

KONDENZ

1. előadás (09.10.)

metál. elter. hu / grana / kondenzált
vízsz

Minimális anyagok

regulár ismét, nagy számú szabályos atomrendelti anyagok, de csak a 20-as
számban hiszünk, mert kellett hozzá a diffrakció ráadásra.

periodikus szerkezet: \mathbb{Z}^3 vektör, amiben a rácsok eltérő irányúak

DE! Erőltetett feltevések meg lehet valósítani.

Mi a legkisebb választás az egyszerűsített koordináták közül?
(eléglen méretek)

pl.: a primitív választás, ha a legkisebb lehet választjuk

" ha 90° -os elmozdításra, ezekben az ortogonális választás

Bravais-rács: a legegyszerűbb egyenlő távolságú

$$\{ \underline{R}_n : \underline{R}_n = n_1 \underline{a}_1 + n_2 \underline{a}_2 + n_3 \underline{a}_3 \text{ ahol } n_1, n_2, n_3 \in \mathbb{N} \}$$

az jól hangzik, de nem biztos, hogy átmenet csak a Bravais-rácsok között vannak !!!

Wigner-Seitz-cella: mint a cella az alkeletesebb, de nem túl nehéz.

Ezen csak 1 db atom van

jelölés: a - előjel elrejtett felülvonalas van. $-z \rightarrow \bar{z}$

• az irány nem egyszerűen, hanem olyan irányban, ami egyenlő távolságú áll,
és relatív prímek.
és negatív irányok.

vektor rács: $a_i \rightarrow b_i$ i.h. $a_i, b_j = 2\pi \delta_{ij}$

$$\text{ahol: } \underline{b}_1 = 2\pi \frac{\underline{a}_2 \times \underline{a}_3}{\det} \quad \underline{b}_2 = 2\pi \frac{\underline{a}_3 \times \underline{a}_1}{\det} \quad \underline{b}_3 = 2\pi \frac{\underline{a}_1 \times \underline{a}_2}{\det}$$

ahol $\det = (\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3)$

$$\text{állítás: } \begin{pmatrix} a_{1x} & a_{1y} & a_{1z} \\ a_{2x} & a_{2y} & a_{2z} \\ a_{3x} & a_{3y} & a_{3z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{1x} & b_{1y} & b_{1z} \\ b_{2x} & b_{2y} & b_{2z} \\ b_{3x} & b_{3y} & b_{3z} \end{pmatrix} = 2\pi \underline{I}$$

\Rightarrow ha a elemi cella térfogata v_c , akkor a reciprocella: $v_r = \frac{(2\pi)^3}{v_c}$

Brillouin-rács: reciprocella WS cellái.

A recipenális miter ten hely irány, tehát csak is én kompozitál:

$$G_{h1e} = h_1 b_1 + h_2 b_2 + e b_3$$

vagyis a h $G_{h1e} = \text{const}$ egyenletét írjuk fel.

Melyek csak, miután átírtuk a $K_n = h_1 a_1 + h_2 a_2 + h_3 a_3$?

csak akkor $\text{const} = 2\pi m$, mert h, k, e, n_1, n_2, n_3 is egész

\Rightarrow a sík egyenlete (x_1, x_2, x_3) vektora $h x_1 + k x_2 + e x_3 = m$

$$\Rightarrow \text{a sík távolsága: } d = \frac{a_1(m+1) - m}{h} \frac{G_{h1e}}{|G_{h1e}|} = \frac{2\pi}{|G_{h1e}|}$$

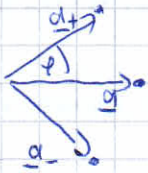
(lásd alább a dián)

közös mérések esetén: $d_{h1e} = \frac{1}{\sqrt{h^2 + k^2 + e^2}} \cdot d$

Ellongáció:

Az elleng. mellett lehet, hogy ellongációs invariancia. Milyen ellongációkat spekulálunk?

TFH: \underline{a}_+ - t ellongation φ -vel, miszantén kékbe vettem.



Ehhez az $\underline{a}_+ + \underline{a}_-$ is miszant kékbe legyen

$$\underline{a}_+ + \underline{a}_- = (2 \cos \varphi, 0, 0) \underline{a} \Rightarrow 2 \cos \varphi \in \mathbb{Z}$$

$$\Rightarrow \cos \varphi = \left\{ 0, \pm 1, \pm \frac{1}{2} \right\}$$

Szátszerű ellongációk: $\varphi = \left\{ 0, \pm \frac{2\pi}{2}, \pm \frac{2\pi}{3}, \pm \frac{2\pi}{4}, \pm \frac{2\pi}{6} \right\}$

Miscellaneous kristályrendek: abc a diák

3D: • triklin: legáltalánosabb egyenlő irány

• tetragonal, ha a triklinből mindkét irányúval adunk

• hexagonális

• ortorombikus

• kockas

összesen 14 db elemi rendet

KONDENZÁZIS

2. előadás (09.14.)

Szoros pakcsóni kristályrendszerek

megpróbáljuk az alvázat a legrosszabb pakcsóni
rétet jelöléssel írni, azaz az egyik táblán be \Rightarrow

\Rightarrow A baradit réteg alva lehet, hogy a első réteg felülről van,
lehet, hogy van \Rightarrow 2 és 3 periódusú rakás is lehet
A B A rétegrács, és A B C rétegrács.

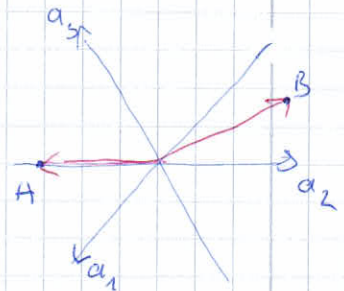
Leírás: csak négy kristályrendszerrel foglalkozunk?

Trigonális szoros rakású rácsok kristály.

a koordináták nem függetlenek \rightarrow
inny van a síkban, de olyan
koordinátákat használunk, hogy az
origó 0 legyen.

$$A = (\sqrt{2} \ 1 \ z)$$

$$B = (\sqrt{2} \ 1 \ 0 \ z)$$



Alítás: az A B C rétegrácsú trigonális szoros rakású rács egyben
egy lapcentrálts köbös rakású.

És az alján egyben az a tetraéderes.

Előfordul gyakran, hogy bekezdés egy szor réteg pl.: A B A B C B A ...

Rétegrácsok hibái az plusz energiával jár, de kevesebb

Mivel a lapcentrálts és a tetraéderes köbös rács közötti különbség $n E$, gyakran
~~szoros~~ átrendelődés egyenesen pl.: vas.

Gyémánt rakás:

Tudatos, mert a 4 negyfelében elhelyezkedő kristályosodás (szilícium!)

A tetraéderes rakású rácsban az az az, hogy egy szor pakcsóni,
lapcentrálts és az az 1/4 tetraéderes általános.

Köbös rakás: Na⁺ és Cl⁻ atomok is lapcentrálts köbös rakásúak, de csak egy fél atomból áll az ion talán

E-mentű rakású rakású köbös rács stabil rendszer, de
a kvantummechanika beáramlás, és ezért működik

Kvádrátszámok: ami száma előállítható 9-nél nagyobb alakra kitérve

A dia 20. oldalán van egy lista az 10-ös kvadrátszámokról

A kitérve van lehet exaktul periodikus, de kb!

Fibonacci - számok

KONDENZ

3. előadás 109.17.1

Ha megadjuk a hirtelenként megváltozó, mit látunk?

$$\operatorname{div} \underline{D} = \rho \quad \underline{D} = \epsilon_0 \underline{E} + \underline{P} \quad \text{csak } \underline{D} \text{ miatt az anyagban nincs szabad töltés, csak}$$

$$\rho = 0 \quad \leftarrow \text{még szabad töltés az anyagban}$$

$$\Rightarrow \operatorname{div} \underline{E} = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} = -\frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{div} \underline{P}$$

$$\text{továbbá } \operatorname{div} \underline{D} = 0, \quad \operatorname{rot} \underline{E} = -\dot{\underline{D}}$$

$$\operatorname{rot} \underline{H} = \dot{\underline{D}} - \underline{J} \quad \text{ahol } \underline{H} = \frac{\underline{B}}{\mu_0} - \underline{M}$$

$$\dot{\underline{J}} = 0 \Rightarrow \operatorname{rot} \underline{D} - \epsilon_0 \mu_0 \dot{\underline{E}} = \mu_0 (\operatorname{rot} \underline{M} + \dot{\underline{P}}) = \mu_0 \dot{\underline{J}}$$

↑
még szabad áram az anyagban

Az elektrosztatikus állapotok utáni potenciálal: $\underline{P} = \operatorname{rot} \underline{A}$
 $\underline{E} = -\operatorname{grad} \phi - \dot{\underline{A}}$

Laplace-egyenlet: $\operatorname{div} \underline{A} + \epsilon_0 \mu_0 \dot{\phi} = 0$ ezt beírva a másik két egyenletbe:

$$\Delta \underline{A} - \epsilon_0 \mu_0 \ddot{\underline{A}} = -\mu_0 \dot{\underline{J}} = \mu_0 (\operatorname{rot} \underline{M} - \dot{\underline{P}})$$

$$\Delta \phi - \epsilon_0 \mu_0 \dot{\phi} = -\frac{\rho_0}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{div} \underline{P}$$

A Laplace-egyenlet miatt lenne jól, ha az \underline{A} -ra és ϕ -re független egyenletet írhatnánk ki, de az anyag miatt \underline{M} és \underline{P} függ a tényleg, így nem lehet a két egyenlet mégis összefüggő.

Hertz-vektorok: $\underline{A} = \mu_0 (\ddot{\underline{\Pi}}_e + \operatorname{rot} \dot{\underline{\Pi}}_m)$
 $\phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{div} \dot{\underline{\Pi}}_e$

$$\text{A továbbá a } \underline{M} = 0 \Rightarrow \dot{\underline{\Pi}}_m = 0$$

ezeket beírva az első egyenletbe, a két egyenlet u. a. lesz:

$$\Delta \dot{\underline{\Pi}}_e - \frac{1}{c^2} \ddot{\dot{\underline{\Pi}}_e} = -\dot{\underline{P}}(\underline{E}) \quad \text{ahol } \underline{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{grad} \dot{\underline{\Pi}}_e - \mu_0 \ddot{\underline{\Pi}}_e$$

Mi történik egy költött e^- -vel kicsi ϵ_0 közegben:

$$m \ddot{\underline{r}} = -e \dot{\underline{E}} - \dot{\underline{v}} - e \underline{E}_0 e^{i\omega t}$$

$$\text{a megoldás: } \underline{r} = \frac{-e \underline{E}_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i \gamma \omega} e^{i\omega t}$$

a vektorok csak $\dot{\underline{r}}$ -től vannak, mert az elmozdulás kicsi, a kölcsönhatás pedig ~ polarizációs állapotok alapján $\underline{P} = \epsilon_0 \underline{E}$, de az anyag nem teljesen

Mivel az \vec{r} kimerült átkerült egy dipól. A dipól sugárzó:

$$\underline{p} = -e \underline{r} = \frac{e^2 \underline{E}_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} e^{i\omega t}$$

A dipólsűrűség:

$$\underline{p} dV = \frac{P(k) e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} \underline{E} dV$$

Mivel $\underline{P} = \chi \underline{E}$, amivel a susceptibilitás:

$$\chi = \frac{P(k)}{\epsilon_0} \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

konkrétan a az elektron helyén kitéltet, így $P(k)$ erősen helyfüggő

váltakozó: $\omega_0 \ll \omega$, továbbá a rezonanciánál tekintünk el.

$$\Rightarrow \chi = \frac{P(k)}{\epsilon_0} \frac{e^2}{m\omega^2} \quad \text{inémis tudjuk } P(\underline{k})\text{-t, megoldhatjuk az egyenletet.}$$

rövid egyenlet: $\Delta \underline{\Pi}_0 - \frac{1}{c^2} \ddot{\underline{\Pi}}_0 = -\beta P(k) \left[\frac{1}{\epsilon_0} \text{grad div } \underline{\Pi}_0 - M_0 \underline{\Pi}_0 \right] \underline{E}$

TFT: amivel egyszerűen megoldható, így a válasz is az. $\underline{\Pi}_0(t) = \underline{\Pi}_0 e^{i\omega t}$

$$\Delta \underline{\Pi}_0 + k^2 \underline{\Pi}_0 = -\beta P(k) \left[\frac{1}{\epsilon_0} \text{grad div } \underline{\Pi}_0 + M_0 \omega^2 \underline{\Pi}_0 \right] \underline{E}$$

$\underline{\Pi}_0$ -t fejtsük ki a δ miatt $\underline{\Pi}_0 = \underline{\Pi}_0 + \underline{\Pi}_1 + \dots$ (az a lineárisan megoldás)

az első tag: $\Delta \underline{\Pi}_0 + k^2 \underline{\Pi}_0 = 0 \Rightarrow \underline{\Pi}_0 = \underline{A}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

azánond: $\Delta \underline{\Pi}_1 + k^2 \underline{\Pi}_1 = -\beta P(k) \left[\frac{1}{\epsilon_0} \text{grad div } \underline{\Pi}_0 + M_0 \omega^2 \underline{\Pi}_0 \right]$ (az a második tag, az $\underline{\Pi}_1$ is lineáris, az δ^2 -től függ)

$\Rightarrow \Delta \underline{\Pi}_1 + k^2 \underline{\Pi}_1 = -P(k) Z(k) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ inhomogén Helmholtz-egyenlet

Green-függvény: $\Delta G + k^2 G = \delta(\underline{k}) \rightarrow \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (rG) + k^2 G = \delta(k)$ miatt

$\Rightarrow G(k) = \frac{e^{i|\underline{k}||\underline{r}|}}{4\pi r}$ az inhomogén tag r -től függ.

transzmisszió: $\Delta \psi + k^2 \psi = -P(k) \psi_0(\underline{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

Huygens-Fresnel-elmélet: $\psi(\underline{k}) = -\int P(\underline{k}') e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}'} \psi_0 \frac{e^{i|\underline{k}||\underline{r}-\underline{r}'|}}{4\pi |\underline{r}-\underline{r}'|} d^3r'$

Fraunhofer-elmélet: $r \gg r' \Rightarrow |\underline{r}-\underline{r}'| \approx |\underline{r}| - \frac{\underline{r}' \cdot \underline{r}}{|\underline{r}|} \approx |\underline{r}| - \underline{r}' \cdot \underline{e}$

innen $\underline{k} \rightarrow k_i$ újrat $\underline{k}_0 = \eta |\underline{k}|$ mellett

$$\psi(\underline{k}) = -\int P(k') e^{i(k_i - k_0) r'} d^3r' \psi_0 \frac{e^{i|\underline{k}||\underline{r}|}}{4\pi r}$$

rezonáns amplitúdó: $A(k) = -\int P(k') e^{i(k_i - k_0) r'} d^3r' \quad (k = k_i - k_0)$

Telát a kimenet egy olyan görbékkel, amivel az amplitudóját vizsgáljuk az
a sinusoidális Fourier-transzformáció.

