

Tejézetek az anyagtudomány és a szilárd- testfizikából

1. óra

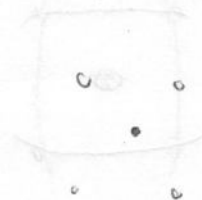
Ponthibák, diffúzió

1) A hibák osztályozása kitejézés szerint

a) 0 dimenziós hibák, ponthibák

(működés hatása van minden hibának: nem érvényes a transl.
szimmetria tökéletesen. ponthiba esetében minden irányban hamar lecsúsz

($\frac{1}{r^3}$ -el csökken a torzító hatás)



b) 1 dimenziós (vonalkibák) (diszlokáció)



$\frac{1}{r}$ -el csökken a hatás a másik 2 irányban, a vonalkibák mentén nem
csökken

c) 2 dimenziós (síkhibák) felületi hibák

nem feltétlenül síkban helyezkedik el a 2D hiba

(pl. szemcsahatár)



d) 3 dimenziós, térfogati hiba

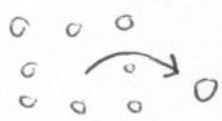
pl. több (2) fázisú rendszer



kiszáradt fázisból. -nál

2) Pontok:

a) Vakanciák



itt. ha nem így keletkeznek, mert

egy egy intersticiális atom is keletkezik

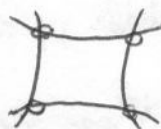
(energetikailag nagyon kedvezőtlen)



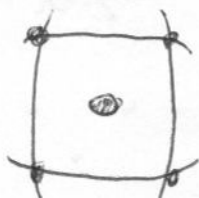
a felületen keletkeznek a vakanciák, majd diffúzióval egyenletes eloszlás jön létre



itt is keletkeznek vakanciák



b) vakanciák (intersticiális atom)



c) vakanciák atomok

intersticiális hely

pl. C Fe-ben

P Fe-ben

(nagy mennyiségben

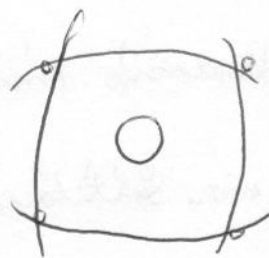
épül be)

szubsztitúció

Zn Cu-ban

Ni Fe-ben

Ge Si-ben



(pár (legf. 20)%-ban

van jelen az ötvös)

d) Antisite defect (helyeskedési hiba)

rendetlen Cu_3Au

pl. Fe Au (50-50%)

Cu_3Au

Fe

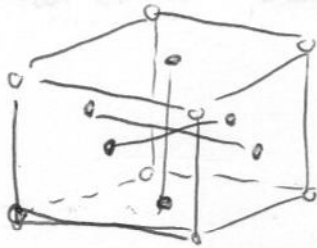


basis

(1 Fe,
1 Au)

valójában egyszerű köbös (nem bcc) szerkezet,

mert van egy Fe és egy Au atom



• Cu

• Au

nem a helyén van az adott atom

Ezek a szerkezetek közül az antisite: rendezettség jellemző paraméter (anyagarány állandó)

$$q = \frac{\mu_{\text{Cu}} - 3\mu_{\text{Au}}}{\mu_{\text{Cu}} + 3\mu_{\text{Au}}}$$

μ_{Cu} : Cu atom helyén Cu van

μ_{Au} : Cu -||- Au van

• ha rendezett a szerk.: $\mu_{\text{Cu}} = 1$, $\mu_{\text{Au}} = 0 \Rightarrow q = 1$

• ha rendezetlen a szerk.: ha teljesen véletlenszerű a szerk., a megtalálási val. amely helyen a relatív anyagmennyiséggel

arányos $\mu_{\text{Au}} = \frac{1}{4}$ $\mu_{\text{Cu}} = \frac{3}{4} \Rightarrow q = 0$

3) Vakanciaiák termikus egyensúlya:

a) T_{all} : Termodinamikailag szükséges vakanciaiák megjelenése
 - hőmérséklet ~~let~~ növekedésével

\Downarrow
 a vakanciaiák termodin. - ailag stabilak

\Rightarrow egyensúlyi vakanciaiák koncentráció

kb. $10^{-20} \Rightarrow \frac{1 \text{ vakancia}}{10^{20} \text{ atom}}$

10^{-4} még az olvadáspont körül is

N atom, melyben n db vakancia keletkezik $N+n$ db részecskét

$\mu = \mu_{all}, T = T_{all} \Rightarrow G(n)$ mikor minimális

$G = E - TS + pV$ (szabadentalpia)

$G = G_0 + n \cdot g_F - T \cdot S_k$

\uparrow
 tökéletes
 kristály
 szabadent.

