ΘΕΝΑ: ΣΚΟΝΗ C (ΜΟΝΟΤΗΣ) ΑΝΑΜΕΙΓΝΥΕΤΑΙ ΜΕ ΣΚΟΝΗ ΑΡΣΕΝΙΚΟΥ. ΓΙΑ ΤΟΝ ΔΙΑΧΟΡΙΣΜΟ ΧΡΗΣΗ ΜΑΓΝΗΤΗ. [Ο C ΕΧΕΙ 2 e^- ΤΥΠΟΥ $P(l=1)$ ΤΟ Ar ΕΧΕΙ 3 e^- ΤΥΠΟΥ $P(l=1)$] ΛΥΣΗ!!!

ΑΝΘΡΑΚΑΣ C: ↑ ↑ ΕΞΩΤΑΤΗ ΣΤΟΙΒΑΔΑ 2P

m_S $+\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$ $l=1$ $m_l = -1, 0, +1$

$S = 2 \cdot \frac{1}{2} = 1$ $L = 1$ $J = 0$

ΑΡΣΕΝΙΚΟ: Ar: ↑ ↑ ↑ ΕΞΩΤΑΤΗ ΣΤΟΙΒΑΔΑ 3P

$+\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$

$l=1$ $m_l: -1, 0, +1$ $S = 3 \cdot \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$, $L=0$, $J = \frac{3}{2}$

ΑΡΑ $J(Ar) > J(C)$. ΟΜΩΣ Η ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΡΟΠΗ ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ

$\mu = -g\mu_B (1/\hbar) J$ ΚΑΙ ΑΝ ΒΑΛΩ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ, Η ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΕΝΟΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΔΙΠΟΛΟΥ ΣΕ ΠΕΔΙΟ $\vec{B}$ ΔΙΝΕΤΑΙ: $U = -\mu B$ ΒΛΕΠΩ ΟΤΙ ΤΟ Ar ΕΛΚΕΤΑΙ ΙΣΧΥΡΟΤΕΡΑ

ΘΕΝΑ: ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΜΕ ΚΑΤΑΝΟΜΗ F-D ΓΙΑ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑΣ e^- ΣΕ ΜΕΤΑΛΛΟ Ή ΣΕ ΜΟΝΩΤΗ; ΕΡΓΑΖΟΜΑΣΤΕ ΣΕ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΘΕΣΗΣ Ή ΟΡΜΗΣ ΚΑΙ ΓΙΑΤΙ; ΛΥΣΗ!!!

Η ΚΑΤΑΝΟΜΗ F-D ΕΙΝΑΙ ΓΙΑ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΝΕΦΟΥΣ ΑΠΕΝΤΟΠΙΣΜΕΝΩΝ e^-. ΑΥΤΟ ΓΙΝΕΤΑΙ ΣΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ ΠΟΥ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΕΛΕΥΘΕΡΑ e^- ΠΟΥ ΚΑΝΟΥΝ ΤΟ ΝΕΦΟΣ. ΕΡΓΑΖΟΜΑΣΤΕ ΜΕ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΟΡΜΗΣ ΑΦΟΥ ΤΑ e^- ΕΙΝΑΙ ΑΠΕΝΤΟΠΙΣΜΕΝΑ (ΧΩΡΟΣ ΤΩΝ $\vec{k}$)

ΘΕΝΑ: ΓΙΝΟΝΤΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΑ ΜΗΚΗ ΚΥΜΑΤΟΣ ΣΕ ΑΓΝΩΣΤΟ ΥΛΙΚΟ. ΓΙΑ ΜΙΚΡΟΤΕΡΑ ΜΗΚΗ ΚΥΜΑΤΟΣ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΕΙΝΑΙ ΔΙΑΦΑΝΟ, ΚΑΘΩΣ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΑΥΞΑΝΕΙ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΑΝΤΑΝΑΚΛΑ ΑΠΟΡΡΟΦΑ ΚΑΙ ΓΙΑ ΜΕΓΑΛΑ ΜΗΚΗ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΕΙΝΑΙ ΔΙΑΦΑΝΟ. ΜΠΟΡΕΙ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΝΑ ΔΕΙΞΕΙ ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ PAULI; ΛΥΣΗ!!!

ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ LORENTZ ΓΙΑ ΜΕΛΕΤΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΣΕ ΜΟΝΩΤΕΣ ΚΑΙ ΓΙΑ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΣΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ DRUDE

ΛΥΣΗ!!!

ΣΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ ΣΥΜΠΕΡΑΙΝΟΥΜΕ ΠΩΣ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΠΟΥ ΕΧΕΙ ΤΗΝ ΠΡΟΑΝΑΦΕΡΘΗΣΑ ΟΠΤΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΕΙΝΑΙ ΜΟΝΩΤΗΣ ΑΦΟΥ ΣΕ ΜΕΓΑΛΑ ΜΗΚΗ (ΧΑΜΗΛΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ) ΟΙ ΜΟΝΩΤΕΣ ΠΑΡΟΥΣΙΑΖΟΥΝ ΔΙΑΦΑΝΕΙΑ ΕΝΩ ΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ ΑΠΟΡΟΦΟΥΝ. ΑΦΟΥ ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ PAULI ΕΧΟΥΝ ΜΟΝΟ ΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ, ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΔΕΝ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΕΙ ΚΑΤΙ ΤΕΤΟΙΟ ΑΦΟΥ ΕΙΝΑΙ ΜΟΝΩΤΗΣ

ΘΕΜΑ: ΟΙ ΣΧΕΣΕΙΣ K-K ΙΣΧΥΟΥΝ ΜΟΝΟ ΓΙΑ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ Ή ΚΑΙ ΓΙΑ ΑΛΛΑ ΦΥΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ, ΑΠΟ ΠΟΙΟ ΦΥΣΙΚΟ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΟ ΠΗΓΑΖΟΥΝ; ΛΥΣΗ!!!

ΝΑΙ ΙΣΧΥΟΥΝ ΚΑΙ ΓΙΑ ΑΛΛΑ ΦΥΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ ΠΟΥ Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ ΕΙΝΑΙ ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΚΑΙ ΟΦΕΙΛΕΤΑΙ ΜΟΝΟ ΣΤΟ ΑΙΤΙΟ ΤΗΣ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ.

ΘΕΜΑ: ΥΛΙΚΟ ΓΙΝΕΤΑΙ ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΟ ΚΑΤΩ ΑΠΟ ΜΙΑ T_c. ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΟΥΜΕ ΕΞΙΣΩΣΗ BOLTZMANN ΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΤΟ ΥΛΙΚΟ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΗΝ T_c; ΓΙΑΤΙ; ΛΥΣΗ!!!

ΝΑΙ ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΣΕ ΥΠΕΡΑΓΩΓΟ ΑΦΟΥ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΜΕΤΑΠΙΠΤΕΙ ΣΤΗΝ ΚΑΝΟΝΙΚΗ ΤΟΥ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΟΠΟΤΕ ΥΠΑΡΧΕΙ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΛΟΓΩ ΣΚΕΔΑΣΕΙΣ e^-

ΘΕΜΑ: ΓΙΑΤΙ ΤΟ $J \to \infty$ ΛΕΓΕΤΑΙ ΚΛΑΣΙΚΟ ΟΡΙΟ; ΛΥΣΗ!!!

Η ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ ΔΙΝΕΙ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗ ΑΠΟ $M = Ng\mu_B J B_J\left(\frac{g\mu_B B J}{kJ}\right)$, B_J: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ BRILLOUIN (ΣΕΛ 95)

Η ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΤΑΛΗΓΕΙ $M = N\mu L(\mu B/kJ)$ ΟΠΟΥ $L(u) = \coth(u) - \frac{1}{u}$: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ LANGEVIN. ΒΛΕΠΩ ΟΤΙ ΓΙΑ $J \to \infty$ $B_J \equiv L(u)$ ΟΠΟΤΕ ΕΧΩ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΑΠΟ ΤΗΝ ~~ΚΑΤΑΣΤΗΣΗ~~ ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΣΤΗΝ ΚΛΑΣΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ (ΣΧΗΜΑ ΣΕΛ 98)

ΣΕΛ 14 ΒΙΒΛΙΟ

ΘΕΜΑ: ΣΙΔΗΡΟΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΕΧΕΙ ΑΣΥΝΕΧΕΙΑ ΣΤΗΝ ΕΙΔΙΚΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ ΣΤΟ ΣΗΜΕΙΟ ΜΕΤΑΒΑΣΗΣ ΚΑΙ Η ΠΟΛΩΣΗ ΑΥΞΑΝΕΙ ΣΑΝ ΤΗΝ $\sqrt{\ }$ ΤΗΣ ΑΠΟΚΛΙΣΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ T_c ΚΟΝΤΑ ΣΤΗΝ T_c. ΠΟΙΑ Η ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΕΠΙΘΕΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΜΕ ΤΗΝ T ΣΤΗΝ T_c; ΓΙΑΤΙ; ΛΥΣΗ!!!