Az ismertek tudják csak érvelni, azt kell bizonyítani:

$$\Sigma = \int |E|^2 \quad \text{EM hullámok: } E \sim H \text{ és } E \perp H$$

$$I \sim \Sigma \sim |E|^2 \sim A(\omega) A^*(\omega) \Rightarrow I \sim |A(\omega)|^2$$

Visszatérve így a fénysűrűségről. DE akkor hogyan lehet a fénysűrűséget
a térsűrűségben meghatározni, ha tudjuk a fénysűrűségről, és
csak egy sík esetét kapunk? Valószínűleg a kiegészítő sík.

KONDENZFIZ

4. előadás (09. 21.)

A diffrakció során az amplitúdó

$$A(k) = \int P(r) e^{i k r} d^3 r$$

de csak az abszolútérték tudjuk mérni, a fázis elveszik.

De mi van valójában mérve? esetleg?

Helyi minták sorozatában: $P(r) = \sum_{\underline{r}_n} \sum_{j=1}^p P_j(r - \underline{r}_n - r_j)$

Ekkor: $A(k) = \int \sum_{\underline{r}_n} \sum_{j=1}^p P_j(r - \underline{r}_n - r_j) e^{i k r} d^3 r =$

$$= \int \sum_{\underline{r}_n} \sum_{j=1}^p P_j(r') e^{i k(r' + r_j + r_n)} d^3 r' =$$

$$= \left[\int P(r') e^{i k r'} d^3 r' \right] \left[\sum_{j=1}^p e^{i k r_j} \right] \left[\sum_{\underline{r}_n} e^{i k \underline{r}_n} \right]$$

átváltási tényező : $\varphi(k)$
 Strukturális - faktor : $\Phi_p(k)$
 $\varphi_0(k)$

* A szerkezet térszáma \underline{r}_n nemekül, ami a bázis vektorokból függ, de az $\varphi_0(k)$ is, így csak a két tény kifejezésével \underline{r}_n -t adjuk.

\underline{r}_n -t leírhatjuk n a reciprok bázis n : $\underline{r}_n = q_i \underline{b}_i$

valahánth $\underline{r}_n = n_i \underline{a}_i \Rightarrow \underline{r}_n = 2\pi (q_i \underline{a}_i) \Rightarrow$

$$\Rightarrow \sum_{\underline{r}_n} e^{i k \underline{r}_n} = \left(\sum_{n_1} e^{2\pi i q_1 n_1} \right) \left(\sum_{n_2} e^{2\pi i q_2 n_2} \right) \left(\sum_{n_3} e^{2\pi i q_3 n_3} \right)$$

Ez egy egyszerű alakítás:

Figyelem a kis N vétele $N \gg 1$

$$\sum_{n=0}^N e^{2\pi i q n} = \frac{e^{2\pi i q N} - 1}{e^{2\pi i q} - 1} = e^{i\pi q(N-1)} \frac{\sin(\pi N q)}{\sin(\pi q)}$$

↑ Ez itt egy egyszerű hasonlat \sin és \sin , amit a nagy N egyszerűen tudunk mérni.

$$\varphi(q) = \frac{\sin(\pi N q)}{\sin(\pi q)}$$

Ha q egész: $\frac{\sin(\pi N m)}{\sin(\pi m)} \rightarrow N$

Ha q nem egész, akkor \rightarrow értéke kicsi.

\Rightarrow Endekbeli interakció csak akkor látható, ha k reciprok bázis szerint!

↑ **fontos fact:** mi van, ha N nagyon nagy?

Ekkor a diffrakció pontos alakjait is lehet mérni \Rightarrow kristály profil analízis

Ekkor a nemese nemetér lehet kinetológus. Ennek $100 \text{ nm} >$ nemetér van értéke.

Am az elemi rácsoként "rosszul" választottuk meg, akkor a struktúra
 feltehetően alig van a felismerés érdekében, így adott rácsnál mindig u. a. a
 diffrakciók között: kisleténi rácsok.

(Ötletet és nemgyökös esetet megjelöltem)

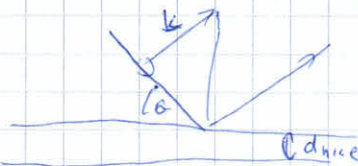
Az atomosrács térszerű lehet mint a kristályok anyagán, de hasonló rácsot
 is meg tudjuk készíteni. \Rightarrow kivételnek számít, mert meg tudjuk állapítani, hogy
 megfelel kristály rácsnak

Az irányítás az intenzitás maximuma irányában van.

alkalmazás: A DNS helixstruktúrájának vizsgálatát célul tűzve, és a diffrakció
 segítségével kiderítették a szerkezetét.

Bragg - törvény:

valószínű visszaverődéses csúc.



$$2d \sin \theta = |G_{hkl}| = \frac{2\pi m}{d_{hkl}}$$

$$\Rightarrow \frac{2}{d} \sin \theta = \frac{m}{d_{hkl}}$$

és nem tudom mi a válasz

A körülmények azt mutatják, hogy az ábrán a reciprok rácsok helye van.

KONDENZ

7. előadás (09.24.)

Ewald gömb

A kristály δ vastagságú h réteget n_0 közegbe, δ réteg n_1 közegbe, δ réteg n_2 közegbe, δ réteg n_3 közegbe.

Erdel valószínű geometriai interpretációját lehet látni

Paradifferenciál (Debye-Greenberg - felvétel)

valószínűtlen csak gyűjtés kapunk.

Erdely csak azokat vizsgálja, mint a kristály felépítését, de nem a kristály felépítését

Levegő felvétel (Levegő felvétel megmutat)

elektronos felvétel megmutatja a kristály felépítését, de nem a kristály felépítését

A mai technológiával csak 100 nm nagyságrendűek. Ezt még mikroszkóppal is lehet látni

A lényegesen felbontóképesség $\sim 1 \text{ nm}$

\Rightarrow minél kisebb hullámhossz kell használni: elektronmikroszkóp

$$\text{az } e^- \text{ energiája: } E = \frac{h\nu}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \Rightarrow \lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2mE}}$$

tipikus E , ami elérhető $\sim 100 \text{ keV} \Rightarrow \lambda \sim 0,1 \text{ nm}$

A modern mikroszkóppal atomi méreteket is lehet látni

STM: pozitív e^- mikroszkóp

AFM: $n. d.$ de nem az atomot, hanem az erőt nézzük (atomon való mikroszkóp) \Rightarrow ami utána elmozdítását vizsgálja

Kristálykivétel

- 1) Pontkivétel: valamilyen helyen az atom
helyén atom: nagyon kicsi helyen atom
molekuláris atom: Atom helyett egy másik atom
nemanyag: a távoli atom kicsi helyen egy másik helyen

CONDENZ

6. előadás (09.25.)

Mi az egyensúlyi valószínűségi eloszlás?

$$G(T, P) = U - TS - PV$$

mi történik ezzel a valószínűségi eloszlással

ha valószínűségi eloszlásunk van, akkor az energiák eloszlása is van $\Rightarrow \Delta U = \epsilon_0 n$
Még az entropia változása: $\Delta S = k_B \ln$

Mi az entropia változása? Mivel az S a mikroszkópikus szinten

$$S = k_B \ln \binom{N+n}{n} = k_B \ln \frac{(N+n)!}{N! n!} \approx k_B \left((N+n) \ln(N+n) - N \ln N - n \ln n \right)$$

↑
Konfigurációs entropia: Az az S, ami a konfiguráció miatt van.

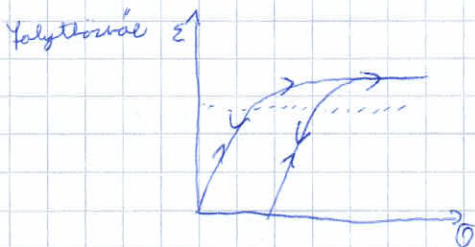
$$\Delta G = \epsilon_0 n - k_B T \left((N+n) \ln(N+n) - N \ln N - n \ln n \right) + PV_0 n$$

$$\frac{\partial \Delta G}{\partial n} = \epsilon_0 + PV_0 - k_B T \left(\ln(N+n) - \ln n \right) \stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow n = N e^{-\frac{\epsilon_0 + PV_0}{k_B T}}$$

Lehet adott T-n meghatározni az egyensúlyi valószínűségi eloszlást
ref. ref., de a beállítás lassú

Amplifikációs - plot: Az öndiffúzióval a molekulák meggyógyulnak a valószínűségi eloszlással.
 \Rightarrow az öndiffúzió valószínűségi eloszlással valószínűleg.

Plasztikus deformáció



Érdekes az az rész is, amit

Mi kell ahhoz, hogy az anyagok károsodása elkerülhető legyen
(ábra): az kell, hogy az atomok egy rácsrendszerrel rendelkező anyagok

ideális rugalmasan az az rész, ha az anyagok a V_0 periódikus eloszlásban vannak.

$$F(x) = F_0 \left| \sin \left(\frac{\pi}{a} x \right) \right| = \sigma a^2$$

$$\text{tudjuk, hogy kis def. esetén } \sigma = \frac{F}{A}, \sigma = \frac{F}{a^2}$$

$$\Rightarrow F_0 = N \frac{a^2}{\pi} \Rightarrow \sigma_F = \frac{F}{\pi} \approx 30 \text{ GPa}$$

De ha megvárjuk a $\sigma_F \approx 100 \text{ MPa}$ -t, akkor az anyagok nem deformálódnak!!!

KONDENZ FIZ

7. előadás (10.01.)

Miért tér el az elméleti folyósítási a mentál?

Polányi, Onyiah, Feynman:

Képzelmül el egy hipotetikus kristály, (pl.: betelepül egy félátlátszó a valódi kristály)
→ a rács egyenlő távolságra állnak egymástól, majd elmozdultak.

A betelepítést kell annak találni, amit könnyű vizualizálni (jelölés és mérték)
csúcsok, vagy kúros: az atomok szám megmarad

$A \rightarrow B$ a $B \rightarrow A$!!!

váltakozó, az atomok szám megmarad, de az u ,
váltakozó

diszlokációs sűrűség: m^{-2} -ként nevezik a valódi kristályban az atomok
helyén elhelyezkedés: $\sim 10^{14} m^{-2} \Rightarrow$ a valódi $\sim 100nm$
távolságra vannak egymástól

elméleti csúcsok: az elméleti szám az atomok szám egy elmozdítás

$$(x) \quad \partial_i u_j = p_{ij} = p_{ij}^p + p_{ij}^d \quad \rightarrow \quad \text{diszlokációs} \quad \text{diszlokációs}$$

$\partial_i u_j$ utána 0 , tehát $p_{ij}^p = -p_{ij}^d$

diszlokációs sűrűség tensor: $\alpha_{ij} = \epsilon_{ikl} \partial_k p_{lj}^p = -\epsilon_{ikl} \partial_k p_{lj}^d$

Egy diszlokációs vonal mentén α_{ij} integrálja:

$$b_j = \int_V \alpha_{ij} dA_i = - \int_V \epsilon_{ijk} \partial_k p_{lj}^p dA = - \oint p_{lj}^p ds_i = - \oint ds_j \neq 0$$

→ analóg, mint a hidrodinamikában a örvényesség

Burgers
-vektor

⇒ A szilárd anyagban is vannak örvények, de az

- az azonos jelű diszlokációk csak egy irányban lehetnek
- mindig helyszínről el.

