

ΣΧΕΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΡΟΠΗΣ ΚΑΙ ΧΗΜΙΚΗΣ ΣΥΝΘΕΣΕΩΣ

Υπό ΓΕΩΡΓ. ΚΑΡΑΓΚΟΥΝΗ
Τακτ. Καθηγητού τῆς Φυσικοχημείας
ἐν τῷ Πανεπιστημίῳ Ἀθηνῶν

Ὁμιλία γενομένη κατὰ τὴν συνεδρίαν τῆς 11ης Ἀπριλίου 1938.

Τὸ θέμα τῆς ὁμιλίας μου ἀναφέρεται εἰς τὰς σχέσεις μεταξὺ τῶν μαγνητικῶν ἰδιοτήτων τῆς ὕλης καὶ τῆς συστάσεως αὐτῆς, εἰδικώτερον δὲ εἰς τὰς σχέσεις μεταξὺ μαγνητικῆς ροπῆς καὶ χημικῆς συνθέσεως.

Θὰ πραγματευθῶ τὸ θέμα τοῦτο ἀκολουθῶν ἐν γενικαῖς γραμμαῖς τὴν ἱστορικὴν ἐξέλιξιν τῆς ἐρεύνης τῆς μαγνητικῆς συμπεριφορᾶς τῶν οὐσιῶν, περιγράφων φαινομενολογικῶς τὰ μακροσκοπικὰ φαινόμενα καὶ κατόπιν ἐξηγῶν αὐτὰ δι' ἀναγωγῆς εἰς τὰ μικροσκοπικὰ φαινόμενα τῶν ἀτόμων ἐπὶ τῆς βάσει τῶν νεωτέρων θεωριῶν τῆς ἀτομικῆς συστάσεως τῆς ὕλης. Ἡ παραγωγή τῶν μαθηματικῶν τύπων θὰ γίνῃ κατὰ τρόπον στοιχειώδη.

Ὅταν ἡ ἠλεκτρικὴ μετατοπίζεται εἰς τὸ διάστημα, τότε ὁ περιβάλλων τὴν φορὰν τῆς μετατοπίσεως χωρὸς περιπίπτει εἰς μίαν ἰδιάζουσαν κατάστασιν δυναμικότητος, τὴν ὅποیان ὀνομάζομεν μαγνητικὸν πεδίου, διότι ἐνθυμίζει τὴν κατάστασιν τοῦ χώρου πέριξ τῶν πόλων τῶν μονίμων μαγνητῶν.

Τὴν ὕπαρξιν τοῦ δυναμικοῦ τούτου πεδίου συμβολίζομεν διὰ γραμμῶν, συμφῶνως μὲ τὰς ἰδέας

παρατηρεῖται ὅτι διὰ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου κατὰ τὸ διάστημα τῆς εἰσαγωγῆς διέρχεται ρεῦμα, τὸ ὁποῖον μετὰ πάροδον χρονικοῦ τινος διαστήματος ἐξαφανίζεται (σχ. 2). Ἡ μεγίστη τάσις ἢ ἀναπτυσσομένη εἰς τὸ δευτερεῖον κύκλωμα A_{max} εἶναι τόσοσιν μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα ἢ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ πρωτεύοντος πηνίου, ὅπου ὁ συντελεστὴς τῆς ἀναλογίας εἶναι ἡ τεμνωμένη ἐπιφάνεια F ἐπὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν περιελίξεων n , ἥτοι: $A_{max} = nF.H_J$. (1)

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως αὐτῆς φαίνεται, ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μετράται διὰ τῆς μεγίστης τάσεως ἐξ ἐπαγωγῆς κατὰ περιέλιξιν καὶ τετραγωνικὸν ἑκατοστὸν, δηλ. $H_J = \frac{A_{max}}{nF}$. Ὀὕτως ἐκφραζομένη ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ πρωτεύοντος πηνίου ὀνομάσθη καὶ πυκνότης τῆς δυναμικῆς ροῆς καὶ συμβολίζεται διὰ τοῦ γράμματος B δηλ.:

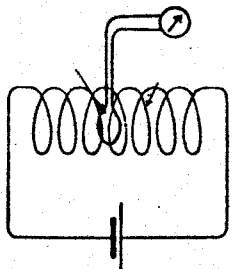
$$B = H_J = \frac{A_{max}}{nF} \quad (2)$$

Μᾶς ἐνδιαφέρει νῦν ἡ συμπεριφορὰ τῶν σωμάτων εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδίου. Ἴνα διερευνησῶμεν αὐτὴν ἐπαναλαμβάνομεν τὸ πείραμα τῆς ἐπαγωγῆς μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἐντὸς τοῦ πρωτεύοντος κυκλώματος τοποθετοῦμεν τὴν ὑπὸ ἐξέτασιν οὐσίαν. Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ οὐσίαι διαιροῦνται εἰς δύο ριζικῶς διαφόρους κατηγορίας: τὰς μὲν ὀνομάζομεν διαμαγνητικάς, τὰς δὲ παραμαγνητικάς. Αὗται διαφέρουσι κατὰ τὸ δι' ἑνὸς διαμαγνητικοῦ πυρῆνος ἐλαττοῦται ἡ ροὴ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, διὰ δὲ τῶν παραμαγνητικῶν αὐξάνει.

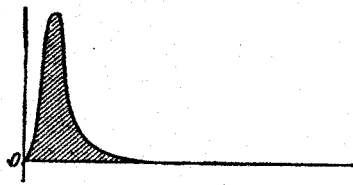
Ὅνομάζομεν τὸν λόγον τῆς δυναμικῆς ροῆς τοῦ πηνίου μὲ πυρῆνα B πρὸς τὴν δυναμικὴν ροὴν αὐτοῦ εἰς τὸ κενὸν B_0 , δηλαδή τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ πηνίου μετὰ πυρῆνος, πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου εἰς τὸ κενόν, τὴν μαγνητικὴν διαπερατότητα τῆς οὐσίας, ἥτοι:

$$\delta = \frac{B}{B_0} \quad (3)$$

καὶ εὐρίσκομεν, ἐν ἀκολουθίᾳ πρὸς τὰ ἀνωτέρω λεχθέντα, ὅτι ἡ διαπερατότης τῶν διαμαγνητικῶν σωμάτων εἶναι μικροτέρα, τῶν δὲ παραμαγνητικῶν μεγαλυτέρα τῆς μονάδος. Ὅταν τὰ σώματα δεικνύουν μαγνητικὴν διαπερατότητα πολὺ μεγαλυτέραν τῆς μονάδος τότε ὀνομάζονται σιδερομαγνητικά. Αἱ ἀποκλίσεις τοῦ λόγου αὐτοῦ ἀπὸ τὴν μονάδα διὰ



Σχ. 1.



Σχ. 2.

τοῦ Faraday, καὶ λέγομεν, ὅτι τὸ μαγνητικὸν πεδίου εἶναι τελείως καθωρισμένον δταν ἔχωσιν ὀρισθῆ, ἢ μορφή τῆς πορείας τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν, ἢ διεύθυνσις καὶ ἡ πυκνότης αὐτῶν. Ἐκ τῶν πολλῶν δυνατοτήτων μετρήσεως τῆς ἔντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, θὰ θεωρήσωμεν τὴν μέτρησιν αὐτοῦ διὰ προσδιορισμοῦ τῆς ἐπαγωγικῆς τάσεως, τὴν ὅποیان τὸ ὑπὸ μέτρησιν μαγνητικὸν πεδίου δύναται νὰ δημιουργήσῃ ἐντὸς δευτερεύοντος ἀγωγοῦ. Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ἐὰν ἐντὸς ἑνὸς πρωτεύοντος πηνίου διαρρομένου ὑπὸ ρεύματος εἰσαγάγωμεν ἕν δευτερον πηνίον, κατὰ τοιοῦτον τρόπον ὥστε ἡ ἐπιφάνεια ἢ ὀριζομένη ὑπὸ τῶν περιελίξεων του νὰ τέμνῃ τὰς μαγνητικάς γραμμάς τοῦ πρώτου πηνίου, (σχ. 1)

τάς τρεῖς τάξεις τῶν οὐσιῶν αὐτῶν ἐμφαίνονται ἐκ τῶν ἐξῆς ἀριθμῶν. Τά μὲν διαμαγνητικά σώματα ἔχουσι διαπερατότητα κατὰ $10^5 - 10^6$ μικροτέραν τῆς μονάδος, τὰ παραμαγνητικά σώματα $10^3 - 10^5$ μεγαλύτεραν τῆς μονάδος, ἐνῶ τὰ σιδηρομαγνητικά ἐμφανίζουσι διαπερατότητα, ἣτις εἶναι μέχρι 100.000 μεγαλύτερα τῆς διαπερατότητος τοῦ κενοῦ.