• ΓΙΑ ΕΠΕΥΘΕΡΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΕΧΟΥΜΕ $T=T_c$

$$\left.\frac{dF}{dT}\right|_{T=T_c} = \left.\frac{dU}{dT}\right|_{T=T_c} - \left.\frac{TdS}{dT}\right|_{T=T_c} - \left.\frac{SdT}{dT}\right|_{T=T_c} \cdot \quad \frac{dU}{dT} = \frac{dQ}{dT} + \frac{dW}{dT}$$

ΟΜΟΣ ΓΙΑ $T=T_c$ ΕΧΟΥΜΕ ΑΣΥΝΕΧΕΙΑ $\left.\frac{dQ}{dT}\right|_{T=T_c}$ ΟΠΟΤΕ ΑΣΥΝΕΧΕΙΑ ΚΑΙ ΣΤΗΝ $\left.\frac{dU}{dT}\right|_{T=T_c}$ ΑΡΑ ΚΑΙ ΣΤΗΝ $\left.\frac{dF}{dT}\right|_{T=T_c}$ ΑΡΑ Η ΣΙΔΗΡΟΗΛ. ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΖΕΤΑΙ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΕΡΝΑΦΟΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗ 1ΗΣ ΤΑΞΗΣ.

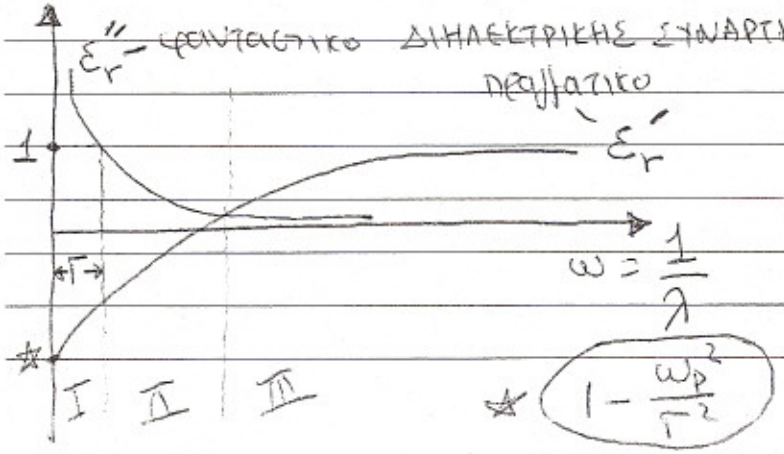
Η ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΕΠΙΘΕΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΜΕ T ΓΙΑ $T \to T_c$ ΕΙΝΑΙ: ΓΡΑΦΕΤΑΙ ΣΕΛ 67 ΟΛΟ ΤΟ ΚΟΥΤΙ.

ΘΕΜΑ: ΕΠΙΒΕΒΑΙΩΣΗ ΤΗΝ ΑΚΡΙΒΕΙΑ ΤΗΣ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΣΥΣΚΕΥΗΣ Η ΟΠΟΙΑ ΜΕΤΡΑΕΙ ΣΥΧΡΟΝΩΣ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΗ ΚΑΙ ΦΑΝΤΑΣΤΙΚΗ ΠΛΕΥΡΑ ΤΗΣ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΣΕ ΟΛΟ ΤΟ ΦΑΣΜΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ. ΛΥΣΗ!!!

• ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ LORENTZ ΓΙΑ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΕΧΩ ΣΧΕΣΕΙΣ ΣΕΛ 23. ΟΠΟΤΕ ΓΙΑ ΝΑ ΙΣΧΥΕΙ ΑΥΤΟ ΘΑ ΠΡΕΠΕΙ ΟΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΝΑ ΕΠΑΛΗΘΕΥΟΥΝ ΚΑΙ ΤΙΣ ΔΥΟ ΓΙΑ ΚΑΘΕ ω.