Egyedi diszlokációsok: $\alpha_{ij} = \epsilon_{ikl} b_j \delta(\mathbf{r})$

diszlokációs diszlokáció $p_{ij}^p = n_i b_j \delta(\mathbf{r})$

Mondjuk, hogy (x)-ben úgy definiáltuk p_{ij}^p -t, hogy először jött a feszültség

Éppen ezért meg a rugalmas állapotban, és egyenlő u -at:

$$\partial_i C_{ijkl} \partial_k u_l = \partial_i C_{ijkl} p_{lj}^p =: f_{ij} \quad \text{Csavardiszlokációs diszlokációs}$$

→ egy rugalmas állapotban

$$n_3 = \frac{b}{2\pi} \ell$$

⇒ Egy diszlokációs feszültség $\sigma \sim \frac{b}{r}$ (mert az azonos irányú távolság)

Ha a feszültség $\sim \frac{b}{r} \Rightarrow E \sim b^2 \Rightarrow$ ab -vel meg kell várni adott állapotban

az anyagot tud csökkenni, ha a vezeték felszakadna miatt $2\left(\frac{b}{2}\right)^2 < b^2$

Meddig működnek? addig amíg el nem ér egy legkisebb távolságot:
minimális távolság

\Rightarrow Ez az egész csak közelítőleg van, mert anyagban van legkisebb távolság, így abból kivevük a hibát.

A rugalmas energia: $E = \frac{1}{2} \int \sigma_{ij} \epsilon_{ij} dV$

és $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{stat} + \sigma_{ij}^{din}$ és $u_i = u_i^{stat} + u_i^{din}$

ebből: $E = \frac{1}{2} \int [\sigma_{ij}^{stat} \epsilon_{ij}^{stat} + \sigma_{ij}^{stat} \epsilon_{ij}^{diff} + \sigma_{ij}^{diff} \epsilon_{ij}^{stat} + \sigma_{ij}^{diff} \epsilon_{ij}^{diff}] dV$

Mivel $\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}$ ezért a két esetben u, ϵ

$E = E_{stat} + E_{din} + \int \sigma_{ij}^{stat} \epsilon_{ij}^{diff} dV$

$E_{int} = \int \sigma_{ij}^{stat} \epsilon_{ij}^{diff} dV - \int \sigma_{ij}^{stat} \epsilon_{ij}^{diff} dV =$

\uparrow az átültetési felületen integráljuk, de milyen felületen?

Mivel u^{diff} végül a vágási felületre, a vezetékben van C , ezért olyan, mint a vágási felületre integrál

$\Rightarrow E_{int} = b_j \int \sigma_{ij}^{stat} du_i$

Ha a vezeték hosszából $\Delta E_{int} = b_j \int_V \sigma_{ij}^{stat} (\Delta \epsilon_i \times d\epsilon)_i = \int_V (d\epsilon \times \sigma_{ij}^{stat} b)_i dV$

Reich-Kochler-erő

$\underline{f} = (\sigma_{ij}^{stat} b) \times \underline{f}$

A diszlokációk mozgata megváltozik, ezért a nyírósi eh.-től függ az erő.

Elsőly huzámkötés, rugó $\tau_{glide} = \tau b$

Az a résp rúnes áha elsőly megmozgásán az első, folyóhatár alatt

Taylor-reláció: $\tau_g = \alpha \mu b \sqrt{\rho}$ ($\sqrt{\rho}$ a dinamikus kiegyensúlyozásuk miatt)

húzóerővel ellenőrzés, rugó tartományban jól működik.

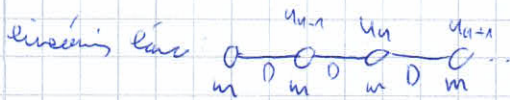
KONDENZ

8. előadás (10. 05.)

periodikus diszkrétizáció: WTF??

↑ az egész előző orvétel.

Rácsvezeték



$$M\ddot{u}_n = D[u_{n+1} - u_n + u_{n-1} - u_n] \rightarrow M\ddot{u}_n = -D(2u_n - u_{n+1} - u_{n-1})$$

TFT: $u_n = A_n e^{-i\omega t}$

$$\omega^2 A_n = \omega_0^2 (2A_n - A_{n+1} - A_{n-1}) \quad \text{ahol } \omega_0 := \frac{D}{M}$$

homogén lineáris egyenlet A -lennél, és csak akkor van nemtriviális u , ha $\det(A - \omega^2 M) = 0$, és $A - \omega^2 M$ z.v.

$$\omega^2 \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_n \end{pmatrix} = \omega_0^2 \begin{pmatrix} 2 & -1 & & & \\ -1 & 2 & -1 & & \\ & -1 & 2 & \ddots & \\ & & & \ddots & -1 & 2 \\ & & & & -1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_n \end{pmatrix}$$

általós eltolásként $e^{-i\omega t} = -1 \Rightarrow$ az eleje össze van fordítva

A rendszer módusai, egy megismerem a nagy ω -es problémák megoldását.

$$A_n = A_0 e^{i q a n} \quad \text{beírva: } \omega^2 = \omega_0^2 (2 - e^{i q a} - e^{-i q a}) = 2\omega_0^2 (1 - \cos(qa)) = 4\omega_0^2 \sin^2\left(\frac{qa}{2}\right)$$

$$\Rightarrow \omega = 2\omega_0 \left| \sin\left(\frac{qa}{2}\right) \right| \quad \text{adott } q \text{ mellett megvan az } \omega \text{-k}$$

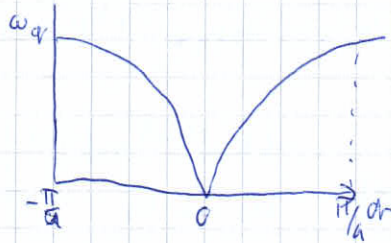
periodikus HF miatt $1 = e^{i q a N} \Rightarrow q_n = m \frac{2\pi}{Na}$ az N db szubszt, mert $m=1$ u.a.m. $m=N+1$

KONDENZ

9. előadás (10.08.)

$$q_m = m \frac{2\pi}{Na}$$

$$m \in \left[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right]$$



a görbe más HF-eknél is lesznek.

↑
a nagy a múltban

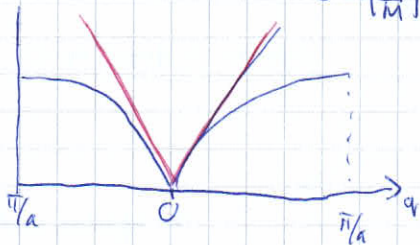
A részleges egyenlet: $M\ddot{u}_n = -D(2u_n - u_{n-1} - u_{n+1}) = Da^2 \frac{u_{n+1} - u_n}{a} - \frac{u_n - u_{n-1}}{a} \approx$

$$\approx Da^2 \frac{\partial^2 u_n}{\partial x^2}$$

Legyen $M = \rho a^3$ és $\epsilon = Da/a \Rightarrow \rho \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \epsilon \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}$ 1D-s hullóegyenlet.

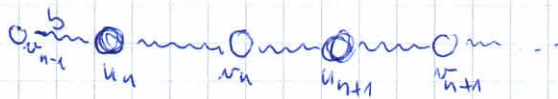
a megoldás a 1D-s hullóegyenlet: $u(x,t) = u_0 e^{i(\omega t + q x)}$

ahol $\omega = \left(\frac{D}{M}\right)^{1/2} a |q| = \omega_0 a |q|$



Itt q-ra jár a nagy közelítés, de ez a hullóegyenlet már összekapcsolja a részleges egyenletet, akkor már számítanék a részletek

Többfajta tény azelőtt mi van?



$$M_1 \ddot{u}_n = -D(2u_n - u_{n-1} - u_{n+1})$$

$$M_2 \ddot{v}_n = -D(2v_n - u_{n+1} - u_n)$$

HF: $u_{n+1} = u_n$
 $v_{n+1} = v_n$

Keresjük a megoldást $u_n = u(q) e^{i(\omega t + q a n)}$
 $v_n = v(q) e^{i(\omega t + q a n)}$

alább!

használat

Levin:

$$\begin{aligned}
 -\omega^2 M_1 u(q) &= -2D u(q) + D(1 + e^{-iqa}) u(q) \\
 -\omega^2 M_2 u(q) &= -2D u(q) + D(1 + e^{-iqa}) u(q)
 \end{aligned} \Rightarrow$$

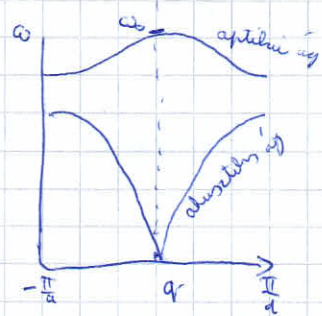
$$\Rightarrow \begin{vmatrix} 2D - \omega^2 M_1 & -2D e^{-iqa/2} \cos\left(\frac{qa}{2}\right) \\ -2D e^{iqa/2} \cos\left(\frac{qa}{2}\right) & 2D - \omega^2 M_2 \end{vmatrix} = 0$$

A megoldás egy feltétel teljesítése mellett.

Legyen $\omega_0^2 = 2D \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)$ $\delta^2 = 4 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \leq 1$

akkor a megoldás: $\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \omega_0^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - \delta^2 \cos^2\left(\frac{qa}{2}\right)} \right)$

$$\omega_{\pm}^2(q = \pi/a) = \frac{1}{2} \omega_0^2 (1 \pm \sqrt{1 - \delta^2})$$



Az akusztikus ágak megfigyelése egyenlő és különböző irányokból.

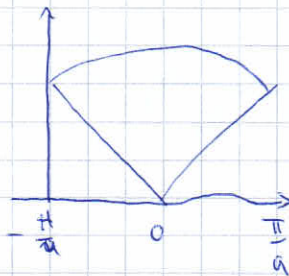
Az optikai ágak vizsgálata a fény interferenciájának során.

Mit van, ha $\delta = 1$, akkor a két társas megfigyelés?

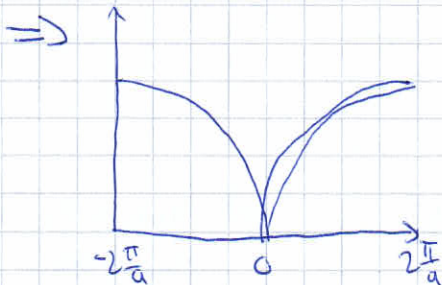
$$\omega_{\pm}^2(\delta \rightarrow 1) = \frac{2D}{M} \left(1 \pm \cos\left(\frac{qa}{2}\right) \right)$$

itt jelen a gap az 0.

$$\omega_{\pm} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2D}{M}} \left| \cos\left(\frac{qa}{4}\right) \right| \\ \sqrt{\frac{2D}{M}} \left| \sin\left(\frac{qa}{4}\right) \right| \end{cases}$$



a optikai ágak elhelyezése



(Azaz van a 2-es zóna, amit nem jó eloir feltétel realizálni.)

⇒ ismerkedés az elektronok m.o.-t

A'Utalmos eset: atomok a húr tulajdon kimoszódásaitól.

$$h(m, \mu, t) = \underline{R}_m + \underline{v}_\mu + \underline{u}(m, \mu, t) \leftarrow \text{mennyi a kimoszódás}$$

↑
helyén érte

↑
vadász helyül helyén atom $(\mu=1, 2, \dots, p)$

energia: $\phi = \phi_0 + \sum_{\substack{m, n \\ \alpha, \beta \\ \mu, \nu}} \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_m, \underline{R}_n) u_\alpha^\mu(\underline{R}_m) u_\beta^\nu(\underline{R}_n)$

u. sz. az első felület tag
még, majd utána $u = \epsilon \cdot u \rightarrow$
jelölés van.

átmenet: $\phi = \phi_0 - \sum \frac{1}{\eta} D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_m, \underline{R}_n) (u_\alpha^\mu(\underline{R}_m) - u_\alpha^\mu(\underline{R}_n)) (u_\beta^\nu(\underline{R}_m) - u_\beta^\nu(\underline{R}_n))$

erő, az erő: $F_\alpha^\mu(m) = - \sum_{n, \nu, \beta} D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_m, \underline{R}_n) u_\beta^\nu(\underline{R}_n)$

és $u = \text{const}$, akkor $F = 0$, ezért $\sum_{n, \nu, \beta} D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_m, \underline{R}_n) = 0$

A mozgás egyenlet: $M_\mu u_\alpha^\mu(\underline{R}_m) = - \sum_{n, \nu, \beta} D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_m - \underline{R}_n) u_\beta^\nu(\underline{R}_n)$

itt nem csak a kitérésre van
figyelmet, mert periodikus határok alatti
megoldások.

energia - megoldás $u_\alpha^\mu(\underline{R}_m) = \frac{1}{\sqrt{M_\alpha}} e^{i\omega t} e^{i\mathbf{q} \cdot \underline{R}_m} u_\alpha^\mu(\mathbf{q})$

bevezetés (kitérés - hely, kitérés), amiért:

$$\omega^2 u_\alpha^\mu(\mathbf{q}) = \sum_{\nu, \beta} \hat{D}_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\mathbf{q}) u_\beta^\nu(\mathbf{q}) \quad \text{ahol} \quad \hat{D}_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\mathbf{q}) = \frac{1}{\sqrt{M_\beta M_\alpha}} \sum_n D_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\underline{R}_n) e^{i\mathbf{q} \cdot \underline{R}_n}$$

ahát az egyenlet: $\det(\hat{D}_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\mathbf{q}) - \omega^2 \delta_{\alpha\beta} \delta_{\mu\nu}) = 0$

3 p x 3 p mátrix
s-é. problémái

A 3 p de megoldás $\omega_\lambda^2(\mathbf{q})$, s. v. $e_{\mu, \alpha}^{(\lambda)}(\mathbf{q})$

\mathbf{q} itt $\sim v$ Brillouin-területen van.