Πόθεν προέρχονται αὐταὶ αἱ ριζικαὶ διαφοραὶ τῶν δύο κατηγοριῶν σωμάτων;

Δυνάμεθα τελειῶς φαινομενολογικῶς νὰ ἐξηγήσωμεν τὴν διάκρισιν τῶν οὐσιῶν εἰς παραμαγνητικά καὶ διαμαγνητικά διὰ τῆς παραδοχῆς, ὅτι εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῆς οὐσίας ὑπάρχει «ἀόρατον πηνίον», ὅπερ, ἄμα τῇ ἐπιδράσει τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος. Καὶ εἰς μὲν τὰ παραμαγνητικά σώματα ἡ φορά τοῦ ρεύματος εἶνε ἡ αὐτὴ μετὰ τὴν φοράν τοῦ ρεύματος τοῦ ἐξωτερικοῦ πηνίου, εἰς δὲ τὰ διαμαγνητικά σώματα ἀντιθέτου φοράς. Κατ' ἀκολουθίαν εἰς μὲν τὴν πρώτην περίπτωσιν αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ πηνίου προστίθενται εἰς τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ ἐξωτερικοῦ, οὕτως ὥστε ἡ πυκνότης αὐτῶν αὐξάνει, εἰς δὲ τὴν περίπτωσιν τῶν διαμαγνητικῶν σωμάτων αἱ ἀντιθέτως ὀδεύουσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ πηνίου ἐλαττώνουσι τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ ἐξωτερικοῦ, ἐπερχομένης οὕτω ἐλαττώσεως τῆς ὀλικῆς δυναμικῆς ροῆς. Διὰ τῶν παραδοχῶν αὐτῶν ἐρμηνεύονται, πρῶτον αἱ μικρότεροι καὶ μεγαλύτεραι τῆς μονάδος διαπερατότητες, δεύτερον ἡ παρεμβολῆς παραμαγνητικῶν καὶ διαμαγνητικῶν οὐσιῶν, καὶ τρίτον ὁ προσανατολισμὸς τῶν οὐσιῶν αὐτῶν ὡς πρὸς τὰς μαγνητικὰς γραμμάς τοῦ ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῶν μὲν παραμαγνητικῶν τιθεμένων παραλλήλως, τῶν δὲ διαμαγνητικῶν καθέτως πρὸς τὸ μαγνητικὸν πεδίου.

Ἀκολουθοῦντες τὰς σκέψεις ταύτας χαρακτηρίζομεν τὴν ὀλικὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, φέροντος ὕλικόν τινα πυρῆνα, ὡς τὸ ἄθροισμα τῆς πυκνότητος τῆς δυναμικῆς ροῆς εἰς τὸ κενὸν καὶ τῆς πυκνότητος τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν τοῦ ἀοράτου πηνίου ἐντὸς τῆς οὐσίας, ἣτοι: $B=B_0+B_x$. Γνωρίζομεν ὁμῶς ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δύναται νὰ παρασταθῇ καὶ διὰ τοῦ $4\pi J$, ἔνθα J παριστᾷ τὴν ἔντασιν τῆς μαγνητίσεως, τοὔτέστι τὴν μαγνητικὴν ροπὴν κατὰ κυβικὸν ἑκατοστὸν τῆς ὡς πυρῆνα χρησιμοποιουμένης οὐσίας. Ὡς μαγνητικὴν δὲ ροπὴν ὀρίζομεν τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τῶν πόλων ἐνὸς μαγνήτου ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν: $\mu=p.l$. Διὰ τοῦτο συνήθως δίδεται εἰς τὴν ἀθροιστικὴν αὐτὴν ἐξίσωσιν ἡ μορφή:

$$B=H+4\pi J \quad (4)$$

καὶ ἐξ αὐτῶν δι' ἀναγωγῆς εἰς τὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου

$$\frac{B}{H}=1+4\pi \frac{J}{H}=1+4\pi k. \quad (5)$$

Ὁ συντελεστὴς k , παριστᾷ τὴν μαγνήτισιν τῆς οὐσίας κατὰ κυβικὸν ἑκατοστὸν, τὴν προερχομένην ἐκ τῆς ἐπιδράσεως μαγνητικοῦ πεδίου ἴσου πρὸς τὴν μονάδα καὶ ὀνομάζεται μαγνητικὴ ἐπιδεκτικότητα. Αὕτη ἔχει θετικὰς μὲν τιμὰς διὰ τὰ παραμα-

γνητικά σώματα, ἀρνητικὰς δὲ διὰ τὰ διαμαγνητικά.

Γενῶνται νῦν τὸ ἐρώτημα πόθεν προέρχονται τὰ ρεύματα τοῦ ὑποθετικοῦ ἐσωτερικοῦ πηνίου.

Ἡδὴ τὸ ἔτος 1825 ὁ Ampère ἐξέφρασε τὴν γνώμην, ὅτι ὁ σιδηρομαγνητισμὸς προέρχεται ἐκ μικρομοριακῶν ρευμάτων, ἅτινα προκαλοῦσι τὴν γένεσιν μονίμων στοιχειωδῶν μαγνητῶν, οἱ ὅποιοι ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας εὐρίσκονται ἀτάκτως διατεταγμένοι. Δι' ἐπιθέσεως τοῦ ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου οἱ στοιχειῶδεις οὔτοι μαγνήται προσανατολίζονται, οὕτως ὥστε νὰ δημιουργητῆ ροὴ μαγνητικῶν γραμμῶν, ἣτις προστίθεται εἰς τὴν ἐξωτερικὴν μαγνητικὴν ροήν. Δι' ἀναίρεσεως τοῦ ἐξωτερικοῦ πεδίου παύει ὁ προσανατολισμὸς τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν λόγω τῆς θερμικῆς κινήσεως, ἣτις τελικῶς δίδει εἰς αὐτοὺς ἀτάκτον διάταξιν.

Τὸ ἔτος 1854 ὁ Weber ἀπέδειξεν, ὅτι διὰ τῆς ὑποθέσεως τῶν μοριακῶν ρευμάτων τοῦ Ampère δυνάμεθα νὰ ἐρμηνεύσωμεν οὐχὶ μόνον τὴν ὑπαρξιν τῶν παραμαγνητικῶν οὐσιῶν, ἀλλὰ καὶ τὴν ὑπαρξιν τῶν διαμαγνητικῶν. Ἐπ' αὐτοῦ θὰ ἀσχοληθῶμεν κατωτέρω.

Ἡ ὑπαρξὶς μοριακῶν ρευμάτων καθίσταται ὀφθαλμοφανῆς διὰ δύο φαινομένων, ἅτινα μόλις ἐσχάτως ἀνεκαλύφθησαν.

Τὸ πρῶτον φαινόμενον παρατηρηθὲν τὸ ἔτος 1914 ὑπὸ τοῦ Barnett συνίσταται εἰς τὴν μαγνήτισιν σιδηρομαγνητικοῦ σώματος ὡς π. χ. μιᾶς ράβδου σιδήρου διὰ ταχείας περιστροφῆς. Ἡ περιστροφή δρᾷ ὡς μαγνητικὸν πεδίου, δηλαδὴ δρᾷ ὡς προσανατολιζούσα δύναμις ἐπὶ τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν. Εἶναι γνωστὸν ἐκ τῆς μηχανικῆς, ὅτι ἐὰν πρόσωπόν τι κρατοῦν γυροσκόπιον μετὰ ἀξονα ἐπικλινῆ πρὸς ἑαυτὸν τεθῆ εἰς περιστροφικὴν κίνησιν, τότε τὸ γυροσκόπιον στρέφει τὸν ἀξονά του παραλλήλως πρὸς τὸν ἀξονα περιστροφῆς τοῦ ἀτόμου. Τὸ αὐτὸ συμβαίνει καὶ μετὰ τοὺς στοιχειῶδεις μαγνήτας εἰς τὸ φαινόμενον τοῦ Barnett. Στρεφόμενης ὀλοκλήρου τῆς ράβδου οἱ στοιχειῶδεις μαγνήται τοποθετοῦν τὸν ἀξονά των παραλλήλως πρὸς τὸν ἀξονα περιστροφῆς τῆς ὄλης ράβδου. Τοῦτο ὁμῶς σημαίνει $\mu > 1$.

Τὸ δεύτερον φαινόμενον ὀνομαζόμενον φαινόμενον τῶν Richardson καὶ Einstein-de Haas εἶναι τὸ ἀντίστροφον τοῦ πρώτου καὶ συνίσταται εἰς τὴν στρόφην τῆς ὄλης ράβδου κατὰ τὴν μαγνήτισιν αὐτῆς. Τοῦτο προέρχεται ἐκ τοῦ ὅτι ὅταν οἱ ἀξονες τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν τοποθετηθῶσι παραλλήλως πρὸς ἀλλήλους τότε προσδίδουσι ροπὴν περιστροφῆς εἰς τὸ ὅλον σύστημα, ἀκριβῶς ὅπως γυροσκόπιον προσανατολιζόμενον δίδει μίαν ὄθσιν πρὸς περιστροφήν εἰς τὸ κρατοῦν αὐτὸ πρόσωπον.

