

ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΑ. — Μεταβολαὶ τοῦ ἠλεκτρονικοῦ νέφους τῶν ἀτόμων τοῦ σιδήρου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ κρυστάλλου Πυρροτίνου, ὑπὸ Κ. Ἀλεξοπούλου καὶ Α. Θεοδοσίου. Ἀνεκοινώθη ὑπὸ τοῦ κ. Κ. Ζέγγελη.

Ὡς εἶναι γνωστόν, τὸ μαγνητικὸν πεδίου οὐδεμίαν ἐτέραν μεταβολὴν ἐπιφέρει εἰς τὰ ἄτομα τῶν σιδηρομαγνητικῶν σωμάτων πλὴν τοῦ προσανατολισμοῦ τῶν spin.

Ἐξαίρεσιν τοῦ κανόνος τούτου ἀποτελεῖ ὁ πυρροτίνης διὰ τὸν ὁποῖον τὸ γυρομαγνητικὸν φαινόμενον ἐρμηνεύεται μόνον διὰ τῆς παραδοχῆς, ὅτι τὸ μαγνητικὸν πεδίου προσανατολίζει ὄχι μόνον τὰ spin ἀλλὰ καὶ ὁλόκληρα τὰ ἠλεκτρονικὰ νέφη. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο εἶναι δυνατὸν νὰ ἐλεγχθῇ<sup>1</sup> καὶ ἐκ τοῦ γεγονότος ὅτι πᾶσα μεταβολὴ τοῦ ἠλεκτρονικοῦ νέφους ἐνὸς ἀτόμου συνεπάγεται καὶ μεταβολὴν τῆς σκεδαστικῆς ἰκανότητος αὐτοῦ δι' ἀκτῖνας X. Εἶναι λοιπὸν κατ' ἀρχὴν δυνατὸν ἐκ μετρήσεων τῆς «ἀνακλάσεως» κατὰ Bragg ἐπὶ πυρροτίνου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ πεδίου νὰ πιστοποιήσωμεν τοιαύτας μεταβολάς.

Ὁ ὑπολογισμὸς τῆς ἀναμενομένης μεταβολῆς εἶναι δυνατὸς ἐν προσεγγίσει. Κατὰ πρώτην προσέγγισιν δυνάμεθα νὰ δεχθῶμεν κλασσικὸν ὑπόδειγμα τοῦ ἀτόμου, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου νὰ συνίσταται εἰς τὸν προσανατολισμὸν τῆς τροχιάς ἐνὸς ἠλεκτρονίου. Εἰς τὸν κρυστάλλον τοῦ πυρροτίνου εἶναι λογικὸν νὰ δεχθῶμεν, ὅτι τὸ πεδίου ἐπιρροεῖ μόνον τὰ ἄτομα τοῦ σιδήρου καὶ δὴ ὅτι προσανατολίζει τὴν τροχίαν ἐνὸς τῶν ἠλεκτρονίων 3d. Ὁ ὑπολογισμὸς διὰ τὴν ἀνωτέρω ἀπλουστευμένην εἰκόνα δίδει τοιαύτην μεταβολὴν τῆς σκεδαστικῆς ἰκανότητος, ὥστε μία δέσμη ἀκτῖνων X ἀνακλωμένη ἐπὶ τῆς ἕδρας (110) τοῦ πυρροτίνου νὰ μεταβάλλῃ τὴν ἰσχύον της κατὰ 1,5%. Ὁ αὐτὸς ὑπολογισμὸς ἐπαναληφθεὶς<sup>2</sup> μὲ τινὰς βελτιώσεις τῶν χρησιμοποιουμένων τιμῶν ἐσημείωσε μεταβολὴν κατὰ 4,7%. Ἡ μεταβολὴ αὕτη ἦτο ἐπαρκῶς μεγάλη, ὥστε νὰ κρίνεται ἐφικτὴ ἡ πειραματικὴ κατάδειξις τοῦ φαινομένου. Τοιαῦτα πειράματα ἐπραγματοποιήθησαν<sup>2</sup> μὲ τὴν ἐξῆς τροποποίησιν: Ἀντὶ νὰ μετρηθῇ ἡ διαφορὰ τῆς ἰσχύος τῆς ἀνακλωμένης δέσμης μετὰ καὶ ἄνευ πεδίου, ἐμετρήθη αὕτη πρῶτον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ πεδίου παραλλήλου πρὸς τὴν ἕδραν (110) καὶ δευτέρον καθέτου πρὸς αὐτήν. Ἐκ τῶν μετρήσεων προκύπτει, ὅτι ἐπέρχεται μεταβολὴ τῆς ἀνακλωμένης ἰσχύος διὰ τὰς δύο ὡς ἄνω διευθύνσεις τοῦ μαγν. πεδίου κατὰ