Az ált. megoldás: $u_\alpha^\mu(\underline{R}_m) = \frac{1}{\sqrt{M_\mu}} \sum_{\lambda, \mathbf{q}} e_{\mu, \alpha}^{(\lambda)}(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \cdot \underline{R}_m} Q_\lambda(\mathbf{q}, t)$

Q_λ -k a s. á.-k egyenletei, ezek már függetlenek inaktív a dinamikai:

$$\ddot{Q}_\lambda(\mathbf{q}, t) = -\omega_\lambda^2(\mathbf{q}) Q_\lambda(\mathbf{q}, t)$$

itt is teljesül az egyszerűen független mozgás normál módusok, a valós mozgás csak irány
Az el- és a húr egyenlet már egyszerűen (esd. utóbbi egyenlet)

konstansok tulajdon, vagy a konstans oszcillátor csak t az egyszerűen energiát lehet fel
elleni jeleket: foton.

Nómin egy olyan rendszert, aminek a frekvenciája ω , hőmérséklete T !

Termodinamikai miatt az átlag energi $\langle E \rangle = \frac{\sum_n E_n e^{-\beta E_n}}{\sum_n e^{-\beta E_n}}$

ahol $\beta = \frac{1}{k_B T}$ és $Z = \sum_n e^{-\beta E_n}$

Értéke, vagy $-\frac{d}{d\beta} \ln Z(\beta) = \frac{1}{\sum_n e^{-\beta E_n}} \cdot \sum_n E_n e^{-\beta E_n} = \langle E \rangle$

Harmonikus oszcillátor esetén: $E_n = n\hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{2}$

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta(n\hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{2})} = \frac{e^{-\beta\frac{\hbar\omega}{2}}}{1 - e^{-\beta\hbar\omega}}$$

$$-\frac{d \ln Z}{d\beta} = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{d}{d\beta} \ln(1 - e^{-\beta\hbar\omega}) = \frac{\hbar\omega}{2} + \hbar\omega \frac{e^{-\beta\hbar\omega}}{1 - e^{-\beta\hbar\omega}}$$

↑
 részecske energia \rightarrow ezt elhagyjuk, mert T független

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

Bose-Einstein eloszlás oszcillátoron:

$$n = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

A részecske energiája nem mindig a főkvantumszámjához egyenlő.

DE! Ha megváltozik D , akkor megváltozik ω , akkor megváltozik a részecske energiája, tehát ha a kristályparaméter is megváltozik, akkor nem n is leüleltetve.

KONDENZ

10. előadás (10.12.)

Boltzmann-eloszlás: $N_n \sim e^{-\beta \epsilon_n}$

ahogy $Z = \sum_n e^{-\beta \epsilon_n}$ akkor az energiák átlaga: $\langle E \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z$

harmonikus oszcillátor: $\epsilon_n = n \omega \hbar + \frac{\eta \omega}{2}$

$$\Rightarrow \langle E \rangle = \frac{\eta \omega}{e^{\beta \eta \omega} - 1}$$

ha Bose-Einstein-eloszlás $n = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega} - 1}$, akkor legyen, mint $\langle E \rangle = \hbar \omega n$

de az itt csak formális

is van függ a T-től, de így a lejárá T → 0 esetén nem lesz 0, ami ellentmond a III. főtételnek

(vagy Einstein-féle lejárá, de ez ritkán csak előz.)

feladat: vehetünk nem 1 részecskét van, hanem sok. Mindannyian q_1 és λ jellemzői közül csak egyet használunk, ezért minden q_1 és λ megfigyelésen keresztül lehet

$$\frac{1}{V} \sum_{q_1, \lambda} \phi(\omega_\lambda(q_1)) = * \quad \text{csak azok a } q_1\text{-k jöh. amik teljesítik}$$

az ϕ bármely megfigyelés adata
az egyes állapotok sűrűsége:

a rendszer HF-et:

$$\Delta^3 q = \left| \frac{b_1}{N_1} \frac{b_2}{N_2} \frac{b_3}{N_3} \right| = \frac{v_c}{N} = \frac{(2\pi)^3}{vN} = \frac{(2\pi)^3}{V}$$

azaz, a q_1 -ra való \sum integrálást váltóval:

$$* = \sum_\lambda \int \frac{d^3 q_1}{(2\pi)^3} \phi(\omega_\lambda(q_1)) = *$$

Általában az a megfigyelés csak ω -n keresztül függ q_1 -től, tehát az integrálhalmazt átírni némi változással:

Vegyük a $\omega_\lambda(q_1) = \text{const}$ felületeket! "Eredőtérlogaritmus": $\Delta V = g(\omega) d\omega$
ahol $g(\omega)$ az állapotcsűrűség.

$$* = \sum_\lambda \int g(\omega_\lambda) \phi(\omega_\lambda(q_1)) d\omega_\lambda$$

Ezek a felületek általában bonyolultak, DE TFH: $\omega_\lambda(q_1) = c_\lambda |q_1|$ (Debye)

ehhaz a gáztérlogaritmus: $g(\omega_\lambda) d\omega_\lambda = \frac{4\pi q^2 dq}{(2\pi)^3} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{1}{c_\lambda^3} \omega_\lambda^2 d\omega_\lambda$

$$\Rightarrow g(\omega_\lambda) = \frac{1}{2\pi^2 c_\lambda^3} \omega_\lambda^2$$

3 részecské van: $g(\omega_\lambda) = \left[\frac{1}{c_\lambda^3} + \frac{2}{c_\lambda^3} \right] \omega_\lambda^2 = \frac{3}{2\pi^2} \frac{\omega_\lambda^2}{c_\lambda^3} \leftarrow$ Debye-féle befűzési sűrűség

nyar, vagy a dimenzió nem létezik, de sejtjük meg, hogy csak a B-zórálnak van:

$$\omega_D = c_D q_D$$

ahol q_D annak a gömbnek a sugara, amelynek a térfogata u. a. mint a B-zóráé: $\frac{4\pi q_D^3}{3} = \frac{(2\pi)^3}{\nu}$

$$\text{vagy } g(\omega) = \begin{cases} \frac{3}{2\pi^2} \frac{\omega^2}{c_D^3} & \text{ha } \omega < \omega_D \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases}$$

$$\text{Ekkor: } \langle E \rangle = V \int_0^{\omega_D} \frac{\hbar \omega^3}{e^{\hbar \omega} - 1} \cdot \frac{3}{2\pi^2 c_D^3} d\omega = V \frac{(k_B T)^4}{\hbar^3} \frac{3}{2\pi^2 c_D^3} \int_0^{\frac{\hbar \omega_D}{k_B T}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

és használjuk, de hirtelen csak a határeseteket

$$T \rightarrow 0 \text{ esetén az integrál nagyon nagy, tehát } \langle E \rangle \sim T^4$$

$$\Rightarrow C_V \sim T^3 \text{ ez nem jár a III. feltétel.$$

(mivel $\langle E \rangle$ -ben szerepel \hbar , ez kvantumszerű jelenség.)

Fontos tény: a III. feltétel a kvantummechanika következménye, klasszikus fizikából nem jönne ki.)

$$T \rightarrow \infty \text{ amit integrálni kell az hiszi } \Rightarrow \frac{x^3}{e^x - 1} \approx \frac{x^3}{1 + x - 1} = x^2$$

$$\langle E \rangle = V \frac{(k_B T)^4}{\hbar^3} \frac{1}{2\pi^2 c_D^3} \left(\frac{\hbar c_D}{k_B T} \right)^3 * = V k_B T \frac{1}{2\pi^2} q_D^3 = V k_B T \frac{1}{2\pi^2} \frac{6\pi^2}{\nu} =$$

$$\approx 3 k_B N T$$

$$C_V = 3 k_B N \text{ ez a klasszikus fajhő.}$$

*: mivel kicsi \hbar , min kvantum hatás, tehát minden kell kapni a klasszikus eredményt. Jéé téglalap azt képtelen minden!

A legáltalánosabb anyagnál ez nem meglepő eredmény, és jó közelítés

KONDENZ

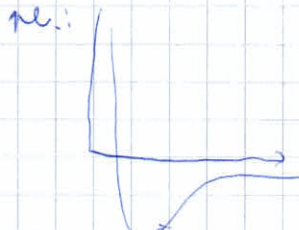
11. előadás (10.15.)

határozás:

$$\langle u \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} u e^{-\beta \phi(u)} du}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta \phi(u)} du}$$

am $\phi(u) = \phi_0 + \frac{p}{2} u^2$, de ebben a feltételben $\Rightarrow \langle u \rangle = 0$.

azonosítás, közelítés még egyszerűbb \Rightarrow függvények kell válni az anharmonicitás



itt közelítetünk u^2 -tel, de valójában nem az.

Legendre-jelölés - potenciálról van szó, ami $\frac{1}{2} p u^2$ és $\frac{1}{2} k u^3$ egyenlő
 tényleg, de nem az csak a tény

anharmonicitás: $\phi(u) = \phi_0 + \frac{p}{2} u^2 - \alpha u^3$ ← α kicsi

$$\langle u \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -u e^{-\beta \frac{p}{2} u^2} (1 + \beta \alpha u^3) du}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta \frac{p}{2} u^2} du}$$

← ez a képletet egyszerűsítjük

ezt már helyes = $\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \beta \alpha u^4 e^{-\beta \frac{p}{2} u^2} du}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta \frac{p}{2} u^2} du} = x$

egyszer $x = \sqrt{\frac{\beta D}{2}} u$

$$x = \frac{\beta \alpha}{\left(\frac{\beta D}{2}\right)^2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx} = \frac{\alpha}{D^2} C k_B T$$

szóval a határozatlan érték: $\alpha \Rightarrow \frac{C k_B}{D^2} = konst.$

a III. FT. miatt amek is 0-ban kék leve $T \rightarrow 0$ esetén.

még lehetne a csőben kényszerítés is, de bonyolult.

akár az eltolódás hőmérsékletének kell jönnie
 az $\alpha \rightarrow \beta$ helyett.

Magneton

e^- mozgásos tétel:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m v^2 + q v_i A_i(\underline{r}(t)) - q \phi(\underline{r}(t))$$

$$\frac{d}{dt} p_j = \frac{d}{dt} m v_j + q A_j(\underline{r}(t)) = m a_j + q \frac{\partial A_j}{\partial t} + q v_i \frac{\partial A_j}{\partial r_i}$$

$$F_j = q v_i \frac{\partial A_i}{\partial r_j} - q \frac{\partial \phi}{\partial r_j}$$

EL egyenlet:

$$m a_j + q \left(A_j + \frac{\partial \phi}{\partial r_j} \right) + q v_i \left(\frac{\partial A_j}{\partial r_i} - \frac{\partial A_i}{\partial r_j} \right) = 0$$

\uparrow $-E_j$ \uparrow $-(\underline{v} \times \underline{B})_j$
 \uparrow E -erő \uparrow Lorentz-erő

Hamilton-fü:

$$H = v_i p_i - \mathcal{L} = \frac{1}{2m} (\underline{p} - q \underline{A})^2 + q \phi$$

$$\text{vagy } H_e = \frac{1}{2m_e} (\underline{p} + e \underline{A})^2 - e \phi$$

Homogén mágneses tétel: $\underline{A} = \frac{1}{2} \underline{r} \times \underline{B}$ és $\underline{B} = \text{rot } \underline{A}$, $\text{div } \underline{A} = 0$

$$\text{evezir H-en: } H = \frac{1}{2m_e} \underline{p}^2 + \frac{e}{2m_e} \underline{L} \cdot \underline{B} + \frac{e^2}{8m_e} (\underline{B} \times \underline{r})^2$$

$$\frac{e}{2m_e} \underline{B} \cdot (\underline{r} \times \underline{p}) = \frac{e}{2m_e} \underline{B} \cdot \underline{L} = \frac{e}{2m_e} \underline{B} \cdot \hbar \underline{L}$$

$$\text{teljes: } H = \frac{1}{2m_e} \underline{p}^2 + \mu_B \underline{L} \cdot \underline{B} + \frac{e^2}{8m_e} B^2 r^2$$

$$\text{ahol } \mu_B = \frac{e \hbar}{2m_e} \quad \text{Bohr-magneton.}$$

De van spin, ahhoz a vektorok tegy: $\mu_B (\underline{L} + g \underline{S}) \cdot \underline{B}$ ahol $g \approx 2$

szok eldönteni a vektorok tegy ki tud spin, de nagy ahhoz az e^- -k rendelkezik, egy kicsit spin, de a halmaz tegy mindig van

\Rightarrow diaferensz egy mindig jelen van

(a klasszikus képlek a diaferensz egy jelen ki (csak eldön),
 hanem is látszik, hogy mindig benne van.)