\uparrow
 1 db vakancia
 keletkezés
 szükséges
 szabadent.

\uparrow hányféleképpen lehet olyan állapot előáll.,
 hogy n db vakancia van
 (konfigurációs entropia)

$g_F = E_F + pV_F - T \cdot S_F \rightarrow$ 1 vak. képz. entropiája
 (részecskéket megkötésére
 (kötések megkötésére))


\downarrow 1 vak. képz. energia

\downarrow 1 vak. képz. térfogata \Rightarrow növekszik a térfogat, de nem
 annyival, mint 1 atom térfogata.

$V_F \approx \frac{1}{2} V_{atom}$

\uparrow
 mert a rács
 kicsit szűkül
 a vak.-nál

$E_F \sim 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ (kiseb erössébbel függ \rightarrow kisebb
 magasabb az o.p., annál magasabb E_F)

$V_C \sim 0,5 \text{ n}$ \rightarrow n : atomterheltség 

$S_F \sim 2-3 k_B \rightarrow k_B$: Boltzmann-dll.

$E_{nd} \rightarrow G_{nd}$, minimum számokhoz

$$\left. \frac{\partial G}{\partial n} \right|_{T, \mu} = 0$$

(adott makroáll.-ot megvalósító)
 W : mikróállapotok száma

$$g_F - T \cdot \left. \frac{\partial S_F}{\partial n} \right|_{T, \mu} = 0, \quad S_F = k \cdot \ln W = k \cdot \ln \binom{N+n}{n} = k \cdot \ln \frac{(N+n)!}{N! n!}$$

merre:

Stirling formula: $\ln n! \approx n \ln n - n$

ha $N \approx 10^{23}$, és $c_{\text{mek}} \approx 10^{-10}$ n még mindig 10^{13} !

$\Rightarrow N, n$ nagy

\Downarrow

$$S_F = k \cdot (\ln(N+n)! - \ln N! - \ln n!) \approx k \left[(N+n) \cdot \ln(N+n) - N - n - \right. \\ \left. - N \ln N + N - n \ln n + n \right] =$$

$$\ln(N+n) = \ln \left(N \cdot \frac{N+n}{N} \right) = \ln N + \underbrace{\ln \frac{N+n}{N}}_{\ln \left(1 + \frac{n}{N} \right)} \approx \ln N + \frac{n}{N}$$

$$c_{\text{mek}} \frac{n}{N} = 10^{-20} - 10^{-4} \Rightarrow \ln(1+x) \approx x \quad (\text{ha } x \ll 1)$$

$$\Rightarrow S_F \approx k \cdot \left(\cancel{N \ln N} + N \cdot \frac{n}{N} + n \ln N + \frac{n^2}{N} - N \ln N - n \ln n \right) =$$

$$S_k = k \cdot \left(n \ln \frac{N}{n} + n + \frac{n^2}{N} \right)$$

$$\left. \frac{\partial S_k}{\partial n} \right|_{T, \mu} = k \cdot \left(\ln \frac{N}{n} + \underbrace{1}_{-1} + \frac{2n}{N} \right) \approx -k \ln \frac{n}{N}$$

c_mbar

$\sim 10^{-20} - 10^{-4}$

és elhanyagolható

$$\ln \frac{V}{n} \approx 4 - 20 \text{ mellett}$$

⇓

$$g_F + kT \ln \frac{n}{V} = 0$$

$$c_{mb} = e^{-\frac{g_F}{kT}} = e^{-\frac{g_F}{k}} \cdot e^{-\frac{E_F + \mu V_F}{kT}}$$