<sup>1</sup> Βλ. Κ. Ἀλεξοπούλου, Τριακονταπενταετηρὶς Ν. Κρητικοῦ (1942), σελ. 226.

<sup>2</sup> Α. Θεοδοσίου, Διδακτορικὴ Διατριβή, 1950.

0,3±0,1%. Τὸ ἀποτέλεσμα τοῦτο ἐπιβεβαιοῖ τὴν θεωρητικῶς προβλεφθεῖσαν ἐπίδρασιν, ἢ ποσοτικὴ ὅμως σύγκρισις τοῦ ἀποτελέσματος πρὸς τὸ θεωρητικὸν δὲν ἐπιτρέπεται ἀμέσως, καθ' ὅσον ἡ πειραματικὴ τιμὴ ἀφορᾷ μεταβολὰς διὰ τὸ μαγνητικὸν πεδίου κατὰ δύο διαφόρους διευθύνσεις, ἐνῶ ἡ θεωρητικὴ τιμὴ ἀφορᾷ εἰς τὰς περιπτώσεις μετὰ καὶ ἄνευ πεδίου.

Ἡ ἐκλογὴ τῆς μεθόδου τῶν δύο διαφόρων διευθύνσεων τοῦ πεδίου διὰ τὴν ἐκτέλεσιν τῶν πειραμάτων δικαιολογεῖται, καθ' ὅσον ἀπλοῖ συλλογισμοὶ δεικνύουν ὅτι αὕτη ὑπέσχετο νὰ παράσχη τὰ μᾶλλον ἐντατικὰ ἀποτελέσματα.

Θέμα ἀκριβῶς τῆς παρουσίας ἐργασίας εἶναι ἡ θεωρητικὴ παρακολούθησις τῆς μεθόδου τῆς χρησιμοποιηθείσης εἰς τὰ πειράματα. Ὁ ὑπολογισμὸς παρουσιάζει βελτίωσιν ὡς πρὸς τὸν τρόπον ἐργασίας ἐναντι τῶν προηγηθέντων καθ' ὅσον ἀντὶ τῆς κλασσικῆς εἰκόνης χρησιμοποιεῖται ἡ ἄποψις τῶν ἠλεκτρονικῶν νεφῶν τῆς κυματομηχανικῆς.

Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἰσχύος μιᾶς δέσμης ἀκτίνων X «ἀνακλωμένης» κατὰ Bragg ἀπαιτεῖται ἡ γνώσις τοῦ παράγοντος μορφῆς  $f$  ἐνὸς ἐκάστου ἠλεκτρονίου. Οὗτος παρέχεται ὑπὸ τοῦ τύπου:

$$f = \int_{\sigma} e \cdot i4\pi \frac{\eta\mu^{\alpha/2}}{\lambda} \cdot z \cdot dv$$

ὅπου  $\sigma$  εἶναι ἡ ἠλεκτρικὴ πυκνότης τοῦ ἐν λόγῳ ἠλεκτρονίου,  $\alpha$  ἡ γωνία σκεδάσεως,  $\lambda$  τὸ μῆκος κύματος τῶν ἀκτίνων X καὶ  $dv$  στοιχεῖον ὄγκου ἀπέχον κατὰ  $z$  ἀπὸ τὴν ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς πυκνότητος  $\sigma$  τοῦ ἠλεκτρονίου βᾶ χρησιμοποιοῦνται ὑδρογονοειδεῖς ἰδιοσυναρτήσεις μὲ κβαντικούς ἀριθμοὺς  $n = 3$ ,  $l = 2$  καὶ  $m = 2$  καὶ μὲ ἐνεργὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z^* = 9,6$ . Ἡ τελευταία αὕτη τιμὴ προκύπτει ἀπὸ τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν τοῦ σιδήρου  $Z = 26$  ἂν ἀφαιρέσωμεν τὸν «παράγοντα προασπίσεως ἐκ μετρήσεων διαστάσεων»  $s = 16,4^1$ .