Meg kell vizsgálni a.a. jelleget, mit a abszolútum: adott T-n vagy a
 mágnesezés?

$$M = \frac{1}{V} \frac{\sum_i m_i e^{-\frac{E_i(B)}{k_B T}}}{\sum_i e^{-\frac{E_i(B)}{k_B T}}}$$

$$\text{Legyen } F = -k_B T \ln \left(\sum_i e^{-\frac{E_i(B)}{k_B T}} \right) \quad (\text{munka mennyiség})$$

$$\text{Mivel } E_i = -m_i B \text{ ezért } \frac{dF}{dB} = -VM$$

(Ezeretén adódik.)

Goldend)

létező terméktől az alábbi $M = -\frac{1}{V} \frac{dF}{dB}$

innen a susceptibilitás: $\chi' = \frac{dM}{dB}$

(ahol, egy derivált egyenlőség:
 $\chi = \frac{dM}{dT}$, így $\chi = \mu_0 \chi'$)

tehát a diámagyűjtés esetén:

$$F_1 = -k_B T \ln \left(e^{-\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{B^2 \langle v_{\perp}^2 \rangle}{k_B T}} \right) \underset{B \text{ kicsi}}{\sim} \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} B^2 \langle v_{\perp}^2 \rangle$$

ahol e^- -nál: $F = N \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} B^2 \langle v_{\perp}^2 \rangle$

$$\chi' = -N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \langle v_{\perp}^2 \rangle \quad \text{ahol } N = \frac{N_0}{V}$$

amint tudjuk, hogy χ
a diámagyűjtésnél $\chi < 0$.

gömbösített részecske esetén: $\langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle v^2 \rangle$

$$\Rightarrow \text{ah} \langle v^2 \rangle \approx a_0^2$$

ehhöz az invariáns eredmény: $\chi = -N \frac{e^2 \mu_0}{6\pi\epsilon_0} a_0^2$

KONDENZ

12. előadás (10.19.)

Mi a paramágnesesség klasszikus leírása:

TFA van az atomok egy μ nagyságú momentuma.

Számoljuk ki Z -t:

$$Z = \int e^{\frac{\mu B}{k_B T}} d\Omega$$

azt kell átírni némi integrálra, mert a lehetséges állapotok csak, amelyek B -hez képest szimmetrikusak.

$$Z = 2\pi \int_0^\pi e^{\frac{\mu B}{k_B T} \cos\theta} \sin\theta d\theta$$

itt a kitételezés - először mint x legyen, majd x nem elválik

$$Z = 2\pi \int_{-1}^1 e^{\frac{\mu B}{k_B T} x} dx = 4\pi \frac{k_B T}{\mu B} \frac{e^{\frac{\mu B}{k_B T}} - e^{-\frac{\mu B}{k_B T}}}{2} = 4\pi \frac{k_B T}{\mu B} \operatorname{sh}\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right)$$

$$F_N = -k_B T \ln\left(4\pi \frac{k_B T}{\mu B} \operatorname{sh}\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right)\right)$$

$\operatorname{sh} x \approx x + \frac{x^3}{6}$
 $\ln\left(1 + \frac{\operatorname{sh} x}{x}\right) \approx \frac{x^2}{6}$

$$F \approx -N \frac{\mu^2 B^2}{k_B T} \Rightarrow X = \mu_0 h \frac{N \mu^2}{6 k_B T} \leftarrow \text{klasszikus paramágnesesség}$$

Lagrange-függvény: $L(x) = -\frac{d}{dx} \ln\left(\frac{\operatorname{sh}(x)}{x}\right) = -\frac{1}{x} + \frac{ch\ x}{sh\ x}$

ezt ki kellene választani a Lagrange-függvény: $\langle \mu \rangle = \mu L\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right)$ (ide, vagy normalizáció)

Miért egy megoldás, kvantum:

$$H = \sum_i \left[\frac{1}{2m_e} (p_i^2 + \mu_B (L_i + g_e S_i)) B + \frac{e^2}{8m_e} B^2 \frac{1}{2} \right]$$

Vegyük figyelembe a második tagot: az első \exists mellett.

$$\mu_B (L_j + g_e S_j) = \mu_B g_j J_j \Rightarrow H_L = \mu_B g_j J_z B$$

$$g_j J_z \in \{ -J, -J+1, \dots, J-1, J \}$$

És $2J+1$ eset \Rightarrow analitikusan leírható:

$$Z = \sum_{J_z = -J}^J e^{-\beta E_0} e^{-\beta g_j \mu_B J_z B} = \frac{e^{-\beta E_0} e^{-\beta g_j \mu_B (2J+1) B} - 1}{e^{-\beta g_j \mu_B B} - 1} = e^{-\beta E_0} \frac{\operatorname{sh}(\beta g_j \mu_B (J+\frac{1}{2}) B)}{\operatorname{sh}(\beta g_j \mu_B \frac{B}{2})}$$

A magnetizáció: $M = -\frac{1}{V} \frac{dF}{dB} = n g_j \mu_B J B_j (\beta g_j \mu_B J B)$

ahol $B_j := \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J+1}{2J}\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2J}\right)$
 Brillouin-függvény

Mivel $P_{\uparrow}(x) \approx \frac{\uparrow+1}{\uparrow} \frac{\Delta}{3}$ és x -ekre

$$\Rightarrow \chi = n \mu_B \frac{g^2 \mu_B^2 \uparrow(\uparrow+1)}{3k_B T} \leftarrow \text{Curie-törvény} \quad (\text{a lineárisan valószínűleg a végtelenig érvényes})$$

az elemi mágneses momentumok száma a Curie- χ -T

KONDENZ

13. előadás (10.26.)

A páros és diszperzió nem függvény a hőmérséklet, mert nem születte a négyeszettség egyenlő való k.h.-jával.

X-y modell: eredetileg néhány véges domain van, de az eredeti 0. külső végesen és határon beállhat egy újsz, amit van maximum

Legy is kevés új: attól függ, hogy a terület négyeszettség előtt közzétett van vagyis lesz, vagy meg.

a hőmérséklet jelen való hőmérséklet energiáján a beáramló terület \Rightarrow

\Rightarrow trafótor lényegesen csökken

\Rightarrow van egy kritikus négyeszettség alatti négyeszettség ~ 1000 .

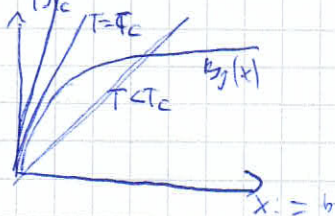
\Rightarrow erős négyeszettség van egy kritikus H, amivel gyorsan átállunk \rightarrow négyeszettség terület

Hoggy ellet utánadoktor ellet:

a mielőtt van alapján: $M = n g_j k_B \int B_j \left(\frac{g_j k_B \int B_j}{k_B T} B \right)$

igen én, de B több részről jár: külső ter + átállási és álló ter

$B_{eff} = \mu_0 H_e + \Delta M \Rightarrow M = n g_j k_B \int B_j \left(\lambda \frac{g_j k_B \int B_j}{k_B T} M \right)$ (ha $H_{külső} = 0$)



A 0 téri megoldás, és ha $T < T_c$, akkor van egy másik megoldás is, tehát külső ter nélkül is ellet négyeszettség

keresni meg $T_c - T$:

mivel $\frac{dB_j}{dx} = \frac{\beta + 1}{\beta}$

ezért $n g_j^2 k_B^2 \int \lambda \frac{\beta + 1}{\beta} \frac{1}{k_B T_c} = 1 \Rightarrow$ ha megkeresjük $T_c - T$, ΔT megvan ellet nemek.

ha az ellet négyeszettség átállási dipólisokból képződik el, akkor képződhet, degy megvan kétszer kétszer \Rightarrow ellet négyeszettség ΔT négyes

DE a mielőtt \rightarrow a mielőtt Δ bizonyos nem egyenlő.

van a kvantitatív négyeszettség ellet, ami rajta járva van (a Pauli-ellet és a külső)

KONDENZ

19. előadás (11.05.)

T_c fölött a lemezes parafugókat vizsgáljuk.

$$M = n g_j M_b \int \left[\frac{g_j k_b T}{k_b T} (N_0 H + \lambda M) \right] \frac{7+1}{59}$$

$$\Rightarrow M = \frac{n g_j^2 M_b^2 (7+1)}{5} \frac{k_c}{k_b T} H + \frac{k_b T c_M}{k_b T} M \Rightarrow M = \underbrace{\frac{n g_j^2 M_b^2 (7+1)}{5(T-T_c)}}_{\lambda} M H$$

A rendelkezésünkre álló $\frac{1}{T}$ helyett itt $\frac{1}{(T-T_c)}$ -et veszünk, mert az 0 -hoz nem közelítünk, hanem T_c -hez nem.

Mi van T_c alatt?

$$M = n g_j M_b \int \left(\lambda \frac{g_j k_b T}{k_b T} M \right)$$

parafugó: $n \frac{g_j^2 M_b^2 (7+1)}{5} \frac{k_c}{k_b T} H + \frac{k_b T c_M}{k_b T} M + A M^3$ ↑
nem egyenlő

ha $H=0 \Rightarrow M = \frac{k_b T c_M}{k_b T} M + A M^3 \Rightarrow M \sim (T_c - T)^{1/2}$

ha $T=T_c$ és $H \neq 0$: $M \sim H^{1/3}$

Landau-elvétel

terjedelmű minden részecske fizikailag lehetséges, de az az a részecske, amely a legkisebb energiájú állapotban van.

Legyen a szabad energia a rendezettség függvénye: $F(M)$

F minimum M maximum $\Rightarrow F = F_0 + A(T) M^2 + \frac{B(T)}{2} M^4$ (A és B függ T-től, de az nem árt.)

ha $A(T) > 0$, akkor F -nek egy minimuma van $M=0$ -ban
 ha $A(T) < 0$, akkor F -nek két minimuma van, $\pm M_0$ -ban. \Rightarrow az egyenletet kvadrátus reprezentációval lehet megoldani.

\Rightarrow legyen $A(T) = a(T - T_c)$

$B = \text{const} > 0$

Az egyenlet megoldása: $M = \pm \sqrt{-\frac{A(T)}{B}} \Rightarrow M \sim \sqrt{T_c - T}$

jól, mert látható az elvétel is!

de van nagy nagyságú τ is, akkor

$$\frac{F}{V} = \rho + A(T)M^2 + \frac{B}{2}M^4 - \kappa_0 M H$$

ahol, ha $T > T_c \Rightarrow M = \frac{\kappa_0 H}{2A(T - T_c)}$ fél ért is az elcsúszás lejtés

T_c alatt:

$$2A(T)M + 2BM^3 = \kappa_0 H \Rightarrow 2A(T) \frac{dM}{dT} + 6BM^2 \frac{dM}{dT} = \kappa_0$$

$$\text{mivel } M \sim -\frac{A(T)}{B} \Rightarrow \chi_M = -\frac{\kappa_0}{4A(T)}$$

$T = T_c$ esetén $M \sim H^{1/3}$ fél ért is lejtés

skálázásvizsgálat:

$$\begin{aligned} C(T) &\sim |T - T_c|^{-\alpha} \\ \chi(T) &\sim |T - T_c|^{-\beta} \\ M(T) &\sim |T_c - T|^\gamma \\ M(H) &\sim H^{1/\delta} \end{aligned}$$

skálázás miatt:

$$\begin{aligned} \alpha + 2\beta + \gamma &= 2 \\ \beta &= \beta(\delta - 1) \end{aligned}$$

A kritikus exponensek között összefüggés van.

$$t := \frac{T - T_c}{T_c}$$

A skálázási képlet: $F(\lambda^a t, \lambda^b H) = \lambda F(t, H)$

A lejtés általában van, de az α érték, hogy az milyen mikroscópius jellegű eredmény.

Er van nagyon kicsi.

Gürbű - Landau - skálázás

A skálázási képletet kell venni a domain felület energiát.

(analízis: felületi energiát)

$$F = F_0 + \int [A(T)M^2 + \frac{B(T)}{2}M^4 + e^{-a} a |\nabla M|^2] dV$$

← az a tény "létezik" 😊

e dinamikai kölcsönhatás, az dinamikus jelleg, nemlétezően ahogy a egyenlet képlet is egyenlet felület F-jellegű jellegű.

Egyenlet esetén $\frac{\delta F}{\delta M} = 0$

Érték az egyenlet, az időjellegű TFH $\frac{\partial M}{\partial t} = D \frac{\delta F}{\delta M}$

Ising-modell: az egyenlet akkor van, de nem lehet az egyenlet értéke legyen. Hogy a jele minire csak 2D-ben.

Elektronok periodikus térben

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(\underline{r}) \right] \psi = E \psi$$

periodikus Vesztes: $V(\underline{r} + \underline{R}_n) = V(\underline{r})$

Azt hiszem, hogy $\psi(\underline{r}) = \psi(\underline{r} + \underline{R}_n)$, de \rightarrow túl sok megoldás lesz!