\uparrow

T-től nem függ

$$g_F = E_F + \mu V_F - TS_F$$

• $\mu V_F \approx 0$ legkisebb nyomáson E_F mellett

$$V_F \approx \underbrace{(10^{-10})^3}_A \quad (E_F \sim eV)$$

$$\Rightarrow c_v \approx A \cdot e^{-\frac{E_F}{kT}}$$

ahol $A = c_\infty$ (a val. konc. $T \rightarrow \infty$ esetén)

$T_{nd} \rightarrow c_v$ nő

$$c_v(T_{nd}) \approx 10^{-21}$$

$$c_{v, \max}(T \approx T_{olv}) \approx 10^{-4}$$

\uparrow
(itt már valójában nem c_v)

• ha $p = 10 \text{ GPa}$ $V_F \approx (2 \cdot 10^{-10} \text{ m})^3 \approx 8 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$
 1 atom helye
 lin. mérete

$$n \cdot V_F \approx 8 \cdot 10^{-20} \text{ J} = 0,5 \text{ eV}$$

→ már nem elhanyagolható!

$$T_{\text{szda}} \approx T = 300 \text{ K} : 10^{-9} \cdot c_v(p=0) \approx c_v(p=10 \text{ GPa})$$

$$T_{\text{dr}} \approx T = 1200 \text{ K} : 10^{-2} \cdot c_v(p=0) \approx c_v(p=10 \text{ GPa})$$

→ a külső nyomás csökkenti a vakancia koncentrációt, mert a vak. növeli a térfogatot ⇒ kedvezőtlenebb energia

b). vakanciák a felszínen keletkeznek és diffúzióval jutnak az anyag belsejébe

• ha az anyagot gyorsan hűtjük (quench), befagyhatnak a vakanciák ⇒ az egyens. koncentrációk felett is találhatóak vakanciákat → ha melegítéssel a többletkeletkezéseket kitemperálhatjuk

• ha az anyagot lassan hűtjük, akkor a többletvakanciák a felszínen, a nemcsatlakozásokon, diszlokációkon meggyűlnek

• képlekény deformáció | sok vakancia keletkezik
 (ionos) besugárzás | (nő a vak. koncentráció)

Miért nem szokott vakancia - interstic. atom pár keletkezni?

$$4 E_{\text{vak}} \approx E_{\text{interstic}}$$

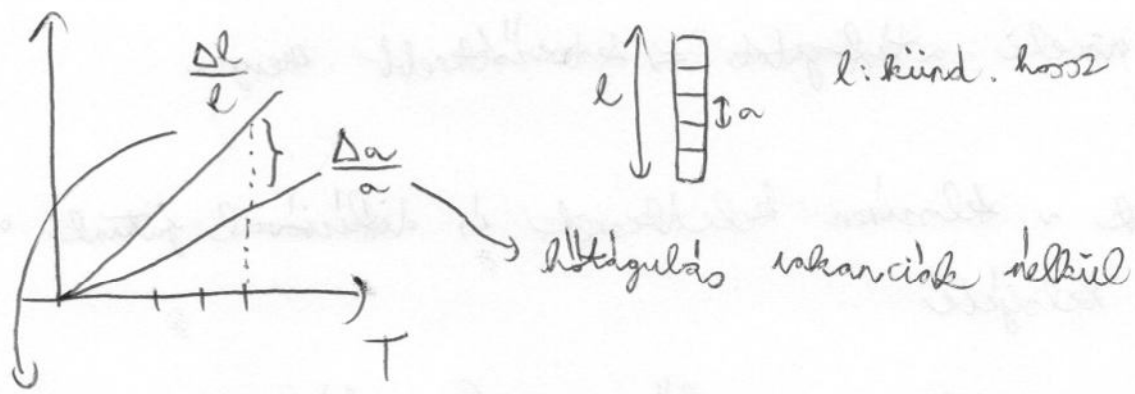
⇓

$E_{\text{keletk. sz.}} \approx 5 \cdot E_{\text{vak}} \Rightarrow$ az e^{-} miatt a konc. jelentősen
csökken

c) vakancia koncentrációjának (c_v és E_F) mérése:

- Differenciális dilatometria (vakancia mérés)

anyag megnyúlása a hősparaméterek képest a hőm. sz. -ben



hőtagulás ~ vakancia jelenlétével!