ΘΕΜΑ: ΥΛΙΚΟ ΔΕΙΧΝΕΙ ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ PAULI ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡ. ΔΩΜΑΤΙΟΥ. ΜΠΟΡΩ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠ. ΠΡΟΤΥΠΟ LORENTZ ΓΙΑ ΚΕΛΕΤΗ ΔΙΗΛΕΚΤ. ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ; ΠΩΣ ΑΝΑΜΕΝΕΤΑΙ Η ΟΠΤΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΤΟΥ ΥΛΙΚΟΥ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ ΠΟΥ ΤΟ ΔΙΕΡΕΙΡΕΙ ΣΤΗΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΑΥΤΗ;

• ΑΦΟΥ ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΕΧΕΙ ΠΑΡΑΜΑΓΝ. PAULI ΣΕ T ΔΩΜΑΤΙΟΥ ΕΙΝΑΙ ΜΕΤΑΛΛΟ. ΑΡΑ ΜΠΟΡΩ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΩ ΜΙΑ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΤΥΠΟΥ LORENTZ ΓΙΑ ΔΙΗΛΕΚΤ. ΣΥΝΑΡΤ., ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ DRUDE ΓΙΑ ΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ.



$$\varepsilon_r' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \qquad \Gamma > 0, \quad \Gamma = \text{CONST}$$

$$\varepsilon_r'' = \omega_p^2 \frac{\Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}$$

$$\omega_p = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \quad \text{ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ ΠΛΑΣΜΑ}$$

ΑΡΑ ΓΙΑ ΠΕΡΙΟΧΗ (I) $\varepsilon_r'' >> |\varepsilon_r'|$ ΕΧΟΥΜΕ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ. (ΜΕΓΑΛΟ λ)
(II): ΚΑΘΩΣ $\lambda \searrow$ $\varepsilon_r'' << |\varepsilon_r'|$ ΑΝΤΑΝΑΚΛΑΣΗ
(III) $\varepsilon_r'' \simeq 0$ $\varepsilon_r' > 0$ ΔΙΑΦΑΝΟ ΥΛΙΚΟ (ΜΙΚΡΟ λ)

ΘΕΜΑ: ΓΙΑΤΙ ΟΙ ΠΟΛΥ ΚΑΛΟΙ ΑΓΩΓΟΙ ΔΕΝ ΓΙΝΟΝΤΑΙ ΥΠΕΡΑΓΩΓΟΙ ΣΤΙΣ ΠΡΟΣΠΕΛΑΣΙΜΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ; ΓΙΑΤΙ ΣΤΗΝ ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΥΠΑΡΧΕΙ ΜΗΔΕΝΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ; ΛΥΣΗ !!!

