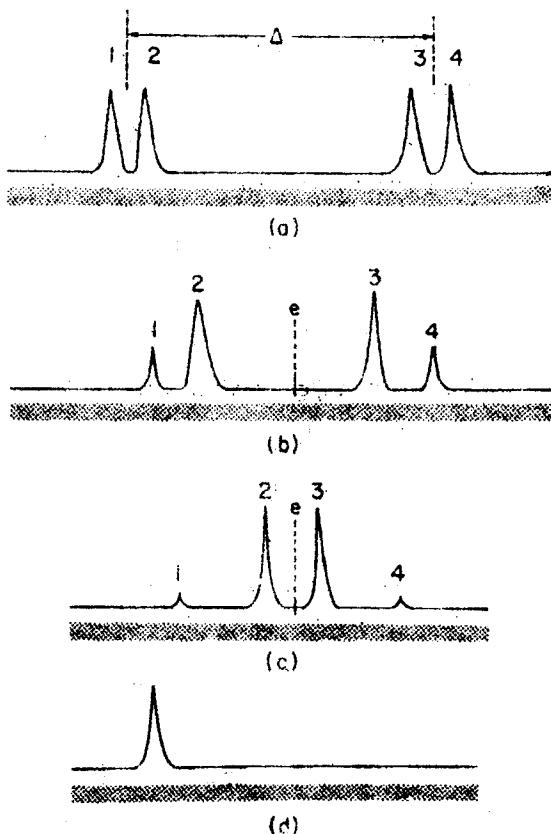
$$1-3=2-4=[(\Delta_B-\Delta_A)^2+(J_{A-B})^2]^{1/2} \quad (2.120)$$

ένθα διαιτούνται αι ποσότητες διδούνται: είς cps. Επ τής διαφορᾶς  $\Delta_B-\Delta_A$  εύρισκομεν τήν  $\Delta_A$ : διά προσθήκης τής ποσότητος  $1/2(\Delta_B-\Delta_A)$ : είς τό e. (ή τιμή Δ τού κέντρου τού φάσματος) και τήν  $\Delta_B$  διάφαιρέσεως τής ποσότητος  $1/2 (\Delta_B-\Delta_A)$ . Άπο τήν e.

Αἱ ἑντάσεις τῶν γραμμῶν δίδονται; δπδ τῶν σχέσεων

$$I_1 = I_4 = 1 - J_{A-B} [ (\Delta_B - \Delta_A)^2 + (J_{A-B})^2 ]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.121)$$

$$\text{καὶ} \quad I_2 = I_3 = 1 + J_{A-B} [ (\Delta_B - \Delta_A)^2 + (J_{A-B})^2 ]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.122)$$



Σχ. 2.42. Φάσμα NMR διὰ α) A-X, β) A-B,  $J_{A-B}/\Delta_B - \Delta_A \sim 0,33$  c) A-B,  $J_{A-B}/\Delta_B - \Delta_A \sim 1,4$  καὶ d) A<sub>2</sub>.

Εἰς τὸ σύστημα τοῦτο ἐθεωρήθη δτὶ ἡ τιμὴ τῆς  $J$  εἶναι θετική. Ἡ τιμὴ γενικῶς τῆς σταθερᾶς συζεύξεως δύναται γά εἶναι θετική ἢ ἀρνητική. Ἐκ τοῦ φάσματος A-B

δέν δυνάμεθα νά συμπεράνωμεν τόσημετον τής σταθερᾶς συ-  
γεύξεως. 'Εκ τῶν ἐξισώσεων προκύπτει ότι δύο ἐσωτερικαί  
αίχμαι είναι πλέον ἐντατικαί τῶν ἐξωτερικῶν τοιούτων.  
Δεδομένου ότι η Δ είναι ἐξάρτησετος μαγνητικοῦ πεδίου  
ἐνῷ η Ι δέν ἐξαρτάται ἐξ αὐτοῦ, έπειτα ότι δι' αὐξήσεως τής  
ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου αὔξανει δ λόγος Δ/Ι καὶ  
οὕτω δύναται ἐν πολύπλοκον φάσμα νά ἀπλοποιηθῇ σημαντι-  
κῶς. Σήμερον χρησιμοποιούνται ἐντάσεις πεδίου 50-55 k-  
logauss. 'Επίσης ἐν πολύπλοκον φάσμα δύναται νά ἀπλοποιηθῇ δι' ἐκλεκτικῆς ἐνταστάσεως ἐνδιαδρογόνου διὰ δευ-  
τερίου, διὰ τής χρησιμοποιήσεως τής μεθόδου τοῦ διπλού  
συντονισμοῦ κλπ.

'Η φασματοσκοπική μέθοδος NMR ἀποτελεῖ ίδιατέρας ἀ-  
ξίας μέθοδον διερευνήσεως τής συντάξεως τῶν δργανικῶν  
(καὶ ἀνοργάνων) ἐνώσεων. 'Η χημική μετατροπής καὶ συ-  
γεύξις τῶν στροφορμῶν (λεπτή ύψη καὶ ἐντασίς γραμμῶν συν-  
τονισμοῦ), ἀποτελοῦν παραμέτρους, αἵτινες δίδουν πληρο-  
ρίας ἐπί τής συντάξεως καὶ δύνανται νά θεωρηθοῦν συμπλη-  
ρωματικαί. 'Υπό τήν ἔννοιαν "διευκρίνησις συντάξεως" τῶν  
ἐνώσεων περιλαμβάνονται δλα τά προβλήματα τά σχετιζόμενα  
μετ' αὐτής, ὡς στερεοχημικής δομῆς, ἐνδομοριακῶν καὶ δια-  
μοριακῶν μετατροπῶν, περιστροφῆς τοῦ μορίου, δεσμῶν ὑδρο-  
γόνου, ισοτοπικῆς ἀνταλλαγῆς, σχηματισμοῦ συμπλοκῶν, κλπ.  
'Αλλά καὶ η βιομηχανία χρησιμοποιεῖ τήν μέθοδον NMR, ὡς  
η βιομηχανία πετρελαϊου, διά τήν μελέτην τῶν πολυπλόκων ὑ-  
δρογονανθράκων, ἀποσταγμάτων, κλπ.'

'Η μέθοδος NMR είναι εἰς συγδυασμός ἀπλότητος καὶ  
πολυπλοκότητος. Μολονότι η σχέσις συντονισμοῦ είναι ἀπλή,  
αἱ ἀντιδράσεις αἵτινες τροποποιούν τάς γραμμάς συντονι-

σμού είναι πολλαί καί πολύπλοκοι. Τά προβλήματα κατα - σκευής, ώς ή δμοιογένεια καί ή σταθερότης του πεδίου, σχετιζόμενα μέ τό ιόστος τής συσκευής, άνήσουν είς τά μειονεκτήματα τής μεθόδου.

Παρά τό ιόστος καί τό πολύπλοκον τής συσκευής, ή μέθοδος NMR εύρισκει συνεχῶς μεγαλυτέραν έφαρμογήν είς τούς διαφόρους αλάδους τής χημείας.