Egyszerűsített TFH: $\psi(\underline{r} + \underline{R}_n) = e^{i \underline{k} \cdot \underline{R}_n} \psi(\underline{r})$

ingyenes megoldás $\langle A(\underline{r} + \underline{R}_n) \rangle = \langle A(\underline{r}) \rangle$

Laplace - transzlációs operátor: $\hat{T}(\underline{R}_n) \psi(\underline{r}) := \psi(\underline{r} + \underline{R}_n)$

periodikus Vesztes: $\hat{T}(\underline{R}_n) (\hat{H}(\underline{r}) \psi(\underline{r})) = \hat{H}(\underline{r} + \underline{R}_n) \psi(\underline{r} + \underline{R}_n) = \hat{H}(\underline{r}) \hat{T}(\underline{R}_n) \psi(\underline{r}) \Rightarrow [\hat{T}(\underline{R}_n), \hat{H}(\underline{r})] = 0$

\Rightarrow közös sajátérték rendelhető

konjugált

$\hat{T}(\underline{R}_n) \psi(\underline{r}) = c(\underline{r}) \psi(\underline{r})$ azaz, periodikus megoldást

mivel $\hat{T}(\underline{R}_1) \hat{T}(\underline{R}_2) = \hat{T}(\underline{R}_2) \hat{T}(\underline{R}_1) \Rightarrow \hat{T}(\underline{R}_1) \hat{T}(\underline{R}_2) = \hat{T}(\underline{R}_1 + \underline{R}_2)$

azért $c(\underline{R}_1) c(\underline{R}_2) = c(\underline{R}_1 + \underline{R}_2) \Rightarrow c(\underline{R}_n) = e^{i \underline{k} \cdot \underline{R}_n}$ alakú

\underline{k} -nak értékeit csak a Brillouin - zónákban van. (Ez az azonosított u. a. zóna)

Első a saját funkció: $\hat{H}(\underline{r}) = e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} u(\underline{r})$ ahol $u(\underline{r}) = u(\underline{r} + \underline{R}_n)$

u konstansnak itt csak jó, hogy u-nak periodikusnak kell lennie

Mivel $\nabla (e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} u(\underline{r})) = i \underline{k} u(\underline{r}) e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} + e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} \nabla u(\underline{r}) = e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} (i \underline{k} + \nabla) u(\underline{r})$

széles a Schr. - egyenlet:

$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} (i \underline{k} + \nabla)^2 + V(\underline{r}) \right] u_{\underline{k},n}(\underline{r}) = E_n(\underline{k}) u_{\underline{k},n}(\underline{r})$ Bloch - egyenlet

Mivel $\int \phi_{\underline{k}_1}^* \phi_{\underline{k}_2} dV = \int \phi_{\underline{k}_1}^*(\underline{r} + \underline{R}_n) \phi_{\underline{k}_2}(\underline{r} + \underline{R}_n) dV = e^{i(\underline{k}_2 - \underline{k}_1) \cdot \underline{R}_n} \int \phi_{\underline{k}_1}^*(\underline{r}) \phi_{\underline{k}_2}(\underline{r}) dV$

az azonos, ha különböző \underline{k} -khoz az ortogonalitás

periodikus határfeltétel (az nem lenne szükség, de így az elektronok miatt képezhetünk)

$\psi(\underline{r} + N \cdot \underline{a}_i) = \psi(\underline{r})$ azaz $\psi(\underline{r}) = e^{i \underline{k} \cdot \underline{r}} u(\underline{r})$ akkor a feltételből

$\underline{k} \cdot N \cdot \underline{a}_i = 2\pi k_i$

ahol: $|\Delta \underline{k}| = \frac{(k_1 + k_2) \cdot k_3}{N_1 N_2 N_3} = \frac{(2\pi)^3}{V_0 N}$

KONDENZ

19. előadás (11.09.)

Ezen az órán nem valten, de az anyag megértéséhez szükséges a kövi óra eljelen

KONDENZ

16. előadás (11.12.)

Maximális elektron energiája: $E_F(k) = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + G_1)^2$

az egy parabolára, amit be kell fejtgetni a Brillouin-zónába (látna)

a zónán a degenerátus pontoknál szintén márt ez tiltott zóna

Pauli-elv:

n részecske, egymást kölcsönösen kizáró

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) = \Psi_1(r_1) \Psi_2(r_2) \dots \Psi_n(r_n)$$

Pauli elv azt írja elő a kérésre: $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) = \Psi(r_2, r_1, \dots, r_n) \cdot (-1)$

de a fenti azt nem teljesíti DE

Slater-determináns!

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) = \begin{vmatrix} \Psi_1(r_1) & \Psi_1(r_2) & \dots & \Psi_1(r_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_n(r_1) & \Psi_n(r_2) & \dots & \Psi_n(r_n) \end{vmatrix}$$

Így van antiszimmetria az Ψ (-1) -gyel szemben, illetve, ha

azt nem v. a \Rightarrow a $\frac{1}{2}$ -os spin-reprezentáció nem lehetett ugyanabban az állapotban.

Fermi-Dirac eloszlás:

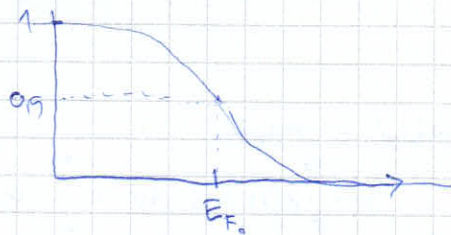
$$f_0(E_n(k)) = \frac{1}{e^{(E_n(k) - \mu)/k_B T} + 1}$$

ahol $\mu(T)$ a kémiai potenciál

$$T=0 \text{ esetén } f_0(E_n(k)) = 1$$

$$T \text{ nagy esetén } f_0(\dots) = 0$$

\Rightarrow



Fermi energi

(Szóval a Fermi energiát képviselő a kémiai potenciál hője)

Az f változása nagy része E_F környezetében van.

Hogyan tudjuk N -t? Tudjuk, hogy N elektron van, és egy állapot

$$\sum_{\underline{k}} \sum_n f_0(E_n(\underline{k})) = N$$

Először elvileg kiszámolható egy $\rho(T)$.

A \underline{k} -k diszkrét értékeket vesznek fel a B -zónában, de lesznek intervallumok

$$\sum_{\underline{k}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k$$

$$\text{tehát } \Delta N = \rho(E) \Delta E$$

↑ állapotcsere (E \rightarrow E + ΔE között egy állapot van)

2b. Szélesség:

$$\sum_n \sum_{\underline{k}} g(\epsilon_n(\underline{k})) = \sum_n \frac{V}{(2\pi)^3} \int g(\epsilon_n(\underline{k})) d^3k = V \int g(\epsilon) \rho(\epsilon) d\epsilon \quad (A (2\pi)^3 \text{-t bele vettük } \rho(\epsilon) \text{-be.)}$$

megyjen $\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, akkor $k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \epsilon}$.

Ezen körrel $dN = 4\pi k^2 dk = 4\pi \frac{2m}{\hbar^2} \epsilon \cdot \frac{1}{2} \frac{2m}{\hbar^2} d\epsilon$

$$\Rightarrow \rho(\epsilon) = 2 \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \epsilon \right) \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \epsilon}} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{\epsilon}$$

A feltétel az, nemzed, hogy $V \int_0^{\epsilon_F} \rho(\epsilon) d\epsilon = N$

$$\Rightarrow \frac{N}{V} = n_e = \frac{2}{3} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon_F^{3/2} \Rightarrow n_e = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon_F$$

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$$

Végül Fermi-szint (WTF???)

$$n_e = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\epsilon}}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_F}{k_B T}} + 1} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} d\epsilon$$

ahol egyenlő a megjelölés $n(T) = \epsilon_F \left(1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \right)$ ahol $k_B T_F = \epsilon_F$

de

az az nem tudom miről volt, de azért volt értelme, hogy lássuk, hogy még T esetén N is ϵ_F között van valami kompenzáció

Sommerfeld - módszer

$$\langle g \rangle = \int_0^{\infty} g(\epsilon) f_0(\epsilon) d\epsilon = \int_0^{\infty} G'(\epsilon) \left(-\frac{d f_0}{d\epsilon} \right) d\epsilon \quad \text{ahol } G' = g \text{ és } G(0) = 0.$$

$\frac{d f_0}{d\epsilon}$ általában mindig 0 körüli ϵ_F környékén

G-t Taylor-sorozzuk: $G(\epsilon) \approx G(\mu) + (\epsilon - \mu) G'(\mu) + \frac{1}{2} (\epsilon - \mu)^2 G''(\mu) + \dots$

Mivel $\int_0^{\infty} \frac{d f_0}{d\epsilon} d\epsilon = 1$, + mivel $\frac{d f_0}{d\epsilon}$ páros, ezért a parti integrál:

$$\langle g \rangle = G(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 G''(\mu) + \dots = \int_0^{\mu} g(\epsilon) d\epsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \frac{dg}{d\epsilon} \Big|_{\mu} + \dots$$

Az energia mértékéértéke az előzőek alapján:

$$\frac{\langle E \rangle}{V} = \int_0^{\infty} E S(E) dE + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \frac{d}{dE} (E S(E)) \Big|_0 =$$

$$= \frac{1}{5\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mu^{5/2} + \frac{1}{8} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (k_B T)^2 \mu^{-1/2}$$

\Rightarrow elektron hőkapacitása: $C_V(T) = \delta T$

$$C_V(T) = C_V^e(T) + C_V^l(T) = \delta T + AT^3$$

az egyenlet a mérésével,

irányosban tudunk még egy $\Delta E = \pm \frac{1}{2} g \mu_B B$ változást

az állapot sűrűség miatt: $S_{\pm}(\epsilon) = S(\epsilon \pm \frac{1}{2} g \mu_B B)$

de most integrálunk nem változtató (19. oldalán a levezetés, de látszik is) előjeleket

A mágnesezettség:

$$M = \frac{1}{2} g \mu_B (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) = \frac{1}{2} g \mu_B \int_0^{\infty} \frac{dS(E)}{dE} f_0(E) dE =$$

$$= \dots = \frac{1}{4} g \mu_B^2 \chi_0(E_F)$$

$$\Rightarrow \chi_0 = \frac{1}{4} g \mu_B^2 \chi_0 S(E_F) = \frac{3}{8} \mu_0 \frac{g^2 \mu_B^2 k_F^3}{E_F}$$

Keretén jelenség

Kezünkben a Bloch-egyenletet leíró egyenletet. Ha létezik túlsó törés, akkor az egyenlet megoldásait el kellene távolítani ☹️

Druka egy kis munka nélkül adható leírás a rezonancia:

$$\left. \begin{aligned} \underline{j} &= \sigma \underline{E} && \text{(Ohm-törvény)} \\ \underline{j} &= e n \underline{v} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \underline{v} \propto \underline{E} \Rightarrow \text{molekulák mozgása vezet a jelenséghez.}$$

Ha itt az elektronok közötti relaxációs idő τ , akkor:

$$\underline{v} = \underline{a} \tau = \frac{e}{m_e} \underline{E} \tau \Rightarrow \underline{v} = \frac{e^2}{m_e} n \tau \underline{E} \quad \text{Drude-modell}$$

A periodikusított valószínűségi eloszlás alapján bevezetjük a σ a vezetési egyenletet (Földön leírás)

Mivel f és f_0 az E változója k -független, azonosított jellel meg:

$$f(k) = f_0(k) + \tau \frac{eE}{\hbar} \frac{df_0}{dE} \frac{dE}{dk} = f_0(k) + \tau e v \frac{df_0}{dE} E =$$

$$= f_0(k) + \left(\frac{df_0}{dE} \right) v (-eE) \tau$$

Altalános esetben: $\left[-\frac{e}{\hbar} (E + \mu \times B) \frac{df}{dE} + \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \frac{df}{dk} \right] \tau = f_0 - f$

bevezetve a $\hat{D} := -\frac{e}{\hbar} (E + \mu \times B) \frac{\partial}{\partial E} + \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \frac{\partial}{\partial k}$

$$\tau \hat{D} f = f_0 - f$$

TFH: $f = \sum_{n=0}^{\infty} (\tau \hat{D})^n f_0 \Rightarrow \sum_{n=1}^{\infty} (\tau \hat{D})^n f_0 = \sum_{n=0}^{\infty} (\tau \hat{D})^n f_0 - f_0$

($n=1$ esetén az pont a (2) lineáris)

A Fermi-Dirac-eloszlás:

$$f_0(k, \nu) = \frac{1}{e^{\frac{E(k) - \mu(T)}{k_B T}} + 1}$$

itt feltételeztük, hogy a helyettesítés a

T-ben jellel meg (groma megismerett)

egy semmit az ismeretlenek tanácsadóját,
de nem tudom mi az)