Ἡ πυκνότης ἀναλύεται εἰς τρεῖς παράγοντας:

$$\sigma = R_{n,l} \cdot R^* \cdot \Theta_{l,m} \cdot \Theta^* \cdot \Phi_m \cdot \Phi^*$$

ὅπου τὸ μὲν  $R_{n,l} \cdot R^*$  εἶναι συνάρτησις μόνον τῆς ἀποστάσεως  $r$  ἀπὸ τὸν πυρῆνα, τὸ  $\Theta_{l,m} \cdot \Theta^*$  εἶναι συνάρτησις μόνον τῆς ζενιθίας ἀποστάσεως  $\theta$  μετρομένης ἀπὸ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου καὶ  $\Phi_m \cdot \Phi^*$  εἶναι συνάρτησις τοῦ ἀζιμουθίου  $\varphi$ .

Συγκεκριμένως ἐχρησιμοποιήθησαν αἱ τιμαὶ <sup>2</sup>:

<sup>1</sup> L. Pauling - J. Sherman, Zs. f. Krist. 81 (1932) 1.

<sup>2</sup> L. Pauling - B. Wilson, Introduction to Quantum Mechanics. New York and London 1935, σ. 132 - 135.

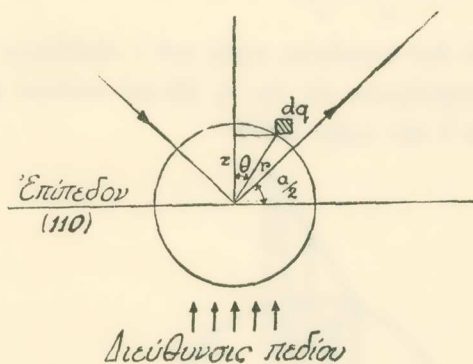
$$R_{3,2}(r) = \frac{(Z^*/\alpha_0)^{7/2}}{9\sqrt{30}} \left(\frac{2}{\eta}\right)^2 r^2 \cdot e^{-\frac{Z^*}{\eta\alpha_0} \cdot r}$$

$$\Theta_{2,2}(\vartheta) = \frac{\sqrt{15}}{4} \eta \mu^2 \vartheta$$

$$\Phi_2(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i2\varphi}$$

α') Περίπτωσης πεδίου καθέτου επί την έδραν (110).

Διά την περίπτωσιν ταύτην (Σχ. 1) ή απόστασις z έχει την τιμήν r. συνθ.



Σχ. 1

όποτε ο παράγων δομής λαμβάνει την μορφήν :

$$(1) \quad f = \frac{(Z^*/\alpha_0)^7}{81 \cdot 30} \cdot \left(\frac{2}{\eta}\right)^4 \cdot \frac{15}{16} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty r^6 \cdot e^{-\frac{2Z^*}{\eta\alpha_0} \cdot r} \cdot dr \cdot S(r) \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$\text{όπου } S(r) = \int_0^\pi e^{i4\pi \frac{\eta\mu^2}{\lambda} \cdot r \cdot \text{συν}\vartheta} \cdot \eta\mu^5 \vartheta d\vartheta$$

Γράφοντες

$$S = \int_0^\pi e^{iA \text{συν}\vartheta} \eta\mu^5 \vartheta d\vartheta$$

λαμβάνομεν δι' ολοκληρώσεως :

$$S(r) = -\eta\mu A \frac{16A^2 - 48}{A^5} - \text{συν}A \frac{48}{A^4}$$

Η τιμή αυτή εισαγομένη εις την εξ. (1) παρέχει κατόπιν γραφικῆς ολοκληρώσεως την τιμήν  $f = 0,696$ .