Ὁ Weber ἐπεξεργασθεὶς τὴν ὑπόθεσιν τοῦ Ampère κατέληξεν εἰς τὴν ἐξῆς παραδοχὴν ὡς πρὸς τὰ μοριακὰ ρεύματα τῶν διαμαγνητικῶν καὶ παραμαγνητικῶν σωμάτων. Τὰ διαμαγνητικά σώματα χαρακτηρίζονται διὰ τοῦ ὅτι τὸ ἐξωτερικὸν μαγνητικὸν πεδίου ἐξ ἐπαγωγῆς δημιουργεῖ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῆς οὐσίας ρεύματα καὶ συνεπῶς μαγνητικὰς ροπάς ἀντιρρόπους πρὸς τὴν φοράν τοῦ ἐξωτερικοῦ ρεύμα-

τος. Τὰ διαμαγνητικά σώματα δύνανται νὰ παρασταθῶσιν ἀκριβῶς διὰ τοῦ παραδειγματος πρωτεύοντος καὶ δευτερεύοντος πηνίου (σχ. 1), ἔνθα ἡ ἐπίδρασις τοῦ ρεύματος δημιουργεῖ εἰς τὸ δευτερεῖον πηνίον ρεῦμα ἀντιθέτου ροῆς, ὅπως ἴσως καὶ ἂν τὸ πρῶτον πηνίον εἶναι προσανατολισμένον πρὸς τὸ δευτερον. Ὅτι ἡ ὀλικὴ πυκνότης τῶν γραμμῶν ροῆς ἐλαττοῦται, ὅπερ σημαίνει διαπερατότητα μικρότεραν τῆς μονάδος, δηλ. διαμαγνητισμόν. Ἀντιθέτως τὰ παραμαγνητικά σώματα ἔχουσι μόνιμον μαγνητικὴν ροπήν. Τοῦτο δὲν ἐκδηλοῦται ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, διότι λόγω τῆς ἀτάκτου κατανομῆς τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν ἐπέρχεται ἀμοιβαία ἀναίρεσις τῶν μαγνητικῶν ροπῶν. Διὰ τῆς ἐπίδρασεως τοῦ ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου αὐτὰ προσανατολιζονται, ὅποτε δυναμικαί γραμμαὶ προστίθενται εἰς τὰς ἐξωτερικὰς. Κατ' αὐτὰ ὁ μὲν διαμαγνητισμὸς δὲν εἶναι ἄλλο τι, εἰμὴ δημιουργία μαγνητικῆς ροπῆς ἐξ ἐπαγωγῆς καὶ συνεπῶς ἀντιρρόπου πρὸς τὴν ἐξωτερικὴν, ὁ δὲ παραμαγνητισμὸς προσανατολισμὸς τῶν μόνιμων μαγνητικῶν ροπῶν, ἔνθα τὰ μόρια εἶναι ἀτάκτως διατεταγμένα, διὰ τοῦ ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Υφίσταται λοιπὸν ὁμοίότης μεταξύ τῆς ἠλεκτρικῆς πολώσεως ἐκ παραμορφώσεως, τῆς πολώσεως διὰ προσανατολισμοῦ μόνιμων ἠλεκτρικῶν διπόλων καὶ τῆς μαγνητικῆς συμπεριφορᾶς τῶν οὐσιῶν. Μία διαμαγνητικὴ ἔνωση εἶναι παραβλητὴ μὲ ἔνωσιν ἔχουσαν μοριακὴν συμμετρίαν καὶ δεικνύουσαν συνεπῶς εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου μόνον πόλωσιν διὰ παραμορφώσεως, ἐνῶ μία παραμαγνητικὴ οὐσία δύναται νὰ παραβληθῇ μὲ μίαν ἔνωσιν, ἥτις συνίσταται ἐκ μόνιμων ἠλεκτρικῶν διπόλων, ἅτινα προσανατολιζονται εἰς τὸ ἐξωτερικὸν πεδίου ἄμα τῇ ἐπιθέσει αὐτοῦ.

Ἐκ τῶν ὄσων μέχρι τοῦδε ἐλέχθησαν δυνάμεθα νὰ παραγάγωμεν καὶ γενικὰς τινὰς διακριτικὰς ιδιοτήτας μεταξύ διαμαγνητικῶν καὶ παραμαγνητικῶν σωμάτων. Τὰ μὲν παραμαγνητικά σώματα ἐμφανίζουσι ἐξάρτησιν τῆς μαγνητικῆς ἐπιδεδεικτικότητος ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν, ἐνῶ ἡ ἐπιδεδεικτικότης τῶν διαμαγνητικῶν εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς θερμοκρασίας. Τοῦτο ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν χρησιμοποίηθεισαν εἰκόνα, διότι ὁ μὲν προσανατολισμὸς τῶν μόνιμων μαγνητικῶν ροπῶν ἔχει ὡς ἀνταγωνιστὴν τὴν θερμικὴν κίνησιν, συνεπῶς πρέπει νὰ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν, ἐνῶ ὁ διαμαγνητισμὸς ὡς προερχόμενος ἐξ ἐπαγωγικῶν ἠλεκτρονιακῶν ρευμάτων, δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς θερμικὰς κινήσεις τῶν ἀτόμων. Καὶ ἐδῶ ὁ παραλληλισμὸς μεταξύ ἠλεκτρικῶν διπολικῶν ροπῶν καὶ ἠλεκτρικῆς πολώσεως ἀφ' ἑνός, παραμαγνητισμοῦ καὶ διαμαγνητισμοῦ ἀφ' ἑτέρου, εἶναι πλήρης.

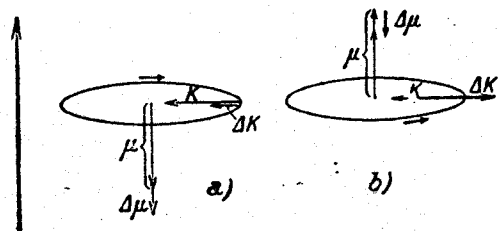
Διὰ τῆς ἀνακαλύψεως τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τῆς παραδοχῆς τῆς θεωρίας τοῦ πλανητικοῦ συστήματος τοῦ ἀτόμου κατωρθώθη ὁ ποσοτικὸς ὑπολογισμὸς καὶ ἡ λεπτοτέρα ἀνάπτυξις τῆς σκέψεως τῶν Ampère-Weber τῶν μοριακῶν ρευμάτων. Τῷ 1905 ὁ Langevin ἀνέπτυξε τὴν ἐξῆς ποσοτικὴν θεωρίαν ἐξηγοῦσαν τὸν διαμαγνητισμόν :

Θεωρήσωμεν δύο ἄτομα ὑδρογόνου ἑνὸς ὁποῖων ἡ

περιστροφή τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι ἀντίρροπος (σχ. 3). Ἐκαστὸν ἐξ αὐτῶν ἔχει μόνιμον μαγνητικὴν ροπήν μὲ ἀντίθετον φοράν. Τὸ μέγεθος τῆς μαγνητικῆς αὐτῆς ροπῆς μ εἶναι ὑπολογισίμον ἐκ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς περικλειομένης ὑπὸ τοῦ κυκλώματος, κατὰ τὸν τύπον :

$$\mu = i.F \quad (6)$$

Ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος i ὑπολογί-



Σχ. 3.

ζεται ἐκ τοῦ φορτίου τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τῆς συχνότητος περιστροφῆς αὐτοῦ.

Ἄρα ἡ μαγνητικὴ ροπή θὰ εἶναι :

$$\mu = i.F = \frac{e \cdot r \cdot \omega}{2\pi} \cdot r^2 \pi = \frac{e \cdot \omega \cdot r^3}{2} \quad (7)$$

Τοιοῦτον ἄτομον εἶναι, ὡς ἔχον μόνιμον μαγνητικὴν ροπήν, παραμαγνητικόν. Τοῦτο ὅμως δὲν θὰ μᾶς ἐνοχλήσῃ νὰ ἐρευνήσωμεν τὴν δημιουργίαν τῆς ἐξ ἐπαγωγῆς μαγνητικῆς ροπῆς ἄμα τῇ ἐπίδρασει ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ μαγνητικὸν πεδίου δρᾷ ἐφ' ἐκάστου στοιχείου τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος dl διὰ τῆς δυνάμεως dK , ἥτις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου H καὶ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος i , ἥτοι :

$$dK = H \cdot i \cdot dl \quad (8)$$

Συνεπῶς εἰς τὴν ὑπάρχουσαν φυγόκεντρον δυνάμιν :

$$K = m \cdot r \cdot \omega^2 \quad (9)$$

προστίθεται καὶ ἡ δυνάμιν dK , ἥτις δύναται νὰ προκαλέσῃ μεταβολὴν εἰς τὴν ταχύτητα εἴτε τῆς ἀκτίνος τοῦ ἀτόμου. Ὁ Langevin ἔδειξεν ὅτι δι' ἐπιθέσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, μόνον ἡ ταχύτης τῆς περιστροφῆς ω μεταβάλλεται. Τὸ μέγεθος τῆς μεταβολῆς ὑπολογίζεται ἴσον πρὸς :

$$\Delta K = H \cdot i \cdot dl = H \cdot \frac{e \cdot r \cdot \omega}{2\pi} \cdot 2\pi r = H \cdot e \cdot r \cdot \omega \quad (10)$$

$$K + \Delta K = m r^3 \omega + H e r \omega = m r (\omega + \Delta \omega)$$

$$\Delta \omega = \frac{e \cdot H}{r \cdot m}$$

Ἄρα ἡ μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροπῆς θὰ ἰσοῦται πρὸς

$$\Delta \mu = \frac{\Delta \omega \cdot e \cdot r^3}{2} = \frac{e^2 r^2}{4m} H \quad (11)$$

Ἴνα δὲ ἐκφράσωμεν ὅτι ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς μαγνητικὴ ροπή εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν φοράν τοῦ ἐξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, θέτομεν ἀρνητικὸν σημεῖον. Ἡ ἐξίσωσις πολλαπλασιαζομένη ἐπὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων z , ἅτινα προκαλοῦσι τοιοῦτου εἶδους κυκλικά ρεύματα καὶ ἐπὶ τὸν ἀριθμὸν τοῦ Loschmidt N , παριστᾷ τὴν κατὰ γραμμομόριον μαγνήτισιν τῆς οὐσίας διὰ τοῦ πεδίου ἐντάσεως H . Διαγινώσκουσα διὰ τοῦ H θὰ πᾶριστα τὴν μοριακὴν ἐπι-