TFH $B=0$ és τ -ben kicsi közelítés:

$$f(k, \nu) = f_0 - \tau \hat{D} f_0 = f_0 - \tau \nu \frac{dT}{dk} \frac{df_0}{dT} - \frac{\tau e}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial E} = *$$

$$x := \frac{E(k) - \mu(T)}{k_B T} \Rightarrow \frac{\partial f_0}{\partial E} = \frac{df_0}{dx} = \frac{1}{k_B T} \frac{df_0}{dx}$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{\partial f_0}{\partial x} \frac{dx}{dT} = -\frac{\partial f_0}{\partial E} \left(\frac{E - \mu}{T} + \frac{d\mu}{dT} \right)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial E} = \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial E} = \hbar \nu \frac{\partial f_0}{\partial E}$$

Esetek beírása:

$$* = f_0(k) + \tau \left(-\frac{df_0}{dE} \right) v \left[-e \left(E + \frac{\nu \hbar}{e} \right) + \frac{E - \mu}{T} (-dT) \right] \quad (5)$$

Mit is akarunk kiszámítani?

névleges töltés: $\bar{J}_n = \frac{1}{V} \sum_k v(k) f(k) = \frac{1}{\hbar \pi^3} \int v(k) f(k) d^3k$

az elektronok árama: $\bar{J} = -e \bar{J}_n$

áramgyűrűk: $\bar{J}_E = \frac{1}{\hbar \pi^3} \int v(k) E(k) f(k) d^3k$

de mi a hőáramot tudjuk mérni.

$$\left[\text{A hőáram névleges áramja: } dA = d\left(\frac{A}{V}\right) V + \frac{A}{V} dV = dA + \frac{A}{V} dV \right]$$

Miel $du = Tds - pdv + \mu dn \rightarrow u = TS - pV + \mu N$

$\hookrightarrow du = Tds + \mu dn$ (készen tényleg nem veszed a nyaralás ☺)

val α a hőmérséklet az anyagium és részeken mindegyikét

$$\mathcal{F}_\alpha = \mathcal{F}_e - \mu \mathcal{F}_n$$

Először $\mathcal{F}_\alpha = \frac{1}{4\pi} \int (\mu(k) [\epsilon(k) - \mu]) \psi(k) d^3k$

ψ helyére ezúttal (3) - t:

$$j = k_0 \left(\underline{\epsilon} + \frac{\nabla \mu}{e} \right) - k_1 \left(\frac{\nabla T}{T} \right)$$

$$j_\alpha = -k_1 \left(\underline{\epsilon} + \frac{\nabla \mu}{e} \right) + k_2 \left(\frac{\nabla T}{T} \right)$$

ahol $k_n = e^{-\beta \mu} \int \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) \frac{1}{3} \psi(k)^2 [\epsilon(k) - \mu]^n d^3k$

Tehát e -áram az elektronok, de még $\underline{\epsilon}$ -től is látszik az elektronok felépítését, de még T miatt, de a keresztmetszet eh -i egyenlőség

és $\underline{\epsilon} = -\nabla \phi$, ahhoz a irányjellel $\nabla (\phi + \mu)$ van, tehát az elektronok áram irányjellel van lehet meghatározhatni az elektronok és kényszeri potenciált: ahhoz is helyes áram, de csak kényszeri potenciál van (elektron)

KONDENZ

18. előadás (11.23.)

e^- -eknek tudjuk helyini hőmérséklet eloszlása, és bármely is tud helyini térsűrűség eloszlása, és ezen "koncentrációk" e^- -ja megegyeznek.

Ezen kiinduláson:

$$\text{ultimálé: } du = T ds + \mu dn \Rightarrow ds = \frac{1}{T} du - \frac{\mu}{T} dn$$

$$\Rightarrow \dot{S} = \int \left(\frac{1}{T} \dot{u} - \frac{\mu}{T} \dot{n} \right) dV \quad \text{amél tudjuk, hogy nem csak, tehát } \dot{u} \text{ és } \dot{n} \text{ van lehet tetővel.$$

Ezt helyre kell

- a részecskek számának megmaradása: $\dot{n} + \text{div}(\dot{j}_n) = 0$

- az energia megmaradása: $\dot{u} + \text{div}(\dot{j}_E) = \underline{E} \cdot \underline{j}_E$
(illetve a Joule-törvénnyel)

$$\text{Ezzel: } \dot{S} = \int \left(-\frac{1}{T} \text{div}(\dot{j}_E) + \frac{1}{T} \underline{E} \cdot \dot{j}_E + \frac{\mu}{T} \text{div}(\dot{j}_n) \right) dV = \text{konv. és a felületen } 0 =$$

$$= \int \left(\text{div} \left(\frac{1}{T} \dot{j}_E \right) + \frac{1}{T} \underline{E} \cdot \dot{j}_E - \text{div} \left(\frac{\mu}{T} \dot{j}_n \right) \right) dV = *$$

$$\left[\text{div}(a \underline{j}(v)) = \text{div}(a) \cdot \underline{j}(v) + a \text{div}(\underline{j}(v)) \right]$$

Mivel $\underline{j}_n = \dot{j}_E + \mu \dot{j}_n \Leftrightarrow \dot{j}_n = -e \dot{j}_n$

$$* = \int \frac{1}{T} \left[\left(\underline{E} + \frac{\text{div} \mu}{e} \right) \dot{j}_E - \frac{\text{div} T}{T} \dot{j}_n \right] dV$$

Konv. az áramokhoz $\dot{j}_E = L_{11} \left(\underline{E} + \frac{\text{div} \mu}{e} \right) + L_{12} \left(\frac{\text{div} T}{T} \right)$

$$\dot{j}_n = L_{21} \left(\underline{E} + \frac{\text{div} \mu}{e} \right) + L_{22} \left(\frac{\text{div} T}{T} \right) \quad \text{alakban}$$

Az áramok pozitív definiten kell legyenek:

$$\dot{S} = \frac{1}{T} \begin{pmatrix} \underline{E} + \frac{\text{div} \mu}{e} \\ \frac{\text{div} T}{T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E} + \frac{\text{div} \mu}{e} \\ \frac{\text{div} T}{T} \end{pmatrix} \geq 0$$

A mátrix pozitív definiten kell legyen, tehát $L_{12} = L_{21}$.

Ezt gyorsan csak úgy lehet látni, mert miért ne. De nem is kell tudni

Vezetőképességét akkor vesszük, ha $\text{div} T = 0, \text{div} \mu = 0$

$$\underline{j} = \sigma \underline{E} \Rightarrow \sigma = \kappa_0 = \frac{n e^2 \tau}{m^*}$$

(m^* nem feltétlenül az e^- tömege, mert a diszperzióreláció miatt tudunk, de azért mi tényleg van.)

Druha nyújtás kapta (jippí)

A hővezetési koefficiens áram nem, az $j=0$, $\underline{Q}=0$

$$0 = \kappa_0 \left(\underline{E} + \frac{\underline{v} \wedge \underline{A}}{c} \right) - \kappa_1 \left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{T}}{T} \right) \Rightarrow \frac{\underline{v} \wedge \underline{A}}{c} = \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{T}}{T} \right) \Rightarrow \underline{v} \cdot \underline{A} = -\kappa_1 \left(\underline{E} + \frac{\underline{v} \wedge \underline{A}}{c} \right) \frac{\kappa_0}{\kappa_1} \left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{T}}{T} \right) = \left(\kappa_2 - \frac{\kappa_1^2}{\kappa_0} \right) \left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{T}}{T} \right)$$

ahol $\underline{v} \cdot \underline{A} = -\kappa \nabla T$ akkor $\kappa = \frac{1}{T} \left(\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0} - \kappa_2 \right) = \frac{\pi^2 k_B^2 n T}{3 m \mu}$

az Drude-vel is kijött, az elektronok sebességétől van:

$$\frac{\kappa}{T_0} = L = \frac{\pi^2 k_B^2}{3 e^2} \quad \text{Wiedemann-Franz-törvény}$$

Temperaturfüggés is van, de elég nagy a hővezetési együttható:

$$-\frac{1}{c} \underline{v} \cdot \underline{A} = S \nabla T \quad \text{ahol } \underline{j}=0$$

$$\Rightarrow S = -\frac{1}{cT} \frac{\kappa_1}{\kappa_0}$$

Hall-effektus

az elektronok áramlása során, de nem az \underline{v} a sebességétől függően

KONDE NZ

19. előadás (11.26.)

Hull-effektus

A \hat{D} operátort rendelkezésre és \underline{B} vektoros tétel ismeretében, a
alás látható módon megadható (17. dő)

$$\text{ami miatt: } \frac{e\hbar}{m} (\underline{L} \times \underline{B}) \frac{\partial}{\partial \underline{L}} \left(\tau \frac{\partial \psi}{\partial \underline{E}} \underline{L} \right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \underline{D} = \hat{D} + \hat{A} (\underline{L} \times \underline{B})$$

ahol \hat{A} je egy vanda cse.

Hu egyenlő helyen az áramot \underline{j} áram helye, de mivel van egyenlő

$$\underline{j}_0 = \sigma \underline{E}_0$$

$$\underline{j}_H = \hat{A} (\underline{E}_0 \times \underline{B}) = \frac{1}{\sigma} \hat{A} (\underline{j}_0 \times \underline{B})$$

A Hull-effektusnál van \underline{j}_H -t vezénylő,
hason a kórhelyt birtokos

$$\underline{E}_H = \frac{1}{\sigma} \underline{j}_H = \frac{1}{\sigma^2} \hat{A} (\underline{j}_0 \times \underline{B})$$

$$\text{institúció esetre: } \underline{E}_H = R \underline{j}_0 \times \underline{B} \quad \text{ahol } R = \frac{1}{\sigma^2} \frac{1 \text{ m}^2}{\text{m}^2}$$

felát a Hull-effektus függvény a τ -től

Felvetés

- A mikroszkop elmozdítás és megfigyelés hatékony és megfigyelésről változott
- A $2H$ -es rádió jele csak valójában az elektromágneses (2. rádió és 1. rádió)
- A mikroszkop dőre tudott egyenlőre \Rightarrow de azt kórhelyesítésről, helye helyettesítésről és elektromágneses

A kórhelyesítés megfigyelés a mikroszkopról a mikroszkop (csak van van)
(pl.: egyenlő, mikroszkop, megfigyelés)

felát a kórhelyesítés van a mikroszkopról a mikroszkop, és az \underline{E}
át a kórhelyesítés \Rightarrow kórhelyesítés

felvetés az, ahol a gap kb $\sim 1.5 \text{ eV}$

Azaz, hogy az \underline{E} a kórhelyesítés a mikroszkopról a mikroszkop, hogy kórhelyesítés
felvetés (pl. \underline{E} és kórhelyesítés)

megfigyelés a mikroszkopról a mikroszkop \Rightarrow felát a kórhelyesítés

vezetési sűrűség: $\rho_c(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$

lyuk sűrűség: $\rho_v(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{2m_p}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$

T hőmérsékleten kényes elektronok a felhő szinten:

$$n(T) = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) \frac{1}{e^{\frac{E-E_c}{k_B T}} + 1} dE$$

Lyukak egyenlően az aljai szinten:

$$p(T) = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) \left[1 - \frac{1}{e^{\frac{E_v-E}{k_B T}} + 1} \right] dE = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) \frac{1}{e^{\frac{E_v-E}{k_B T}} + 1} dE$$

Adott T-n $p(T)$ és $n(T)$ nagy kell egymáshoz, az egy feltétel μ -re.

Az egy feltétel, egy $\mu = \frac{E_c + E_v}{2}$ (középső helyzet). *

Émleked $E - \mu \sim 1 \text{ eV}$, $k_B T \sim 0,01 \text{ eV}$

Teljes a közelítés: $E - \mu \gg k_B T$ (de visszavetjük a balra felé)

$$n(T) = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) e^{-\frac{E-\mu}{k_B T}} dE = N_c(T) e^{-\frac{E_c - \mu}{k_B T}} \quad \text{ahol } N_c(T) = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) e^{-\frac{E-E_c}{k_B T}} dE$$

$$p(T) = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) e^{-\frac{\mu-E}{k_B T}} dE = P_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v}{k_B T}} \quad P_v(T) = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) e^{-\frac{E_v-E}{k_B T}} dE$$

Mivel $\int_0^{\infty} \sqrt{x} e^{-x} dx = \int_0^{\infty} 2y^2 e^{-y^2} dy = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$

ezért $N_c(T) = 2 \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$ és $P_v(T) = 2 \left(\frac{m_p k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$

*: A lényeg az:

$n(T) = p(T)$ azaz egyenlőség

$n(T) p(T) = N_c(T) P_v(T) e^{-\frac{E_c - E_v}{k_B T}} \Rightarrow n(T) = \sqrt{N_c(T) P_v(T)} e^{-\frac{E_c - E_v}{2k_B T}}$

$N_c(T) e^{-\frac{E_c - \mu}{k_B T}} = P_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v}{k_B T}}$

$\frac{P_v}{N_c} = \exp\left(\frac{\mu - (E_c + E_v)}{k_B T}\right) \Rightarrow \mu = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} k_B T \ln\left(\frac{P_v(T)}{N_c(T)}\right)$

Ha $m_p \approx m_n$ akkor $\frac{P_v}{N_c} \approx 1 \Rightarrow \mu = \frac{1}{2}(E_c + E_v)$

Ez alapján: $n(T) = 2 \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} T^{-3/2} e^{-\frac{E_c - E_v}{k_B T}}$

Az $e^{-\mu}$ sűrűség exp-on függ a gap méretétől \Rightarrow nagyon érzékeny rá.