β') *Περίπτωσης πεδίου παραλλήλου προς την έδραν (110) και καθέτου επί τὸ επίπεδον προοπτιούσης και ανακλωμένης ακτίνος.*

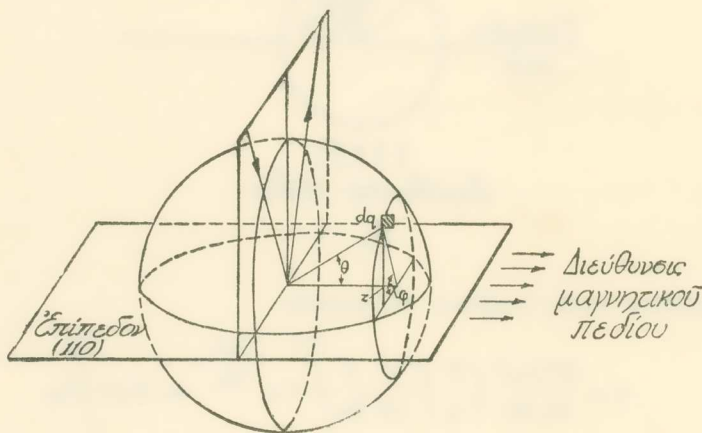
Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην (Σχ. 2) ἡ ἀπόστασις  $z$  λαμβάνει τὴν τιμὴν  $r \cdot \eta \mu \theta$ .  $\eta \mu \phi$ , ὁ δὲ παράγων μορφῆς γράφεται :

$$(2) \quad f = \frac{(Z^*/\alpha_0)^7}{81 \cdot 30} \cdot \left(\frac{2}{n}\right)^4 \cdot \frac{15}{16} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty r^6 \cdot e^{-\frac{2Z^*}{\eta\alpha_0} \cdot r} \cdot dr \cdot G(r)$$

ὅπου

$$G(r) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi e^{i \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \eta \mu \frac{\alpha}{2} \cdot r \cdot \eta \mu \theta \cdot \eta \mu \phi} \cdot \eta \mu^5 \theta d\theta$$

Αἱ τιμαὶ τοῦ  $G$  διὰ διαφόρους τιμὰς τοῦ  $r$  εὐρέθησαν διὰ γραφικῆς ὁλοκληρώσεως. Αὗται εἰσαγόμεναι εἰς τὴν ἐξ. (2) καὶ κατόπιν γραφικῆς ὁλοκληρώσεως παρέχουν διὰ τὸ  $f$  τὴν τιμὴν 0,371.



Σχ. 2

γ') *Περίπτωσης ἄνευ πεδίου.*

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην δεχόμεθα διὰ στατιστικούς λόγους σφαιρικὴν συμμετρίαν τῆς πυκνότητος  $\sigma$ , ὅτε ὁ παράγων μορφῆς  $f_{3d}$  ἑνὸς ἠλεκτρονίου ὑπολογίζεται ὡς τὸ  $\frac{1}{10}$  τοῦ παραγόντος μορφῆς  $F_{3d}$  ἑνὸς πλήρους φλοιοῦ  $3d$ . Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἡ πυκνότης δίδεται ὑπὸ τὴν μορφήν :

$$\sigma_{ολ} = \sum_{10} RR^* \cdot \Theta \Theta^* \cdot \Phi \Phi^* = RR^* \sum \Theta \Theta^* \Phi \Phi^*$$

Ἡ τελευταία ἀπλοῦστευσις ἐπιτρέπεται, ἐπειδὴ καὶ τὰ 10 ἠλεκτρόνια ἔχουν τὴν αὐτὴν ἀκτινικὴν ἰδιοσυνάρτησιν  $R$ . Ἡ ἄθροισις ἐκτείνεται εἰς ὅλα τὰ ἠλεκτρόνια



τοῦ φλοιοῦ  $\Sigma d$ , ἐπομένως ἐφ' ὄλων τῶν τιμῶν τοῦ  $m$  δηλ.  $\pm 2$ ,  $\pm 1$  καὶ 0, παρέχει δὲ ἀποτελεσμα ἀνεξάρτητον τῆς ζενιθίας ἀποστάσεως  $\theta$  καὶ τοῦ ἀζιμουθίου  $\varphi$  ὡς τοῦτο ἀνεμένετο ἄλλωστε ἐκ τοῦ θεωρήματος τοῦ Unsdöld.