δεκτικότητα, ήτις θα ένεφανίζετο, εάν πράγματι όλα τὰ μόρια εύρισκοντο μετὰ τὰ επίπεδα των καθέτως πρὸς τὴν φορὰν τοῦ έξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ὡς παρεδέχθημεν κατὰ τὴν παραγωγὴν τῆς έξισώσεως. Ἐπειδὴ ὅμως ὁ προσανατολισμὸς εἶναι ἀτακτος, ἢ μᾶλλον τυχαίος, μέρος μόνον τῶν μορίων δρᾷ εἰς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ὁ ἀκριβέστερος ὑπολογισμὸς δεικνύει ὅτι ὁ τυχαίος προσανατολισμὸς ἔχει τὴν αὐτὴν δρᾶσιν, ὡς ἐάν τὰ δύο τρίτα τῶν ὄλων μορίων εύρισκοντο εἰς τὴν κατεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἔν τρίτον δὲ κάθετον πρὸς αὐτὴν. Οὕτω ἡ μοριακὴ μαγνητικὴ ροπὴ ἰσοῦται πρὸς :

$$\Delta\mu \cdot N = \frac{Nz \cdot e^2 \cdot r^2}{4m} H$$

Λαμβανομένου τέλους ὕπ' ὄψιν, ὅτι εἰς ἔν ἄτομον περιέχον περισσότερα ἢλεκτρόνια δὲν ἔχομεν μίαν μόνον ἀκτίνα, ἀλλὰ δι' ἑκάστην ἢλεκτρονικὴν στοιβάδα διάφορον ἀκτίνα, πρέπει νὰ θέσωμεν ἀντὶ τοῦ r^2 τὸ μέσον τετράγωνον αὐτῆς, ἦτοι \bar{r}^2 καὶ οὕτω καταλήγομεν εἰς τὴν έξίσωσιν (12) διὰ τὴν μοριακὴν ἐπιδεκτικότητα :

$$\chi = \frac{\Delta\mu \cdot N}{H} = -\frac{e^2 N}{6m} \sum_z \bar{r}^2 = 2,8 \cdot 10^{10} \sum_z \bar{r}^2$$

Ἡ έξίσωσις αὕτη ἐπιτρέπει νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν μοριακὴν ἐπιδεκτικότητα χ διαμαγνητικῆς τινος οὐσίας ἐπὶ τῇ βάσει τῶν σταθερῶν e , N καὶ m , ὅταν γνωρίζομεν τὸν ὄγκον τῶν ἀτόμων. Ἡ έξίσωσις (12) διετήρησε τὴν ἰσχύν της διὰ μέσου ὀλοκληροῦ τῆς έξελίξεως τῆς ἀτομικῆς ἀντιλήψεως τῆς ὕλης ἀπὸ τῆς παλαιᾶς διὰ τῆς νεωτέρας μέχρι τῆς νεωτάτης θεωρίας τῶν κουάντων, ἀρκεῖ μόνον διὰ τὰς τιμὰς αὐτὰς τῶν ἀκτίνων νὰ τεθῶσιν αἱ τιμαί, τὰς ὁποίας ἀπαιτεῖ ἡ ἑκάστοτε κουαντικὴ θεωρία. Ὁ πίναξ I πε-

ΠΙΝΑΞ I

	He	Ne	Ar	Kr	X
*Ασφαλεῖς πειραματικαὶ τιμαί	1,9	6,75	19,54	28,0	42,4
*Υπολογισθεῖσαι τιμαί :					
Kirkwood-Vinti	1.97	6.12	16.7	29.3	45.5
Pauling	1.54	5.70	13.6	17.2	25.4
Stater	1.64	5.63	18.5	(31.73)	(43.0)

Pascal	$\chi_{Mol} = \sum \chi_A + \lambda$				10^6
H	-2.93	O	-4.61	K	-18
C	-6.00	F	-11.5	C≡C	+ 5.5
N	-5.57	Cl	-20	C=C	+ 0.8
N (δακτλ.)	-4.61	Li	-4		

ριέχει παραβολὴν τῶν τιμῶν τοῦ παραμαγνητισμοῦ τῶν εὐγενῶν ἀερίων, ὡς αὐταὶ εύρέθησαν πειραματικῶς, μετὰ τῶν τιμῶν αἰτινες ὑπελογίσθησαν ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἀναφερθείσης έξισώσεως. Αἱ διαφοραὶ τῶν θεωρητικῶν τιμῶν προέρχονται ἐκ τῶν διαφορῶν τῶν ἀκτίνων τῶν ἀτόμων, ὡς αὐταὶ προκύπτουσιν ἐκ τῶν κατὰ καιροῦ ἰσχυροῦσῶν κουαντικῶν θεωριῶν.

Διὰ τὸ ὕδρογόνον εύρίσκομεν ὅτι ἡ μαγνητικὴ ἐπιδεκτικότης δύο ἀτόμων ἰσοῦται μετὰ $-4,6 \times 10^{-8}$, ἐνῶ ἡ μα-

γνητικὴ ἐπιδεκτικότης τοῦ μορίου τοῦ ὕδρογόνου εύρεθη δι' ἀπ' εὐθείας μετρήσεως ἴση πρὸς $-4,0 \times 10^{-6}$. Τοῦτο δεικνύει ὅτι διὰ τῆς συμβολῆς δύο ἀτόμων ὕδρογόνου πρὸς μόριον δὲν μεταβάλλεται ὁ διαμαγνητισμὸς, δηλαδὴ ὅτι ὁ διαμαγνητισμὸς τοῦ μορίου εἶναι ἀθροιστικῶς ὑπολογίσιμος ἀπὸ τὸν διαμαγνητισμὸν τῶν ἀτόμων. Τῆς προτάσεως ταύτης, ήτις ὀνομάζεται καὶ κανὼν τοῦ Pascal θέλομεν κάμει εύρυτάτην χρῆσιν πρὸς ἀνίχνευσιν καὶ καθορισμὸν τῶν συντακτικῶν τύπων ὀργανικῶν ἐνώσεων.

Ἡ ἐρμηνεία τοῦ παραμαγνητισμοῦ διὰ τῆς θεωρίας τοῦ Langevin ἐγένετο ὡς ἐξῆς: Ἀφετηρία ὑπῆρξεν ὁ νόμος τοῦ Curie, καθ' ὃν ὁ παραμαγνητισμὸς οὐσίας τινὸς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογος πρὸς τὴν θερμοκρασίαν, ἦτοι $\sigma = C_{mol} \frac{H}{T}$. (13)

Ἡ ἐξάρτησις αὕτη προδίδει ἀνταγωνισμὸν μεταξύ ἢλεκτρικοῦ πεδίου καὶ θερμοκρασίας, καθ' ὅσον τὸ μὲν μαγνητικὸν πεδίου τείνει νὰ προσανατολισθῆ τὰς μονίμους ροπὰς, ἡ δὲ θερμοκρασία νὰ καταστρέψῃ τὴν δημιουργουμένην τάξιν. Ὁ ποσοτικὸς ὑπολογισμὸς τῆς σκέψεως αὐτῆς, ήτις δὲν σημαίνει ἄλλο τι εἰμὴ ἀναγωγὴν τῆς σταθερᾶς C_{mol} , ήτις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῆς ἐξεταζομένης οὐσίας, εἰς ἀτομικὰς σταθερὰς καὶ εἰς τὴν τιμὴν τῆς μονίμου μαγνητικῆς ροπῆς, ἐγένετο ὑπὸ τοῦ Langevin δι' ἐφαρμογῆς τῆς στατιστικῆς τοῦ Boltzmann. Δι' αὐτῆς ὑπολογίζεται τὸ ποσὸν τῶν μονίμων μαγνητῶν, ὅπερ ὑπὸ ὠρισμένας συνθήκας θερμοκρασίας καὶ έξωτερικοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, εἶναι προσανατολισμένον, διότι τοῦτο παρίσταται διὰ τῆς πιθανότητος νὰ ἀνεύρωμεν μεταξύ τῶν ὄλων ὑπαρχόντων μορίων μόρια ἔχοντα τὸν ρηθέντα προσανατολισμὸν. Ὁ ὑπολογισμὸς ὅστος κατέληξεν εἰς τὴν σχέσιν $\sigma = N \cdot \mu \left[\frac{1}{3} \frac{\mu \cdot H}{kT} - \frac{1}{45} \left(\frac{\mu \cdot H}{kT} \right)^3 + \frac{2}{945} \left(\frac{\mu \cdot H}{kT} \right)^5 - \dots \right]$ (14) ήτις ἀπλοποιουμένη διὰ παραμελήσεως τῶν ὑψηλοτέρων δυνάμεων τοῦ ὄρου $\frac{\mu \cdot H}{kT}$ μετατρέπεται εἰς τὴν σχέσιν.

$$\sigma = \frac{N \mu^2 A}{3kT} = C_{mol} \frac{H}{T}$$

ήτις ὅμως δὲν εἶναι ἄλλο τι εἰμὴ ὁ νόμος τοῦ Curie ἔνθα ἡ σταθερὰ C_{mol} ἔχει τὴν τιμὴν $\frac{N \mu^2}{3k}$.