• ΣΤΗΝ ΥΠΕΡΑΓ. ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΟΡΙΣΜΕΝΑ e^- ΚΟΝΤΑ ΣΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ FERMI ΑΜΗΛΕΠΚΡΟΥΝ ΜΕΤΑΞΥ ΤΟΥΣ ΑΝΑ 2 ΜΕΣΟ ΤΗΣ ΔΙΑΤΑΡΑΧΗΣ ΠΟΥ ΠΡΟΚΑΛΕΙ ΤΟ ΚΑΘΕΝΑ ΣΤΟ ΙΟΝΤΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΚΙΝΗΣΗ ΤΟΥ ΚΑΙ ΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΕΛΞΗ ΠΟΥ ΑΣΚΕΙ ΣΤΑ ΙΟΝΤΑ ΜΕΣΑ ΣΕ ΑΥΤΟ. ΑΜΗΛΕΠΙΟΡΟΥΝ ΔΗΑΑΣΗ ΜΕΣΟ ΦΩΝΟΝΙΩΝ 2 e^- ΠΟΥ ΠΡΕΠΕΙ ΝΑ ΕΧΟΥΝ ΑΝΤΙΠΑΡΑΛΛΗΛΑ ΚΥΜΑΤΑΝΥΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΔΗΜΙΟΥΡΓΟΥΝ ΜΙΑ ΔΕΣΜΙΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΖΕΥΓΟΥΣ (COOPER) ΜΠΟΖΟΝΙΚΟΥ ΧΑΡΑΚΤΗΡΑ. ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ $\nearrow$ ΚΑΘΩΣ $T \searrow$ ΑΠΟ ΤΗΝ T_c ΠΡΟΣ ΤΟ ΑΠΟΛΥΤΟ ΜΗΔΕΝ. ΤΑ ΖΕΥΓΗ COOPER ΕΙΝΑΙ ΥΠΕΡΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΔΗΛ.. ΟΙ ΦΟΡΕΙΣ ΤΟΥ ΗΛ. ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΤΟΥΣ ΥΠΕΡΑΓΩΓΟΥΣ. ΛΟΓΩ ΤΗΣ ΔΕΣΜΙΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ ΤΟΥΣ ΠΟΥ ΠΡΟΚΥΠΤΗ ΜΕ ΑΜΗΛΕΠΙΟΡΑΣΗ ΤΟΥΣ ΑΠΟ ΤΟ ΙΟΝΤΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ ΔΕΝ ΣΥΝΑΝΤΟΥΝ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΚΙΝΗΣΗ ΤΟΥΣ ΜΕΣΑ ΣΕ ΑΥΤΟ. ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΣΤΗΝ ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΤΑ e^- ΠΟΥ ΣΧΗΜΑΤΙΖΟΥΝ ΤΑ ΖΕΥΓΗ COOPER ΣΠΑΝΕ ΤΗΝ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑ ΒΑΘΜΙΩΑΣ ΤΗΣ ΤΥΧΑΙΟΤΗΤΑΣ ΤΩΝ ΦΑΣΕΩΝ, ΣΤΟΥΣ ΚΑΛΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ ΟΠΩΣ Ο ΧΑΛΚΟΣ ΔΕΝ ΥΠΑΡΧΕΙ Η ΚΑΤΑΛΛΗΛΗ ΣΧΕΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΤΩΝ e^- ΜΕ ΤΩΝ ΙΟΝΤΩΝ ΩΣΤΕ ΝΑ ΣΠΑΣΕΙ Η ΠΑΡΑΠΑΝΩ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑ ΚΑΙ ΝΑ ΔΗΜΙΟΥΡΓΗΘΕΙ Η ΠΑΡΑΠΑΝΩ ΔΕΣΜΙΑ ΣΧΕΣΗ ΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ e^-.

ΘΕΜΑ: 2ΔΙΑΣΤΑΤΟ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ ΜΕ -N- ΚΟΡΥΦΕΣ. ΣΕ ΚΑΘΕ ΚΟΡΥΦΗ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΙΟΝΤΑ Co^{+2} ΤΟ ΚΑΘΕΝΑ ΑΠΟ ΤΑ ΟΠΟΙΑ ΕΧΕΙ 7 e^- ΤΥΠΟΥ $d(l=2)$ ΣΤΗΝ ΕΞΩΤ. ΣΤΟΙΒΑΔΑ. ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΕΧΕΙ ΑΥΘΟΡΜΗΤΗ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗ. ΠΡΟΣΠΑΘΩΝΤΑΣ ΝΑ ΤΗΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΟΥΜΕ ΜΕ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΜΕΣΟΥ ΠΕΔΙΟΥ WEISS ΠΑΝΩ ΣΕ ΧΑΜΙΛΤΟΝΙΑΝΗ HEISENBERG ΠΟΥ ΥΠΟΘΕΤΟΥΜΕ ΟΤΙ ΠΑΝΩ ΣΤΟ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ ΤΟ ΚΑΘΕ ION ΕΧΕΙ ΜΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΜΗΛΕΠΙΟΡΑΣΗΣ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ J ΜΟΝΟ ΜΕ ΤΟΝ ΚΑΘΕΝΑ ΑΠΟ ΤΟΥΣ 4 ΓΕΙΤΟΝΕΣ. ΕΡΓΑΖΟΜΑΣΤΕ ΣΤΗΝ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΘΕΣΗΣ ή ΟΡΜΗΣ; ΝΑ ΒΡΕΙΤΕ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΗΣ ΑΜΗΛΕΠΙΟΡΑΣΗΣ J (α) ΤΗΝ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΙΣΕΚΤΙΚΟΤΗΤΑ (Β) ΤΗΝ ΕΞΙΣΩΣΗ ΑΥΤΟΣΥΝΕΠΕΙΑΣ. (Γ) T_c ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΜΕΤΑΒΑΣΗΣ;