Ἐν προκειμένῳ ὑπελογίσθη τὸ  $\Sigma \Theta \Theta^* \cdot \Phi \Phi^*$  εἰς 0,796 ὁπότε λαμβάνομεν διὰ τὸ  $f_{3d}$ :

$$(3) \quad f_{3d} = \frac{1}{10} \cdot 0,398 \frac{(Z^*/\alpha_0)^7}{81 \cdot 30} \cdot \left(\frac{2}{\eta}\right)^4 \int_0^\infty r^6 \cdot e^{-\frac{2Z^*}{\eta \alpha_0} \cdot r} dr \cdot \Lambda(r) \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$\text{ὅπου} \quad \Lambda(r) = \int_0^\pi e^{i \frac{4\pi}{\lambda} \eta \mu \frac{\alpha}{2} \cdot r \cos \theta} \cdot \eta \mu \theta \, d\theta = \frac{2 \cdot \eta \mu \left( \frac{4\pi}{\lambda} \eta \mu \frac{\alpha}{2} \cdot r \right)}{\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \eta \mu \frac{\alpha}{2} \cdot r}.$$

Ἡ τιμὴ αὕτη εἰσάγεται εἰς τὴν ἐξ. (3), ἣτις δίδει διὰ γραφικῆς ὀλοκληρώσεως τὴν τιμὴν  $f_{3d} = 0,412$ .

Τὰ ἀποτελέσματα τῶν ὑπολογισμῶν ἀναγράφονται εἰς τὸν πίνακα I.

Π Ι Ν Α Κ Ε I.

		$f_{3d}$	$F_{Fe}$	$S^2$
1	Πεδίον κάθετον . . . . .	0,696	16,7	2662
2	Πεδίον παράλληλον . . . . .	0,371	16,37	2595
3	Ἄνευ πεδίου . . . . .	0,412	16,4	2601

Εἰς τὴν δευτέραν στήλην ἀναγράφεται ὁ παράγων μορφῆς τοῦ ὅλου ἀτόμου τοῦ σιδήρου, ὅστις ἀποτελεῖ μέτρον τῆς σκεδαστικῆς ἰκανότητος αὐτοῦ. Παρατηροῦμεν ὅτι ὄντως ἡ μεγίστη σκεδαστικὴ ἰκανότης παρουσιάζεται, ὅταν τὸ πεδίου εἶναι κάθετον, ἡ δὲ ἐλαχίστη, ὅταν τὸ πεδίου εἶναι παράλληλον, ἐνῶ διὰ τὴν περίπτωσιν ἄνευ πεδίου αὕτη λαμβάνει ἐνδιάμεσον τινὰ τιμὴν. Ἡ παρατήρησις αὕτη δικαιολογεῖ ἤδη πλήρως τὴν διὰ τὰ πειράματα προτιμηθεῖσαν μέθοδον τῆς συγκρίσεως τῶν περιπτώσεων 1 καὶ 2 ἀντὶ τῶν 1 καὶ 3.

Ἐκ τῶν τιμῶν τοῦ παράγοντος μορφῆς  $F_{Fe}$  ὑπολογίζεται ὁ παράγων δομῆς  $S$  τοῦ πυρροτίνου. Εἰς τὴν τρίτην στήλην ἀποδίδεται ἡ ἔκφρασις  $S^2$ , ἡ ὁποία ἀποτελεῖ μέτρον τῆς ἰσχύος τῆς ἀνακλωμένης δέσμης. Παρατηροῦμεν ὅτι μεταξὺ τῶν περιπτώσεων 1 καὶ 2 παρουσιάζεται μεταβολὴ τῆς ἰσχύος κατὰ 2,5%.