Οἱ ἀναπτυχθέντες ὑπολογισμοὶ τοῦ Langevin ἔδωσαν ἐρμηνείαν τινὰ διὰ τὸν διαμαγνητισμὸν καὶ παραμαγνητισμὸν, περιγράφοντες αὐτὸν ἐν γενικαῖς γραμμαῖς. Ἡ προσεκτικὴ ὅμως παρατήρησις δεικνύει, ὅτι αὐταὶ δὲν εἶναι εἰς θέσιν ν' ἀποδώσωσι λεπτοτέρας διαφορὰς, τὰς ὁποίας δεικνύει τὸ πείραμα. Πρωτίστως ἡ έξίσωσις τοῦ παραμαγνητισμοῦ (14) εύρίσκεται εἰς ἀντίφασιν μετὰ τοῦ θεωρήματος τοῦ Nernst. Διότι αὕτη ἀπαιτεῖ ὄπως ἔφ' ὅσον τὸ έξωτερικὸν μαγνητικὸν πεδίου εἶναι μηδέν, εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός ὁ παραμαγνητισμὸς ἰσοῦται μετὰ μηδέν, δηλαδὴ θὰ ὑφίσταται ἀταξία μεταξύ τῶν μονίμων μαγνητικῶν ροπῶν. Τοῦτο ὅμως θὰ ἐσήμαιεν ὅτι καὶ ἡ ἐντροπία θὰ ἦτο διάφορος τοῦ μηδενός, ἐνῶ συμφῶνως μετὰ τὸ θεωρήμα τοῦ Nernst, ἡ ἐντροπία εἰς τὸ ἀπόλυτον μηδέν μηδενίζεται.

Αί δυσχέρεια αιταί ύπερνικώνται μερικώς δια τής εφαρμογής τής νεωτέρας κουαντικής θεωρίας εις τόν παραμαγνητισμόν. Γνωρίζομεν σήμερον, ότι δέν είναι έπιτετραμμένον νά προσδώσωμεν εις τό περι τόν πυρήνα περιστρεφόμενον ήλεκτρονιον οίασδήποτε τιμάς ροπής άδρανείας. Ή ύπόθεσις του Bohr άπαιτεί δπως ή δράσις του περιστρεφόμενου ήλεκτρονίου είναι άκέραιον πολλαπλάσιον του στοιχειώδους ποσου τής δράσεως h , δηλαδή τής σταθεράς του Planck. Συνεπώς πρέπει νά θέσωμεν δια την μηχανική ροπήν άδρανείας p ,

$$p = m \cdot r^2 \cdot \omega, \quad (16)$$

Ίσην πρός έν άκέραιον πολλαπλάσιον του $\frac{h}{2\pi}$ ήτοι:

$$p = I \frac{h}{2\pi} \quad (17)$$

ό αριθμός l είναι ό λεγόμενος δευτερεύων κουαντικός αριθμός. Ήπειδή όμως δια την μαγνητικήν ροπήν παρήχθη ή σχέσις:

$$\mu = \frac{1}{2} l \cdot \omega \cdot r^2 \quad (18)$$

δυνάμεθα δια συνδυασμού τών έξισώσεων (17) και (18) νά συσχετίσωμεν την μαγνητικήν ροπήν μ με την μηχανικήν ροπήν άδρανείας p και κατ' αυτόν τόν τρόπον νά κουαντοποιήσωμεν την μαγνητικήν ροπήν, ήτοι:

$$\mu_l = p_l \cdot \frac{e}{2m} = \frac{l \cdot e \cdot h}{4\pi \cdot m} \quad (19)$$

Έξ αυτών παρατηρούμεν ότι ή μαγνητική ροπή άτόμου τινός παρίσταται δι' ένός άκεραίου πολλαπλασίου του όρου $\frac{e \cdot h}{4\pi m}$, όστις συνίσταται μόνον έκ παγκοσμίωv σταθερών, τούτέστι τής μάζης m , του φορτίου του ήλεκτρονίου e και τής σταθεράς τής δράσεως h . Εις τόν όρον τούτον δίδομεν τό σύμβολον μ_0 και ονομάζομεν αυτό μαγνητόνιον του Bohr. Ή τιμή του κατά γραμμομόριον άνέρχεται εις 5564 Gauss cm^2 και παριστά τό ελάχιστον τής μαγνητικής ροπής, τό όποιον δύναται νά προσλάβη άτομόν τι ή, όπερ τό αυτό, τό άλμα, τό όποιον κάμνουσι τά άτομα κατά την άσυνεχή αύξησιν τής μαγνητικής των ροπής.

Ή περαιτέρω έξέλιξις τής κουαντικής θεωρίας κατέστησεν άναγκαίαν την παραδοχήν και έτέρων δύο κουαντικών αριθμών πλην του πρωτεύοντός και δευτερεύοντος, έχόντων σχέσιμ με την μαγνητικήν συμπεριφοράν του άτόμου. Καί ό μόν πρώτος είναι ό μαγνητικός αριθμός m_l , όστις όρίζει τάς δυνατότητας προσανατολισμού παραμαγνητικού άτόμου εις τόν χώρον, ό δε δεύτερος, είναι κουαντικός αριθμός s , όστις όρίζει την ίδίαν περιστροφήν του ήλεκτρονίου.

Ή άναγκαιότης τής παραδοχής, ότι τό άτομον δέν προσανατολίζεται έντός μαγνητικού πεδίου προσλαμβάνον όλας τάς δυνατάς κατευθύνσεις, αλλά ότι προτιμά ώριμένες κατευθύνσεις έχούσας σχέσιμ με την ίδίαν αύτου κατασκευήν, προκύπτει όφθαλμοφανώς έκ τών πειραμάτων τών Stern - Gerlach επί τής άποκλίσεως παραμαγνητικών μοριακών άκτίων έντός άνομοιογενούς μαγνητικού πεδίου. Ένώ θα έπερίμενέ τις ότι ή μοριακή άκτις (σχ. 4) μετά την άπόκλισιν τών μαγνητικών πεδίων θα έσχημάτιζε συνεχές φάσμα, όπερ θα έξέφραζεν ούτως ειπείν όλας τάς δυνατάς τιμάς προσανατολισμού του μο-

ρίου έντός του μαγνητικού πεδίου, παρατηρούμεν εις την περίπτωσιν π. χ. του άργύρου διχασμόν τών άκτίων εις δύο και μόνον άκτίνας, όπερ δηλοί ότι έξ όλων τών δυνατών γωνιών προσανατολισμού, τό μόριον προτιμά δύο και μόνον. Θα ήδύνατό τις νά διμλήση περι τής κουαντώσεως του χώρου, με την διαφοράν, ότι ό τεμαχισμός του χώρου έξαρτάται από την ούσιαν, ή τις εύρίσκεται εις τό μαγνητικόν πεδίου.

Ή όλική μαγνητική συμπεριφορά του άτόμου συνίσταται έκ τών συμβολών τών μαγνητικών ροπών του ήλεκτρονίου δια τών περιστροφών του περι τόν πυρήνα, τής μαγνητικής ροπής αυτού δια τής ίδίας περιστροφής και του προσανατολισμού αυτού εις τό μαγνητικόν πεδίου. Οί τρεις κουαντικοί αριθμοί, ό δευτερεύων l , ό μαγνητικός m_l και ό κουαντικός αριθμός τής ίδίας περιστροφής s καθορίζουσι συνεπώς την όλικήν μαγνητικήν ροπήν του άτόμου. Οί τρεις ούτοι αριθμοί δέν είναι άνεξάρτητοι άλλήλων, άλλ' έξαρτώνται κατά τρόπον προκύπτοντα έκ τής κουαντικής θεωρίας. Ήνα δώσωμεν άπλώς μόνον ιδέαν τινα πώς ή άμοιβαία αύτη έξάρτησις τών κουαντικών αριθμών ύπόκειται εις την έξέλιξιν τής κουαντικής θεωρίας παραθέτομεν την μορφήν τής έξαρτήσεως του συντελεστού g , όστις είναι ό συντελεστής μετατροπής τής μηχανικής ροπής του άτόμου J εις την μαγνητικήν, κατ'όν τύπον: $\mu = g \cdot J \cdot \mu_0$ μαγνητόνια, από τούς κουαντικούς αριθμούς.

Κατά την άρχικήν κουαντικήν θεωρίαν ό συντελεστής g άπορτίζεται, ως λέγει ή έξίσωσις (21), από όλικήν ροπήν άδρανείας J , την ροπήν άδρανείας την προερχομένην έκ τής περιστροφής του ήλεκτρονίου περι τόν πυρήνα L , και την ροπήν άδρανείας έξ ίδίας περιστροφής S :

$$g = 1 + \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2} \quad (20)$$

ένώ ή νεωτέρα κουαντική θεωρία παρήγαγε την σχέση

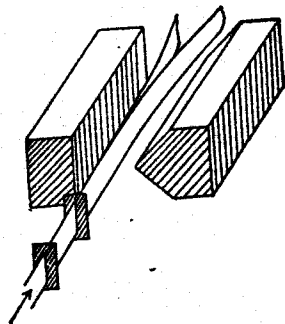
$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (21)$$

ήτις προσαρμόζεται καλλίτερον εις την παρατήρησιν.

Σήμερον δια τής νεωτέρας κουαντικής θεωρίας είμεθα εις θέσιν νά περιγράψωμεν ίκανοποιητικώς την μαγνητικήν συμπεριφοράν τών άτόμων και δη νά αναλύσωμεν αύτην εις την συμβολήν εκάστου τών ήλεκτρονιακών φλοίων, όστινες άπαρτίζουσι τό άτομον.

Ό πίναξ II περιέχει τιμάς, αίτινες χαρακτηρίζουσι την κατανομήν τής διαμαγνητικής διαπερατότητας τών Ιόντων εις τούς διαδοχικούς ήλεκτρονιακούς φλοιούς.

Ός πρώτην εφαρμογήν τών διαμαγνητικών μετρήσεων εις χημικά προβλήματα αναφέρομεν την έξακρίβωσιν τών συντακτικών τύπων όργανικών ένώ-



Σχ. 4.