⇒ a különbséggel a vakancia koncentrációját mérhető

↑

vakancia körtérfogatváltozás 1D vetület

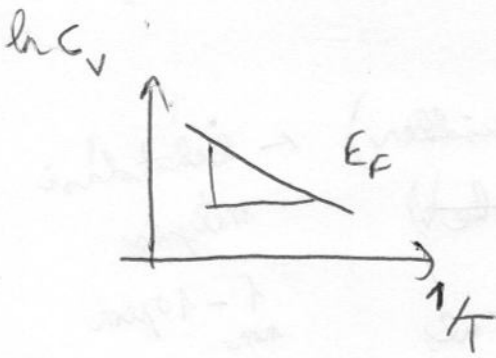
$$c_v = 3 \left(\frac{\Delta l}{l} - \frac{\Delta a}{a} \right)$$

↑

térfogatnövekmény
szélességgel

$$V = l^3 \quad V + \Delta V = (l + \Delta l)^3 \approx l^3 + 3l^2 \Delta l \quad /: V$$

$$\leftarrow \frac{\Delta V}{V} = 3 \frac{\Delta l}{l}$$

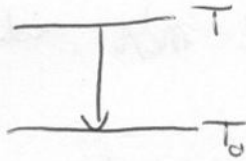


$$\ln c_v = -\frac{E_F}{kT}$$

meredékség $\sim E_F$

- Ellenállásmérés:
(elektromos ell.)

a vakanciai kosta többletellenállás



- T_0 -on megmérjük az ellenállást: kristályos ellenállás +
+ vakanciai ellenállás
↑ T_0 -n
(egyensúlyi)



T: egyensúlyi vak. konc. beáll



gyors visszahűtés, T_0 -on újabb ell. mérés, de a vak. koncentráció

$\sim T$ -n mérhető egyens. c_v

- $\Delta g \sim c_v \sim e^{-\frac{E_F}{kT}}$

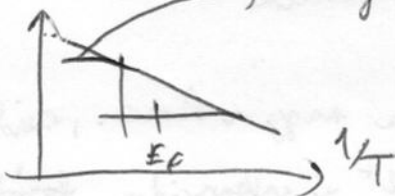


a T_0 -on mér vak. konc. ~~mellette~~ a nagy hőm -
lál való

hűgés miatt a T-n mért vak. konc. mellette elhanyagolható



- $\ln \Delta g$



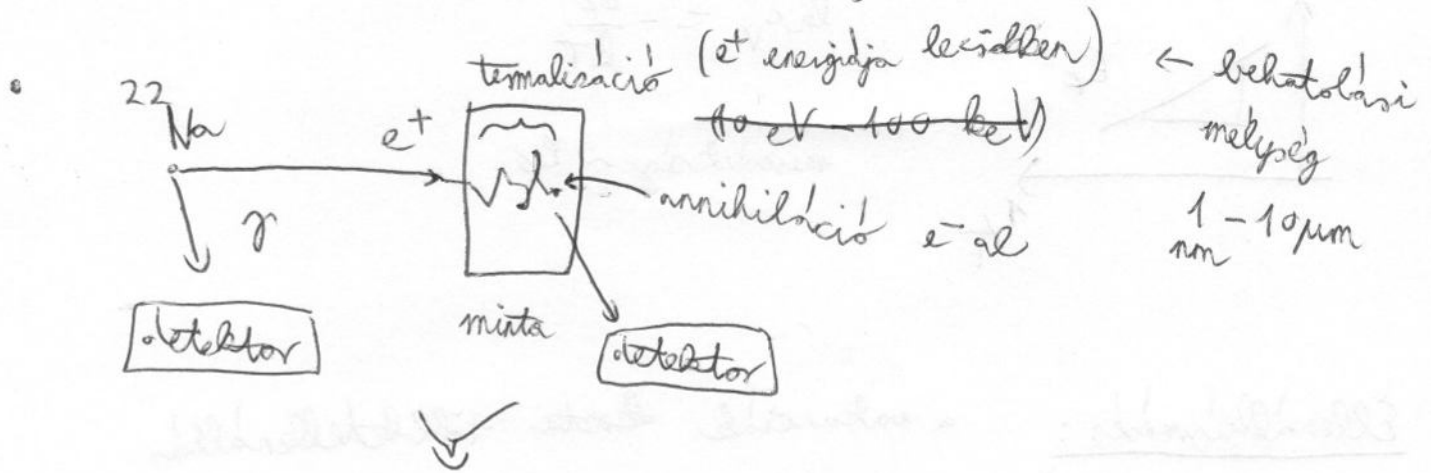
elhajlás magas hőm. -en: a vakanciai egy rész