ΓΙΑ ΤΟ Co^{+2} ΕΧΟΥΜΕ $7e^-$ $d(l=2)$, m_l: $\downarrow\uparrow$ -2, $\downarrow\uparrow$ -1, $\uparrow$ 0, $\uparrow$ $+1$, $\uparrow$ $+2$

ΑΡΑ $S = 3\cdot\frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ ΚΑΙ $L = 3$

ΑΦΟΥ ΕΙΝΑΙ ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΟ ΑΠΟ ΗΜΙΣΥΜΠΛΗΡΗΣ ΣΤΟΙΒΑΔΑ $J = S + L$

$J = \frac{3}{2} + 3 \Rightarrow J = 9/2$. ΓΙΑ ΚΑΘΕ ΙΟΝ ΕΧΟΥΜΕ 4 ΠΛΗΣΙΕΣΤΕΡΟΥΣ ΓΕΙΤΟΝΕΣ ΜΕ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ J ΜΕ ΤΟΝ ΚΑΘΕΝΑ. ΑΡΑ

$$\left.\begin{array}{l} H_H = -2j\sum_{i=1}^{z} S S_i \\ H_H = 4J \quad \text{ΚΑΙ} \quad z=4 \end{array}\right\} \Rightarrow 4J = 2j\frac{3}{2}4\frac{3}{2} \Rightarrow j = \frac{2}{9}J$$

ΟΛΟΚΛΗΡΩΝΟ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ

ΓΙΑ ΤΟΝ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ LANDE ΕΙΝΑΙ: $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$

$$g = 1 + \frac{\frac{9}{2}\cdot\frac{11}{2} + \frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2} - 3\cdot 4}{2\cdot\frac{9}{2}\cdot\frac{11}{2}} \Rightarrow \boxed{g = \frac{4}{3}}$$ ΑΡΑ ΕΧΟΥΜΕ

$S = \frac{3}{2}$, $L = 3$ $J = 9/2$ $j = \frac{2}{9}J$ $g = \frac{4}{3}$

Η ΣΤΑΘΕΡΑ WEISS ΕΙΝΑΙ: $\lambda = \frac{2zj}{\mu_0 g^2 \mu_B^2 N} = \frac{2\cdot 4\frac{2}{9}\cdot J}{\mu_0 \frac{16}{9}\mu_B^2 N}$

$$\boxed{\lambda = \frac{1}{\mu_0 \mu_B^2 N} J}$$

Η ΕΠΙΔΕΚΤΙΚΟΤΗΤΑ ΕΙΝΑΙ: $\chi = \frac{\mu_0 N \mu^2/3k}{T - \lambda \mu_0 N \mu^2/3k}$

$\mu = |\vec{\mu}| = g\mu_B[J(J+1)]^{1/2}$ ΑΡΑ $\boxed{\mu^2 = g^2\mu_B^2[J(J+1)] = \frac{16}{9}\cdot\frac{99}{4}\mu_B^2 = 44\mu_B^2}$

ΑΡΑ $\chi = \frac{\frac{44\mu_0\mu_B^2 N}{3k}}{T - \frac{\lambda\mu_0 44\mu_B^2 N}{3k}} = \frac{44\mu_0\mu_B^2 N/3k}{T - \frac{J}{\mu_0\mu_B^2 N}\frac{44\mu_0\mu_B^2 N}{3k}} \Rightarrow \boxed{\chi = \frac{44\mu_0\mu_B^2 N/3k}{T - J/3k}}$

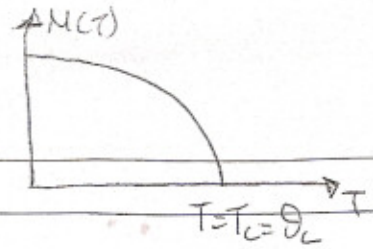
Η ΕΞΙΣΩΣΗ ΑΥΤΟΣΥΝΕΝΕΙΑΣ ΕΙΝΑΙ:

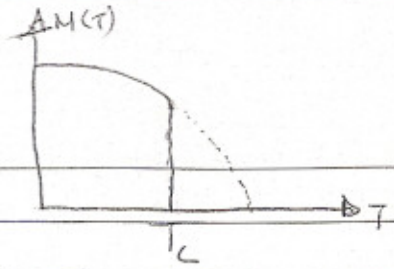
$$M = N g \mu_B J B_J\left(\frac{g\mu_B J}{kT}\mu_0 \lambda M\right) =$$

ΓΙΑ ΤΗΝ T_c ΕΙΝΑΙ: $T_c = \frac{2zjS(S+1)}{3k} = \frac{2\cdot 4\frac{2}{9}J\frac{15}{4}}{3k} = \frac{20}{9k}J$

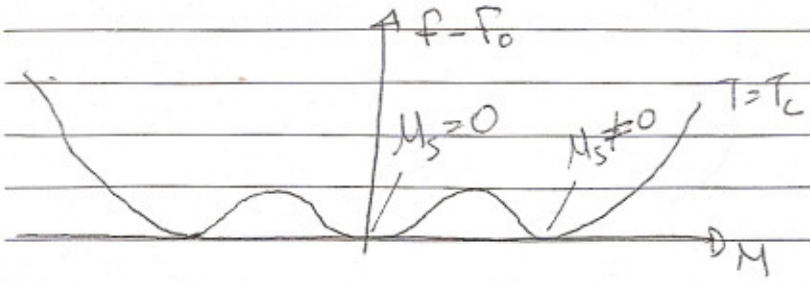
ΓΙΑ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ CURIE: $\theta = \frac{\lambda\mu_0 N\mu^2}{3k} = \frac{J}{\mu_0\mu_B^2 N}\frac{\mu_0 N 44\mu_B^2}{3k}$

$\theta_{CURIE} = \frac{44}{3k}J$ ΑΡΑ $T_c < \theta_{CURIE}$ ΥΠΑΡΧΕΙ ΑΣΥΝΕΧΕΙΑ ΣΤΗΝ ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ ΑΠΟ Τ ΣΤΗΝ T_c. ΑΥΤΟ ΔΙΟΤΙ ΑΝ ΗΤΑΝ ΣΥΝΕΧΗΣ Η $M(T)$ ΘΑ ΙΣΧΥΕ $T = T_c \equiv \theta_c$





ΑΡΑ ΕΧΟΥΜΕ ΑΣΥΝΕΧΕΙΑ ΣΤΗΝ M(T) ΣΤΟ T_c ΚΑΙ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΘΕΩΡΙΑ LANDAU ΕΧΟΥΜΕ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΦΑΣΗΣ 1ης ΤΑΞΗΣ ΑΡΑ ΣΤΗΝ $T=T_c$ Η ΑΥΘΟΡΜΗΤΗ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΠΑΡΕΙ ΚΑΙ ΤΙΜΗ ΜΗΔΕΝΙΚΗ ΚΑΙ ΜΗ ΜΗΔΕΝΙΚΗ ΑΡΑ ΣΤΟ ΣΗΜΕΙΟ ΜΕΤΑΒΑΣΗΣ $T=T_c$ ΘΑ ΥΠΑΡΞΟΥΝ ΚΑΙ ΠΑΡΑ- ΚΑΙ ΣΥΜΡΟΝΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΦΑΣΕΙΣ



ΑΡΑ ΣΤΟ ΑΝΑΠΤΥΓΜΑ LANDAU ΤΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

$$f(M,T) = f_0 + \frac{a}{2}(T-\theta)M^2 + \frac{1}{4}C_2 M^4 + \dots$$

ΔΗΛΑΔΗ Ο ΟΡΟΣ $\frac{a}{2}(T-\theta)$ ΓΙΑ $T=T_c$ ΘΑ ΕΙΝΑΙ <0 ΑΦΟΥ $T_c < \theta$

ΛΥΣΗ ΑΣΚΗΣΗΣ: ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΜΕΛΕΤΗΣ ΜΙΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ ΤΑΞΕΩΣ ΜΕ ΤΗ ΒΟΗΘΕΙΑ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ LANDAU

I $\quad M(x) \to M(x) + \delta M(x)$

$$\delta F = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta f\left(M, \frac{dM}{dx}\right) dx = 0$$