σεων επί τη βάσει της άθροιστικότητας της μοριακής επιδεκτικότητας κατά τον νόμον του Pascal. Οδτος διαπιστώνει τὸ γεγονός ὅτι ἡ μαγνητικὴ ἐπιδεκτικότης μορίου τινὸς εἶναι ἀθροιστικῶς ὑπολογίσιμος ἐκ τῶν ἀτομικῶν ἐπιδεκτικότητων καὶ προσαυξημάτων τινῶν λ, ἅτινα ἔχουσι συντακτικὸν χαρακτήρα δηλ. ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸν τρόπον τοῦ συνδέσμου τῶν ἀτόμων μεταξύ αὐτῶν ἦτοι:

$$\chi_{\text{Μοι}} = \sum \chi_A + \lambda$$

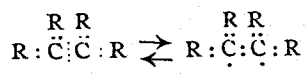
ΠΙΝΑΞ II

	Εἶδος ἠλεκτρονίων	$\chi_A \cdot 10^8$	$\chi_A \cdot 10^6$
O--	1s ²	0.08	} 11.25
	2s ²	0.28	
	2p ⁶	9.80	
Br-	1s ²	—	} 36.65
	2s ²	0.04	
	2p ⁶	0.15	
	3s ²	0.30	
	3p ⁶	1.08	
	3d ¹⁰	5.30	
	4s ²	4.98	
4p ⁶	24.80		
Cs+	1s ²	—	} 37.21
	2s ²	0.02	
	2p ⁶	0.06	
	3s ²	0.10	
	3p ⁶	0.32	
	3d ¹⁰	0.89	
	4s ²	0.51	
	4p ⁶	1.76	
	4d ¹⁰	8.67	
	5s ²	4.52	
	5p ⁶	20.36	

Ὁ πίναξ Ιβ περιέχει τὰς ἀτομικὰς ἐπιδεκτικότητας διαμαγνητικῶν οὐσιῶν μετὰ τῶν προσαυξημάτων αὐτῆς. Παρατηροῦμεν ὅτι ὅλαι αἱ ἀτομικαὶ ἐπιδεκτικότητες εἶναι ἀρνητικαὶ ἐνῶ τὰ προσαυξήματα τὰ προερχόμενα ἐκ τῆς διατάξεως τῶν ἀτόμων, ὡς π.χ. οἱ διπλοὶ καὶ οἱ τριπλοὶ δεσμοὶ εἶναι θετικά. Μερικὰ παραδείγματα (πίναξ ΙΙΙ) δεικνύουν τὴν συμφωνίαν μεταξύ τῆς παρατηρηθείσης μοριακῆς ἐπιδεκτικότητας καὶ τῆς ἐπιδεκτικότητας, ἥτις ὑπελογίσθη δι' ἀθροίσεως τῶν ἀτομικῶν ἐπιδεκτικότητων. Ἡ συμφωνία εἶναι λίαν ἱκανοποιητικὴ.

Σχετικῶς μετὰ τὴν θετικὴν ἐπιδεκτικότητα τῶν διπλῶν δεσμῶν πρέπει νὰ λεχθῆ τὸ ἐξῆς: Αὕτη περισταῖ προφανῶς παραμαγνητισμὸν καὶ πρέπει νὰ συμπεράνωμεν, ὅτι οἱ διπλοὶ καὶ οἱ τριπλοὶ δεσμοὶ εἶναι παραμαγνητικοί, δηλαδὴ περιέχουσι μόνιμον διπολικὴν ροπήν. Μία δυνατὴ ἐρμηνεία τοῦ φαινομένου τούτου εἶναι καὶ ἡ παραδοχὴ, ὅτι οἱ διπλοὶ δεσμοὶ εὗρίσκονται ἐν ἰσορροπίᾳ μετὰ ἐλευθέρως διπλᾶς

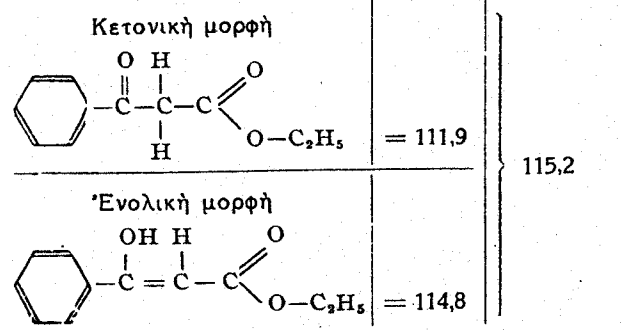
ρίζας, αἵτινες περιέχουσι ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, ὡς δεικνύει ὁ τύπος:



Διὰ τὴν διπλῆν αὐτὴν ρίζαν ὑπολογίζεται εἰς συνήθη θερμοκρασίαν μία παραμαγνητικὴ ἐπιδεκτικότης ἴση πρὸς 2500×10^6 . Συνεπῶς θὰ ἤρκει μικρὰ μόνον ποσότης ἐλευθέρως ρίζης, δέκατα τοῖς ἑκατὸν εἰς τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας, ἵνα ἐρμηνεύσῃ τὴν παρατηρουμένην παραμαγνητικότητα τῶν διπλῶν δεσμῶν.

ΠΙΝΑΞ ΙΙΙ

	— % Μοι. 10 ⁶ ὑπολογισθέν	— % Μοι. 10 ⁶ εὑρεθέν
Ἐξάνιον C ₆ H ₁₄	6χC + 14 χH = 6.6,00 + 14.2,93 = 72,2	77,1
C ₆ H ₅ Cl	6χC + 5 χH + χCl + 6 λC _i = 6.6,00 + 5.2,93 + 20,1 + 6.0,24 = 72,2	72,0



Ὡς παράδειγμα καθορισμοῦ τοῦ συντακτικοῦ τύπου ὀργανικῆς ἐνώσεως, τῇ βοήθειᾳ τῆς μαγνητικῆς αὐτῆς συμπεριφορᾶς, θὰ χρησιμεύσῃ ὁ βενζοϊλικὸς αἰθυλεστέρ. Οδτος δύναται νὰ ὑπάρχῃ εἰς δύο μορφάς, εἰς τὴν κετονικὴν ἢ ἐνολικὴν μορφήν. Καὶ ἡ μὲν κετονικὴ μορφή ἀπαιτεῖ μοριακὴν ἐπιδεκτικότητα ἴσην πρὸς 111,9, ἡ δὲ ἐνολικὴ 115,8. Πειραματικῶς εὗρισκομεν τιμὴν ἴσην πρὸς 115,2 συμφωνοῦσαν μετὰ τὸν ἐνολικὸν τύπον.

Τὰ προτερήματα τῆς μεθόδου ταύτης ἔναντι τῆς μεθόδου τῆς μοριακῆς διαθλάσεως συνίστανται εἰς τὸ ὅτι ἡ μοριακὴ διάθλασις δὲν εἶναι ἐφαρμόσιμος εἰς ἐγχρώμους οὐσίας, ἐνῶ ἡ μαγνητικὴ μέθοδος δὲν ὑπόκειται εἰς τοιοῦτον περιορισμὸν.

Δευτέρα πρακτικὴ σημασία τῆς προσθετικότητας τοῦ διαμαγνητισμοῦ ἔγκειται εἰς τὴν δυνατότητα τοῦ ὑπολογισμοῦ τοῦ διαμαγνητισμοῦ εἰς παραμαγνητικὰς ἐνώσεις. Ἐπειδὴ ὁ διαμαγνητισμὸς ὑφίσταται πάντοτε, εἰς τὴν περίπτωσιν μιᾶς παραμαγνητικῆς ἐνώσεως μετρωμένῃ τὴν διαφορὰν τῆς θετικῆς ἀπὸ τὴν ἀρνητικὴν ἐπιδεκτικότητα. Ἴνα δὲ καταλήξωμεν εἰς τὴν πραγματικὴν τιμὴν τοῦ παραμαγνητισμοῦ πρέπει νὰ προσθέσωμεν εἰς αὐτὴν, ὡς διόρθωσιν, τὴν διαμαγνητικὴν ἐπιδεκτικότητα. Κάτι ἀνάλογον συμβαίνει μετὰ οὐσίας ἐχούσας μόνιμον διπολικὴν ροπήν. Ἴνα καταλήξωμεν εἰς τὴν πραγματικὴν τιμὴν τῆς διπολικῆς ροπῆς πρέ-

πει προηγουμένως νά αφαιρέσωμεν τήν έκ παραμορφώσεως προκαλουμένη μοριακήν πολικότητα.

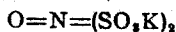
Διά τοῦ διαμαγνητισμοῦ δυνάμεθα νά παρακολουθήσωμεν φαινόμενα πολυμερισμοῦ καί συζεύξεως. Οὕτω π.χ. ἡ διμεθυλοβουταδιένη ὑπόκειται εἰς πολυμερισμόν διά τοῦ ὁποίου ἐξαφανίζεται εἰς διπλοῦς δεσμούς. Κατά συνέπειαν ἐλάττωται ὁ παραμαγνητισμός τῆς οὐσίας, ἀξαναομένης οὕτω τῆς διαμαγνητικῆς ἐπιδεικτικότητος. Δυνάμεθα νά παρακολουθήσωμεν κινητικῶς τὸ φαινόμενον τοῦ πολυμερισμοῦ διά τῆς μαγνητικῆς μεθόδου, καί νά ὀρίσωμεν ποίος εἶναι ὁ βαθμὸς τοῦ πολυμερισμοῦ εἰς οἰανδήποτε χρονικὴν στιγμήν. Καθ' ὅμοιον τρόπον ἀνιχνεύομεν τὴν σύζευξιν τῶν μορίων τοῦ ὕδατος εἰς διπλά καί τριπλά μόρια. Διότι ἀξαναομένης τῆς θερμοκρασίας παρατηρεῖται μεταβολὴ τοῦ διαμαγνητισμοῦ, τὴν ὁποίαν ἀποδίδομεν εἰς τὴν ἐλάττωσιν τοῦ βαθμοῦ τῆς συζεύξεως.