T hatáskör a félvezetőben nincs nő \Rightarrow minden a elektronok innen jön minden rossz a félvezetőben

FONDENZ

20. előadás (12.07)

Mi van, ha a Si kristály egyik elemét kicseréljük B-vel.
A rendelkezésünkre álló elemek: 10^4 a + e^- nem tudunk kicserélni, és az esetek nagy
száma van, a As-t helyett Be, csak akkor lehet kicserélni.

N-típusú vezető (amikor + e^- van); P-típusú vezető (amikor + lyuk van.)

Van ami névrendszertől nem lehet is van: FONTOS!!!

Lehet kicserélni azonnal, hogy 3 és 5 vegyértékű anyagot is.

És ugyanígy, hogy nagy vegyértékű szilícium elvételénél lehet változtatni.

Ha plusz energia szintet kicserélünk be, akkor a szilíciumnál az előző övön
van \Rightarrow megváltozik a kémiai potenciál

Granulátum az az átadott töltés, hogy tárgyát egyrészt
valaki a két típusú szilícium



(+ A gyártásnál a diszlokációk elkerülése miatt (nem csak $\pm H-v$) ezért nagyon fontos
kibernetés Si-kristályt kell használni)

A dióda létezésénél a kémiai potenciál különbsége miatt az anyag ki akar
egyensúlyozni \Rightarrow a létezési feltétel az alábbi ki. (A helyi semlegesítés függvény
egyensúlyozása $\approx \nabla \mu = -T$)

Ez a grafikon a 10. előadásban a dióda

Először semlegesítést kapunk a P oldalon. \Rightarrow szilícium a kialakított tér létezik.

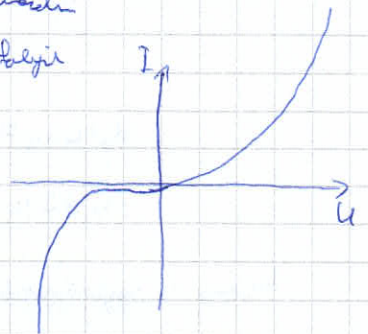
Ha a semlegesítés eléri a kezdeti semlegesítés állapotát, akkor kezdődik

Ha elkezdődik irányított áramlásuk is, akkor nagy károsodás van felgyűlés
(van ilyen a alapanyag miatt.)

Ugyan azonos semlegesítés esetén van ami instabilitás, hogy
egy kicsit ezen létezésénél e^- lyuk párosít lehetetlen
amely irányultság szerint \Rightarrow az egyik oldalról.

Zener - féle levezetés.

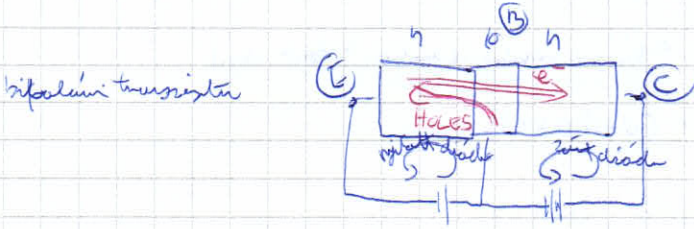
(Mivel a levezetés komparatív viszonyítás függvénye, ezért
egy Zener - dióda semlegesítését használata.)



A Bell - laboratóriumban a 20-50-es években megkezdte az elektronikus áramkörök, egy félvezetőre épített áramkörök

Bardeen, Brattain, Shockley 1947-ben találták ki és 1956-ban kapták Nobel díjat.

Shockley vezette a csoportot, és ezért ezt nevezik át találták ki ezért később általában nem beszélünk megnevezésről sem róla.



A kijelölt irányú diódák elvileg folyik a áram, a véneke irányba e-k indulnak el, de mivel a P réteg sokkal vastagabb, így a fémáram nagy.

E: emitter

C: collector

B: basis

Nemű erőssége $I_C = \alpha I_E$ ahol $\alpha \approx 0,99$

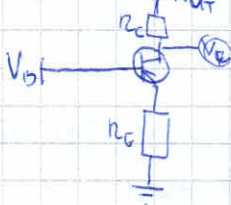
Kirepelt miatt $I_E = I_C + I_B$

És alapján $I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B = \beta I_B$ ahol $\beta \approx 100$

Sikerült egy áramerősítő köztípus létrehozni!

A világ leggyakoribb tranzisztors erősítője:

bázis emitter feszültség levezetés



$$U_B = U_{BE}(I_B) - R_E I_E$$

$$U_U = U_T - R_C I_C$$

Megváltoztatva U_B -t:

$$U_B + \Delta U_B = U_{BE}(I_B + \Delta I_B) - R_E(I_C + \Delta I_C)$$

$$U_U + \Delta U_U = U_T - R_C(I_C + \Delta I_C)$$

Lináris az egyenletet: $\Delta U_B = U_{BE}(I_B + \Delta I_B) - U_{BE}(I_B) - R_E \Delta I_C$

$$\Delta U_U = -R_C \Delta I_C$$

Legyen $U_{BE}(I_B) =: R_B I_B \Rightarrow$

$$\Delta U_B = R_B \Delta I_B + R_E \Delta I_C$$

$$U_U = -R_C \Delta I_C \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta U_B}{\Delta U_U} = \frac{R_B \Delta I_B + R_E (1+\beta) I_B}{-R_C \Delta I_C} \Rightarrow$$

Erősítés: $A = \frac{\Delta U_U}{\Delta U_B} = \frac{\beta R_C}{R_B + R_E(1+\beta)} \approx -\frac{R_C}{R_E}$

Ha $R_E \approx R_B$ és ha $\beta \gg 1$

Teljesen úgy néz ki mint a ellenáramú ellen a erősítés nem függ a tranzisztortól \Rightarrow

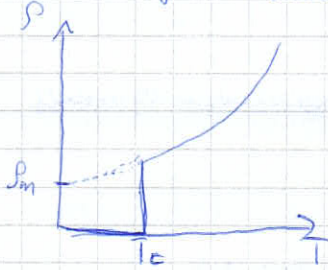
\Rightarrow nem érdekel sem a tranzisztor minősége sem a hőmérséklet

KONDENZ

21. előadás (12.07.)

Supravetítés

A XX. és előző korszakban a kísérleti eredmények alapján a hőmérséklet, T_c ettől elcsúszhat némiképp:



P_m : normál hőmérséklet

Az T_c értéke, függ a nyomástól, ezért $0K$ -on P_m minél nagyobb, annál nagyobb T_c .

Első korszak: egy adott T_c -re a P_m értéke 0 -ra.

Hg értéke $4,2K$.

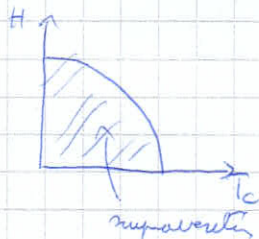
T_c tipikusan $10K$ alatt van.

'80-as években felfedezték a nagyon hőérzékeny szupravetítést ($T_c \approx 90K$)
melynek esetében a szupravetítés a hőmérséklet függvényében (bróminál)

Az újabb kísérletek, függ a nyomástól $B=0$ (Meissner-effektus)

Mivel $B = \mu_0(H+M)$, ezért általában $H = -M$, tehát a szupravetítés az ideális diamágnes.

Funkció T_c függ a hőmérséklet függvényében:



Legyen egy H_c , aminél nagyobb hőmérsékleten nincs szupravetítés.

De a teljes diamágnesesség nem teljes, mert



Teljes a szupravetítés elkerülhetetlen a technológiai szempontok miatt

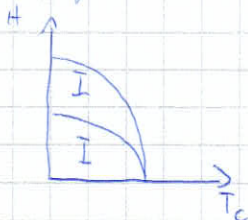
$$A \text{ fluxus } \Phi = \frac{h}{2e} n$$

magyaros konstans

I. fajta szupravetítés

II. fajta szupravetítés

Első korszakban a kísérleti eredmények alapján:



Ez a nyomástól való függés miatt lehetett az [vontások]

és ezek kölcsön határokat egyaránt

Az újabb kísérletek alapján az az bizonyos, a vontások megfigyeléséből \Rightarrow ideális diamágnes

Bővebb leírás a vontások jellegéről: SZENNYERŐS

\Rightarrow II. fajta szupravetítés csak pozitív nyomásoknál lehet

Az újrafeldolozás, hogy H_c kicsi (mert a vastagság kicsi elmozdítás)

\Rightarrow a gyakorlati alkalmazásoknál még mindig I -lejű számításokat
használnak és folytatják H_c -vel kintén (pl.: CERN, ETE-1. eset)

Kétségkívül az $\underline{j} = \sigma \underline{E}$.

Ez a Maxwell-egyenletből egyértelműen következik \Rightarrow lineáris.

Nagyobb $\sigma = \infty$. Nagyon kényes.

$$\text{Amint látható: } \left. \begin{array}{l} m \dot{\underline{j}} = -e \underline{E} \\ \underline{j} = n \underline{v} (-e) \end{array} \right\} \Rightarrow \dot{\underline{j}} = -\frac{\dot{\underline{j}}}{en} \Rightarrow m \frac{\dot{\underline{j}}}{en} = -e \underline{E}$$

$$\Rightarrow \underline{E} = \frac{m}{ne^2} \dot{\underline{j}}$$

$$\text{Maxwell második: } \frac{m}{ne^2} \text{rot } \dot{\underline{j}} = -\dot{\underline{B}} = -\text{rot } \dot{\underline{A}}$$

$$\frac{m}{ne^2} \dot{\underline{j}} = -\dot{\underline{A}} \Rightarrow \frac{m}{ne^2} \underline{j} = -\underline{A} \Rightarrow \underline{j} = -\frac{ne^2}{m} \underline{A}$$

Erre a megoldásra, az Coulomb feltétel alapján, mert $\text{div } \underline{j} = 0$

(A rot-ot elhagyva miatt eltolható)

KONDENZ

22. előadás (12.10.)

Előző órából, a supraeritábilis: $\underline{j} = -\frac{n e^2}{m} \underline{A}$ (Coulomb - feltétel)
($\text{div} \underline{A} = 0$)

Legyen $\lambda^2 = \frac{m}{n e^2 \mu_0}$ $[\lambda] = \text{m}$

vagy $\underline{B} = -\mu_0 \lambda^2 \text{rot} \underline{j}$ (mivel a múlt órából)

Mivel $\text{rot} \underline{B} = \mu_0 \underline{j}$ (és $\underline{D} = 0$)

vagy $\text{rot} \text{rot} \underline{B} = \mu_0 \text{rot} \underline{j} = -\frac{1}{\lambda^2} \underline{B}$

$\Rightarrow \text{rot grad div} \underline{B} - \Delta \underline{B} = -\frac{1}{\lambda^2} \underline{B}$

$\Rightarrow \Delta \underline{B} = \frac{1}{\lambda^2} \underline{B}$ ← supraeritábilis eloszlás (London (?) - egyenlet)

Legyen λ az indukcióállapot határolás, de m az e^- effektív tömege
 \Rightarrow lényeg az anyagból

Mi az supraeritábilis határ?

Legyen $x < 0$ normál anyag, $x > 0$ supraeritábilis.

A normál anyagban a mágnés tér $\underline{B}_0 \parallel \underline{z}$ és az x -től függ

A London - egyenlet: $\frac{d\underline{B}_z}{dx} = \frac{1}{\lambda} \underline{B}_z$

$\Rightarrow \underline{B}_z(x) = \begin{cases} B_0 & x < 0 \\ B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} & x > 0 \end{cases}$

Az $e^{-\frac{x}{\lambda}}$ nem csökken, mert felváltom.

Tanulmány: A mágnés tér határolás ugyan a supraeritábilis, de lecsúsz d -vel
a London - file lehatárolás helyére.

Mivel a áram $\text{rot} \underline{B}$ kell az erőfeszítés, vagy ha van kén \underline{B} , van kén áram

\Rightarrow A supraeritábilis áram a felületen folyik,

Görög - Landau - elvétel

vált ami egy a négyzetesség.

En tudjuk, hogy kvantumok nem van, akkor TFH, hogy a reprezentatív állapot ψ azt írja le a GL-elvétel:

$$F = F_0 + \int \left[a(T) |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar \nabla - ZeA)\psi|^2 + \frac{b}{2\kappa} \right] dV$$

↑
A reprezentatív GL-település

Miért kell beírni a kvantum energiát? Mert valamit beírhat. ~~rossz~~

Az egyszerű feltétel: $\frac{\delta F}{\delta \psi} = 0, \frac{\delta F}{\delta b} = 0$

eredet: $a(T)\psi + b|\psi|^2 + \frac{1}{2m} (-i\hbar \nabla - ZeA)\psi = 0$

Mivel $\nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{j}$ ezért $\underline{j} = \frac{2e}{m} \text{Re}(\psi^* (-i\hbar \nabla - ZeA)\psi)$

En egy jó nagy kompromisszum, amit nem lehet el, de mégis az a reprezentatív állapot az egyetlen megoldás.

Az utolsó oldal nem kell a részről !!!