$\Rightarrow$

όπου
$$f\left(M, \frac{dM}{dx}\right) = f_0(T) + a(T) M^2(x) + b M^4(x) + c\left(\frac{dM}{dx}\right)^2 - B M(x)$$

$$\delta f\left(M, \frac{dM}{dx}\right) = \frac{\partial f}{\partial M}\delta M + \frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\delta\left(\frac{dM}{dx}\right) =$$
$$= \frac{\partial f}{\partial M}\delta M + \frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\frac{d}{dx}\delta M$$

$$\Rightarrow \delta F = 0 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left(\frac{\partial f}{\partial M}\delta M + \underbrace{\frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\frac{d}{dx}\delta M}_{\text{ολοκληρώνουμε κατά μέρη}}\right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \delta F = 0 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left(\frac{\partial f}{\partial M}\delta M - \frac{d}{dx}\left[\frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\right]\delta M\right) + \cancel{\left[\frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\delta M\right]_{-\infty}^{+\infty}}$$

$\delta M = 0$ στο άπειρο

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, \delta M \left[\frac{\partial f}{\partial M} - \frac{d}{dx}\frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}\right] = 0 \quad \text{για } \forall\, \delta M \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{\partial f}{\partial M} = \frac{d}{dx}\frac{\partial f}{\partial\left(\frac{dM}{dx}\right)}}$$ Εξίσωση Ελαχιστοποίησης $\Longrightarrow$

$$\Longrightarrow \boxed{2a(T)M(x) + 4bM^3(x) - B(x) = 2c\frac{d^2}{dx^2}M} \quad (1)$$

II $\left.\begin{array}{l} B(x) \equiv B \\ M(x) \equiv M \end{array}\right\}$ Ανεξάρτητα του x

$$(1) \Rightarrow \boxed{2a(T)M + 4bM^3 - B = 0} \quad (2)$$

II.α $\left.\begin{array}{l} B = 0 \text{ (αυθόρμητη)} \\ T \lesssim T_c \ (\Rightarrow M \neq 0) \end{array}\right\}$ $(2) \Rightarrow \left.\begin{array}{l} M^2 = -\dfrac{a}{2b} \\ a = a'(T - T_c) \end{array}\right\} \Rightarrow M^2 = \dfrac{a'}{2b}(T_c - T) \Rightarrow$

$$\Rightarrow M^2 \propto |t| \Rightarrow \boxed{\beta = 1/2}$$

II.b $T = T_c \Rightarrow a = 0$

$$\Rightarrow M = \left(\frac{B}{4b}\right)^{1/3} \Rightarrow \boxed{\delta = 3}$$

II.c $T \sim T_c$

Διαφοροποιούμε την (1) $\Rightarrow (2a + 12bM^2)\,dM = dB$

$$\Rightarrow \chi = \frac{1}{2a + 12bM^2} \quad \begin{cases} T > T_c \Rightarrow M = 0 \Rightarrow \chi = \dfrac{1}{2a} \propto |t|^{-1} \\ T < T_c \Rightarrow M^2 = \dfrac{-a}{2b} \Rightarrow \chi = \dfrac{-1}{4a} \propto |t|^{-1} \end{cases}$$

II.d Έχουμε $\boxed{C \hat{=} -T\dfrac{\partial^2 F}{\partial T^2}}$ και εδώ $\underline{B = 0}$

$$F = \int\left(f_0 + aM^2 + bM^4 + \text{Σταθερές}\right) \quad B = 0 \xrightarrow{(1)} M^2 = \frac{-a}{2b}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \underline{T < T_c} \quad F = \int(f_0 + C^{tos}) - \int\left(\dfrac{a^2}{2b} - \dfrac{a^2}{4b}\right) \\ \qquad \Rightarrow F = F_0 - V_{\text{όγκος}} \dfrac{a^2}{4b} \\ \underline{T < T_c} \Rightarrow F = F_0 \end{cases}$$

$$\delta C = -T\frac{\partial^2}{\partial T^2}\left\{-V_{\text{όγκος}} \frac{a'^2(T - T_c)^2}{4b}\right\} \Rightarrow \boxed{\delta C = \frac{a'^2}{2b} T_c \quad \text{ΑΝΑ ΜΟΝΑΔΑ ΟΓΚΟΥ}}$$