Μία ἄλλη ἐφαρμογὴ τῆς μαγνητικῆς μεθόδου εἶναι καί ἡ ἀνίχνευσις ἐλευθέρων ριζῶν διά τοῦ παραμαγνητισμοῦ των. Δύναται νά λεχθῆ ὅτι ἡ μόνη μέχρι σήμερον ἀσφαλὴς μέθοδος, ἵνα ἀνιχνεύσωμεν τὴν ὑπαρξιν μιᾶς ἐλευθέρου ριζῆς, ὡς καί νά προσδιορίσωμεν ποσοτικῶς τὴν ποσότητα αὐτῆς, εἶναι ἡ μαγνητικὴ. Διότι μία ἐλευθέρου ρίζα περιέχει πάντοτε περιττὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων καί συνεπῶς πρέπει νά εἶναι παραμαγνητικὴ καθ' ὅσον τὸ περιττὸν ἠλεκτρόνιον προσδίδει διά τῆς ἰδίας του περιστροφῆς μόνιμον μαγνητικὴν ροπήν εἰς τὸ ὄλον μόριον. Τὰ λοιπὰ ἠλεκτρόνια διά τῆς συζεύξεως των ἀναιροῦσιν ἀμοιβαίως τὰς μαγνητικὰς των ροπὰς, διότι ὁ ὁμοιοπολικὸς δεσμὸς δὲν εἶναι ἄλλο τι εἰμὴ σύζευξις δύο ἠλεκτρονίων ἀντιθέτου ἰδίας περιστροφῆς. Ἐάν εἰς τὴν ἐξίσωσιν:

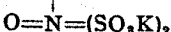
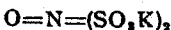
$$\mu = \sqrt{4S(S+1)} \cdot \mu_0 = \sqrt{4 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1\right)} \cdot \mu_0$$

ἥτις παριστᾷ μίαν Σ κατάστασιν τοῦ μορίου, θέσωμεν τὰς τιμὰς τῶν κουαντικῶν ἀριθμῶν περιστροφῆς $S = (1/2)$, θὰ προκύψῃ ὡς μαγνητικὴ ροπὴ τοῦ ὄλου μορίου 1,73 μαγνητόνια. Ὁ πίναξ IV δεικνύει τὸ ἀποτέλεσμα τῶν μετρήσεων διά σειρὰν ἐλευθέρων ριζῶν. Καίτοι ἡ σύνθεσις αὐτῶν εἶναι λίαν διάφορος, ἐν τούτοις ἡ μόνιμος μαγνητικὴ αὐτῶν ροπὴ ἴσουςται πρὸς 1,73.

Ἄλλὰ καί εἰς τὴν στερεάν φάσιν δυνάμεθα νά ἐξακριβώσωμεν ἕαν καί κατά πόσον ὀφίσταται ἡ κατάστασις ἐλευθέρων ριζῶν. Τὸ περοξὺλ ἀμῖνο σουλφολικὸν ὀξύ ἔχει εἰς στερεάν κατάστασιν κίτρινον χρῶμα, ἐνῶ σχηματίζει βαθέα ἰώδη διαλύματα. Ἡδη τὸ ἔτος 1895 ὁ Hantzsch ἐξέφρασε τὴν ὑπόνοιαν ὅτι εἰς μὲν τὸ διάλυμα ἔχομεν τὴν ἔνωσιν:



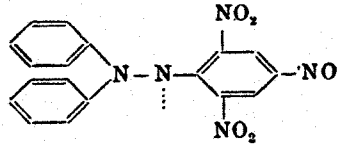
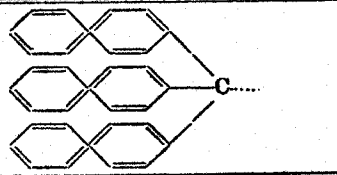
εἰς δὲ τὴν στερεάν κατάστασιν τὴν ἔνωσιν



σχηματιζομένην ἐκ τῆς πρώτης διά πολυμερισμοῦ, ἀκριβῶς ὅπως τὸ τετροξειδίου τοῦ ἀζώτου προκύπτει ἐκ τοῦ διοξειδίου. Ἡ μαγνητικὴ μέθοδος ἀπέδειξε τὴν ὁρθότητα τοῦ συλλογισμοῦ αὐτοῦ. Διότι τὸ μὲν δι-

άλυμα εἶναι παραμαγνητικόν, ἡ δὲ στερεὰ οὐσία διαμαγνητικὴ. Ἡ παραμαγνητικότης τοῦ διαλύματος προέρχεται ἐκ τοῦ ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου τοῦ ἀζώτου τῆς μονομεροῦς ἐνώσεως, ἐνῶ ἡ διαμαγνητικότης εἰς τὴν στερεάν φάσιν προκύπτει ἐκ τῆς ἐξουδετερώσεως τῶν δύο μαγνητικῶν διπῶν τοῦ ἀζώτου.

ΠΙΝΑΞ IV.

	θ	μ
$\begin{array}{c} (\text{H}_2\text{C})_2=\text{C}-\text{CH}_2-\text{C}-\text{CH}_2 \\ \qquad \qquad \qquad \\ \text{C}_6\text{H}_5-\text{N}=\text{O} \quad \text{C}_6\text{H}_5-\text{N}=\text{O} \\ \vdots \end{array}$	-2°	1,76
$(\text{CH}_3\text{O}-\text{C}_6\text{H}_4)_2-\text{N}=\text{O}$	-3°	1,71
$\begin{array}{c} \text{CH}_3 \quad \text{O} \\ \quad \quad \\ \text{H}_3\text{C}-\text{C}-\text{N} \\ \quad \quad \quad \\ \text{HN}=\text{C}-\text{N}-\text{C}=\text{NH} \\ \\ \text{H} \end{array}$	-6°	1,76
	-10°	1,74
	-13°	1,75
$\begin{array}{c} \text{C}_6\text{H}_5-\text{C}-\text{C}-\text{C}_6\text{H}_5 \\ \quad \\ \text{C}_6\text{H}_5-\text{C} \quad \text{C}-\text{C}_6\text{H}_5 \\ \\ \text{C}_6\text{H}_5 \end{array}$	-12°	1,72

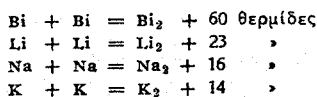
Διά τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητος ἐπιτυγχάνεται ἡ ἀνίχνευσις ἀμφιβόλου σθένους ἐνὸς στοιχείου. Π. χ. εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν ἰόντων τοῦ ἀργύρου, εἴμεθα εἰς θέσιν νά ἀποφανθῶμεν ἕαν ὁ ἀργυρὸς εἰς ἄλλας τι εἶναι μονοσθενῆς ἢ δισθενῆς. Διότι ὁ μὲν μονοσθενῆς, ὡς παριστῶν τέλειον φλοιδὸν εὐγενοῦς ἀερίου, δὲν ἔχει μόνιμον μαγνητικὴν ροπήν, λόγω ἀμοιβαίας ἐξουδετερώσεως τῶν ροπῶν ἐκάστου ἠλεκτρονίου καί συνεπῶς εἶναι διαμαγνητικὸς, ἐνῶ ὁ δισθενῆς ἀργυρὸς, στερούμενος ἐνὸς ἠλεκτρονίου, ἔχει περιττὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων καί συνεπῶς εἶναι παραμαγνητικὸς ΑΙ διαφοραὶ τοῦ σθένους δὲν ἐκδηλοῦνται ὁμοῦ πάντοτε κατὰ τὸσον ἀπλοῦν τρόπον.

Ἡ μαγνητικὴ μέθοδος ἔτυχε μεγάλης ἐφαρμογῆς εἰς τὴν ἔρευναν τῶν σπανίων γαιῶν ὡς καί εἰς τὴν ἔρευναν τῶν συμπλόκων ἀλάτων. Εὐρέθη ὅτι ὑπάρχουσι δύο διάφοροι κατηγορίαι συμπλόκων ἀλάτων ἀπὸ μαγνητικῆς ἀπόψεως. Ἡ πρώτη κατηγορία

ώς π.χ. τὸ ἑξαμινο-σιδηροχλωρίδιον (βλέπε πίνακα V) δεικνύει τὴν μαγνητικὴν συμπεριφορὰν τοῦ κεντρικοῦ ἰόντος. Τοῦτο δηλοῖ, ὅτι μεταξὺ τῶν κεντρικοῦ ἀτόμου καὶ τῶν συνομοταγῶν μορίων ὑπάρχει ἀπλή διπολικὴ συγκρότησις καὶ ὅτι ἡ πόλωσις τῶν συνομοταγῶν ομάδων δὲν εἶναι τόσο μεγάλη, ὥστε νὰ ἐπέλθῃ ἔνωσις τῶν ἠλεκτρονιακῶν περιβλημάτων. Ὁ ἀριθμὸς τῶν μαγνητονίων τῶν ἀλάτων αὐτῶν εἶναι οἷος καὶ τοῦ χλωριούχου σιδήρου ἢ θειικοῦ σιδήρου. Ἐν ἀντιθέσει πρὸς αὐτὴν ἡ δευτέρα κατηγορία τῶν συμπλόκων ἀλάτων δεικνύει τελειῶς διάφορον μαγνητικὴν συμπεριφορὰν παρουσιάζουσα τὴν μαγνητικὴν ροπὴν μηδέν. Ἐν τῇ μαγνητικῇ μεθόδῳ ἔχομεν συνεπῶς αὐστηρὸν διακριτικὸν κριτήριον μεταξὺ διπλῶν ἀλάτων καὶ πραγματικῶν συμπλόκων ἀλάτων, τῶν ὁποίων δηλ. αἱ συνιστώσαι ομάδες ἔχουσι τελειῶς ἔνωθῆ.