Ὁ θεωρητικὸς ὑπολογισμὸς δίδει διὰ τὴν μεταβολὴν τῆς ἰσχύος τιμὴν σημαντικῶς μεγαλυτέραν τῆς πειραματικῶς εὐρεθείσης. Ἡ διαφορὰ αὕτη πιθανῶς

ὀφείλεται εἰς τὴν κατὰ τοὺς ὑπολογισμοὺς χρησιμοποιηθεῖσαν παραδοχὴν ὅτι τὸ προσανατολιζόμενον ἠλεκτρονικὸν νέφος ἔχει συμμετρίαν d, ἐνῶ εὐρέθῃ ὑπὸ τοῦ Pauling<sup>1</sup> ὅτι εἰς τὰ ἄτομα μὲ πολλὰ ἠλεκτρόνια ὑφίσταται μικτὴ (hybrid) συμμετρία τύπου spd.

#### S U M M A R Y

The change in the electron clouds of iron atoms under the influence of a magnetic field on a pyrrhotite crystal.

The influence of a magnetic field upon a crystal of pyrrhotite consists in the orientation of the electron cloud of iron atoms. This is deduced from the gyromagnetic effect as well as from direct measurements of the intensity of reflected X-Rays upon pyrrhotite crystals.

In the present paper a computation is given of the change in the form factor of the iron atom, under the assumption that the magnetic field orients a 3d electron. If the direction of the magnetic field is changed, a definite change of the atomic form factor will result. The difference in the intensity of X-Rays reflected on the face (110) is calculated to 2,5%, when the direction of the field is changed from parallel to normal.

**ΦΥΤΟΛΟΓΙΑ.** — Ἐπίδρασις κόνεως τσιμέντου ἐπὶ τῆς φυσιολογίας καὶ τῆς καρποφορίας τῆς ἐλαίας, ὑπὸ Π. Θ. Ἀναγνωστοπούλου. Ἀνεκοινώθη ὑπὸ Βασ. Δ. Κριμπᾶ.

**Πρόλογος:** Καλλιεργηταὶ ἐλαιοδένδρων, καρποφόρων δένδρων καὶ λαχανικῶν καλλιεργουμένων διὰ τοὺς καρπούς των (τομάτα, μελιτζάνα, κολοκυνθώδη κ. ἄ.), ἔχοντες τὰ κτήματά των πλησίον ἐργοστασίων τσιμέντου (Βόλος, Ἐλευσίς κ.λ.π.) παραπονοῦνται ὅτι ἡ καρποφορία καὶ ἡ ζωὴ τῶν δένδρων καὶ φυτῶν ἐπηρεάζεται ὑπὸ τῆς νυχθημερῶν ἐκπεμπομένης κόνεως τσιμέντου ἐκ τῶν ἐργοστασίων παραγωγῆς του. Ἐπιθυμοῦντες, ὅπως ἐξακριβώσωμεν τὸ βᾶσιμον τῶν παραπόνων, ἀνελάβομεν τὴν μελέτην τοῦ ζητήματος εἰς τὴν περιοχὴν Ἐλευσίνος ὅπου εὐρίσκεται Ἐργοστάσιον τσιμέντου, ἐν σχέσει μὲ τὴν παρατηρουμένην ἐκεῖ ἀκαρπίαν τῆς ἐλαίας, ἐπιφυλασσόμενοι, ὅπως ἐπεκτείνωμεν μελλοντικῶς τὴν μελέτην μας κατὰ τὴν περίοδον τῆς ἀνθήσεως καὶ ἐμφανίσεως τῶν διαφόρων ὀργάνων τόσοσ τῆς ἐλαίας ὅσον καὶ τῶν λοιπῶν δένδρων, ὡς καὶ τῶν λαχανικῶν.

**Μελέτη ἐπὶ τῶν ἐλαιοδένδρων.** Ποικιλία ἐλαίας φυομένη εἰς τὸ περιβάλλον τοῦ ἐργοστασίου τσιμέντων Ἐλευσίνος εἶναι ἡ «Μεγαρείτικη». Ἐξητάσθη-

<sup>1</sup> L. Pauling, The Nature of the Chemical Bond. New York, 1945.