ΠΙΝΑΞ V

Ἄπλᾶ ἄλατα		Καν. Σύμπλοκα		Σύμπλοκα συνομοταγῆς	
FeCl ₂	5.4	[Fe(H ₂ O) ₄]Cl ₂	5.2	K ₄ [Fe(CN) ₆]	≈ 0
FeSO ₄	5.2	[Fe(NH ₃) ₂]Cl ₂	5.4	K ₃ [Fe(CN) ₅ CO]	≈ 0
		[Fe(NH ₃) ₆]Cl ₂	5.4	K ₃ [Fe(CN) ₆]	≈ 2



Τὸ γεγονός ὅτι ἡ μαγνητικὴ ροπὴ συμπλόκων ἀλάτων εἶναι μηδέν ἐξηγεῖται ὑπὸ τῶν Sigdwich καὶ Bose διὰ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν δρώντων ἠλεκτρονίων εἰς τὰ σύμπλοκα αὐτὰ ἄλατα, ὅστις εἶναι ἴσος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων ἑνὸς εὐγενοῦς ἀερίου, δι' ὃ καὶ τὸ ὄλον συγκρότημα εἶναι διαμαγνητικόν.

Κατὰ ποῖον τρόπον ἡ μαγνητικὴ συμπεριφορὰ τῶν ἀτόμων δύναται νὰ χρησιμοποιηθῆ καὶ πρὸς προσδιορισμὸν τοῦ μοριακοῦ βάρους μιᾶς ἑνώσεως ἐν ἀερίῳ καταστάσει, δεικνύουν τὰ πειράματα τῶν Stern-Gerlach εἰς μεταλλικοῦς ἀτμούς. Τὰ μέταλλα Bi, Li, Na, K, εὐρέθησαν νὰ ἔχουσι διαμαγνητικὰ στατικά εἰς τὴν ἀέριον κατάστασιν. Ταῦτα δύνανται μόνον νὰ προέρχονται ἐκ διατομικῶν μεταλλικῶν μορίων, διότι τὰ ἐλεύθερα μέταλλα, ὡς ὑπολογίζεται ἐκ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων, εἶναι παραμαγνητικά. Ἐκ τῆς ἐντάσεως τῶν γραμμῶν ὑπολογίζομεν μάλιστα καὶ τὴν ποσότητα τῶν διπλῶν αὐτῶν ἀτόμων καὶ ἐκ τῆς μεταβολῆς αὐτῆς μετὰ τὴν θερμοκρασίαν, τὴν θερμότητα σχηματισμοῦ αὐτῶν.

Ἐτερον γεγονός μεγάλης πρακτικῆς σημασίας εἶναι ἡ ἑξακρίβωσις, ὅτι ἐπιφάνειαι, αἵτινες δρῶσι καταλυτικῶς δεικνύουσι μεγάλην θετικὴν μαγνητικὴν ἐπιδεδεκτικότητα. Ἴσως ἡ καταλυτικὴ αὐτῶν δρᾶσις νὰ συνίσταται εἰς τὸν παραμαγνητισμὸν των, διότι τὰ ἐπιφανειακὰ ἄτομα εἶναι παραμαγνητικά.

Τέλος ἐξητάσθη καὶ ἡ ἐπίδρασις μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς ταχύτητος τῆς χημικῆς ἀντιδράσεως. Καίτοι τὰ ἀποτελέσματα ἔχουν ἀνάγκην ἐπιβεβαιώ-

σεως, φαίνεται ὅτι ὑπάρχει μία τοιαύτη δρᾶσις. Ἐκεῖ ὅμως ὅπου ὁ ρόλος τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι πράγματι ἀναμφισβήτητος, εἶναι ἡ περίπτωσις ἑσωτερικοῦ, οὕτως εἴπειν, μαγνητικοῦ πεδίου, ὅταν δηλαδὴ προστεθῆ εἰς τὸ ἀντιδρῶν μείγμα διαμαγνητικὴ τις οὐσία.

Ἡ μετατροπὴ π.χ. τοῦ ὀρθο- εἰς παρα-ὕδρογόνον ἐπιταχύνεται τὰ μέγιστα διὰ τῆς προσθήκης παραμαγνητικοῦ ὀξυγόνου. Τοῦτο δρᾶ προφανῶς ἐπὶ τῇ βᾶσει τῶν μονίμων αὐτῶν μαγνητικῶν ροπῶν ἐπὶ τῶν μορίων τοῦ ὕδρογόνου ὑποκινοῦν αὐτὰ νὰ μετατρέψωσι τὴν σχετικὴν αὐτῶν θέσιν.

Ἡ δραστικότης τῶν ἀτόμων τοῦ ὕδρογόνου εἰς ἄλας σχεδὸν τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις θὰ ὀφείλεται ἴσως εἰς τὴν μόνιμον μαγνητικὴν ροπὴν, ἣτις χαρακτηρίζει τὰ ἄτομα τοῦ ὕδρογόνου ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰ μόρια. Ἐὰν ἀναλογισθῆ κανεῖς ὅτι καὶ ὁ διπλοῦς δεσμὸς, ὡς ἀνωτέρω ἀνεπτύχθη, συνίσταται ἐκ δύο μονίμων μαγνητικῶν ροπῶν, προερχομένων ἐκ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων, εἶναι προφανές ὅτι θὰ ὑπάρχῃ μεγίστη τάσις πρὸς ἀμοιβαῖον κορεσμὸν διπλοῦ δεσμοῦ καὶ ἀτόμων ὕδρογόνου, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὸ μοριακὸν ὕδρογόνον, τὸ ὁποῖον στεροῦμενον τῶν μαγνητικῶν ροπῶν δὲν δεικνύει διάθεσιν πρὸς προσθήκην εἰς τὸν διπλοῦν δεσμὸν.

Ὁ παραμαγνητισμὸς ἐχρησιμοποιήθη ἐσχάτως καὶ πρὸς ἐπίτευξιν χαμηλῶν θερμοκρασιῶν. Αἱ ἐπὶ τῇ βᾶσει τῶν παραμαγνητικῶν ἰδιοτήτων ἐπιτευχθεῖσαι θερμοκρασίαι εἶναι αἱ χαμηλότεραι μέχρι σήμερον δυνατάι. Ἡ πραγματοποίησις αὐτῶν γίνεται κατὰ τὴν πρότασιν τοῦ Debye δι' ἀποτόμου, τοὔτεστιν ἀδιαβατικῆς ἀπομαγνητίσεως, παραμαγνητικῆς τιнос οὐσίας εἰς χαμηλὰς θερμοκρασίας. Ἐὰν παραμαγνητικὴ οὐσία ψυγῆ ἐντὸς ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τότε τὰ μόρια αὐτῆς τὰ ἔχοντα μόνιμον διπολικὴν ροπὴν, προσλαμβάνουσι τὸν μέγιστον δυνατὸν προσανατολισμὸν. Ἐὰν τώρα αἰφνιδίως ἀναιρέσωμεν τὸ μαγνητικὸν πεδίου, διακόπτοντες τὸ ρεῦμα εἰς τὸν δημιουργοῦντα αὐτὸ ἠλεκτρομαγνήτην, τότε τὰ μόρια τελίοντα νὰ καταλάβωσι ἄτακτον διάταξιν ὡς ἀναποκρινόμενῃ εἰς μεγαλυτέραν ἐντροπίαν. Πρὸς καταστροφὴν ὅμως τῆς τάξεως ἀπαιτεῖται ποσὸν τῆς θερμότητος, τὸ ὁποῖον τὸ σῶμα λαμβάνει ἐκ τοῦ ἰδίου αὐτοῦ θερμικοῦ περιεχομένου, καθ' ὅσον ἡ ἀπομαγνητίσις γίνεται ἀδιαβατικῶς. Τοῦτο ὅμως σημαίνει ψῦξιν τοῦ ὄλου συστήματος. Ἡ χαμηλότερα κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον μέχρι σήμερον ἐπιτευχθεῖσα θερμοκρασία εἶναι 0.004 ἀπόλυτον βαθμοί. Καίτοι ἡ θερμοκρασία αὕτη φαίνεται ὅτι εἶναι πλησίον τοῦ ἀπολύτου μηδενός, ἐν τούτοις εὐρισκόμεθα εἰς μεγάλην ἀπόστασιν ἀπ' αὐτοῦ, καθ' ὅσον τὸ ἀπόλυτον μηδέν εἶναι σημεῖον θερμοκρασίας ἀσυμπτωτικῶς πλησιαζόμενον.

Ὁ Debye ἐλπίζει διὰ προσανατολισμοῦ τῶν πυρῶν τῶν ἀτόμων καὶ ἀπομαγνητίσεως αὐτῶν νὰ ἐπιτύχῃ ἀκόμη χαμηλοτέρας θερμοκρασίας, φρονῶν ὅτι θὰ δυνηθῆ νὰ ὑγροποιήσῃ καὶ τὰ τελευταῖα ἀνακαλυφθέντα σωμάτια, τὰ νετρόνια.