el tud tűnni

más hiba is van

• kalibrálás: nem csak a vakanciai
növelés az ellenállást

- pozitron annihilációs spektr. (PAS)



a két det. által mért időkül. a e^+ élettartama

e^+ részben helyeken van (ionok taszítják)

de vakanciaiban is befogódhat \rightarrow ilyenkor kisebb vol.-al találkozik

pl. 100 ps vakancia nélkül
160 ps vakanciaiban

e^- al \Rightarrow hosszabb élettartam

$$\tau_{\text{bulk}} \sim 100 - 400 \text{ ps}$$

(libamentes réteg)

$$\tau_{\text{vacancy}} \sim 1,6 \cdot \tau_{\text{e}}$$

kollektív:

\rightarrow más részecskék (dissz. , nemcsatár) is befogódhat

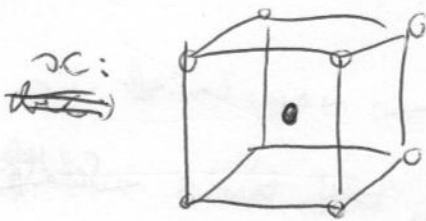
a e^+

\downarrow

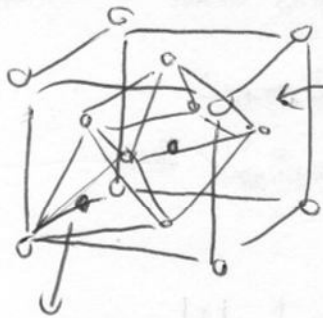
ezeknek a hatáskörük kicsiknek kell lenniük

$\rightarrow 10^{-7} - 10^{-4}$ vak. konc. mellett alkalm. (ha nagy a konc., minden e^+ a vakanciaira fogódik be)

4) Intersticiális atomok



fcc:



oktaédres hely

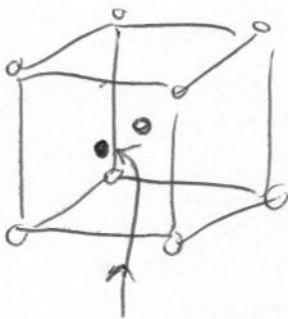
$$0,414 \cdot r - 0,4 r$$

ahol $r = r_{\text{atom}}$

tetraédres hely

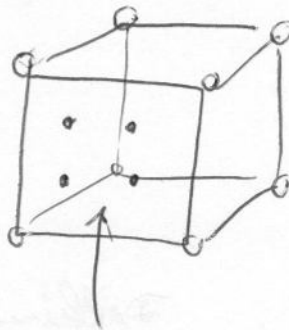
$$(0,224 r \sim 0,2 r)$$

bcc:



oktaédres hely

$$0,15 r$$

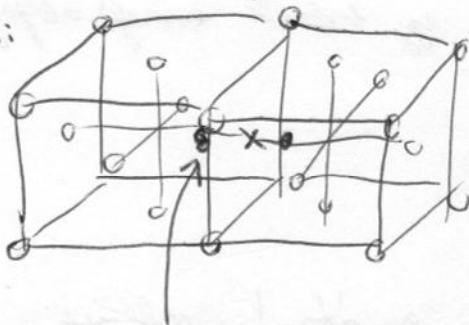


tetraédres hely

$$0,3 r$$

5) Felhasznált konfigurációk

fcc:



az eredeti rácseleji atom is elmozdul a helyéről

a rácseleji is interstici. atom az eredeti helyes képest szimmetrikusan hely. el

2. óra

Ponthiba páros

1) ionkristályban részpótlás
Schottky-hiba

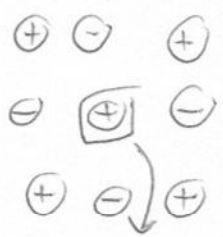
vakancia \rightarrow lokális töltéseltérítés \rightarrow nagy Coulomb-erős
 \downarrow kinevelés egy ellentétes töltés távozása \rightarrow Schottky-hiba
ha két vakancia egymás mellett \rightarrow vakanciapár \leftarrow

szabad energiák figyelembe kell venni
 \rightarrow tok.-típ. összeküldés lesz
~kev. pár \rightarrow ~~valaki~~ 2x keletkezési energia

ha \ominus ion kimegy $\rightarrow e^-$ betud fogadni \rightarrow H-atom pályára
 \rightarrow könnyen gerjeszhető \rightarrow látható fény
kisebb beszájtja \Rightarrow sínes \Rightarrow szincentrum \rightarrow F (Farbe)-centrum

2) Frenkel-hiba

\oplus ion + vakancia a helyén



Diffúzió

Szilárd testekben:

atom diff.: az atomok néhány Å távolságra kitérjedő
véletlen mozgása, amely egy erős anyag anyag
áramlás eredményez

és makroszkopikusán is látszik

ha koncentrációgrad. van, ez befolyásolja az átugrási való.s

(többszínű sz. §: az anyag egy részének eltérése a kém. és fiz. tul. -ai)

pl. egyfázisú, kétkomponensű sz. diffúziója

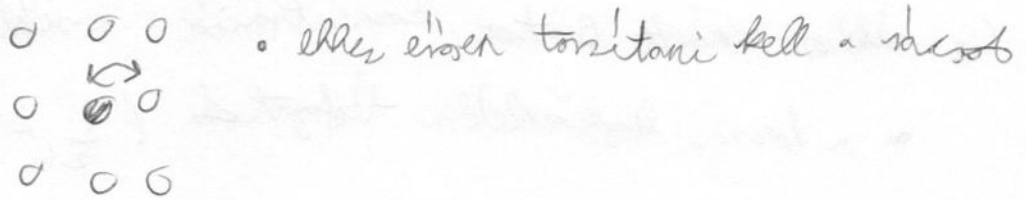
A atomokból álló alapanyagban B típusú atom mozg.

$$c_B = N_V \cdot \gamma_B \leftarrow \text{a B atom atomkoncentrációja}$$

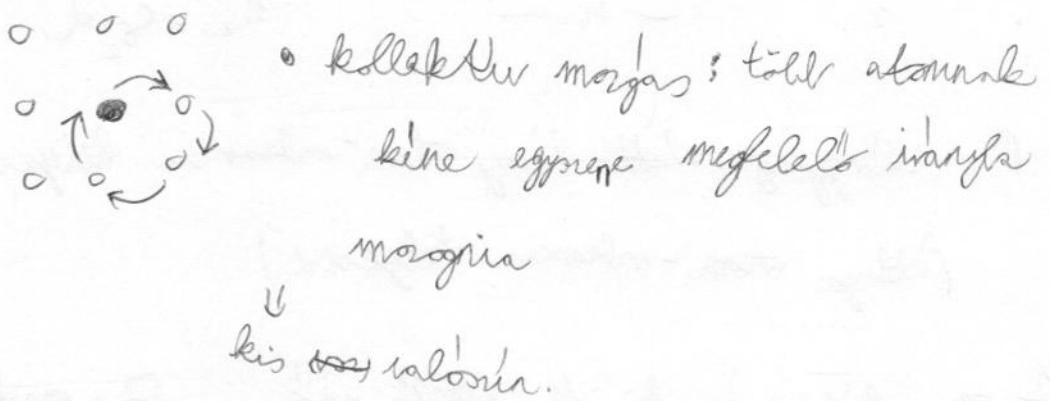
\uparrow B atomok száma / térfogat
 \uparrow összes atomok száma / térfogat
 pl. 10 B atom 100 atomok

Lehetséges diffúziós mechanizmusok

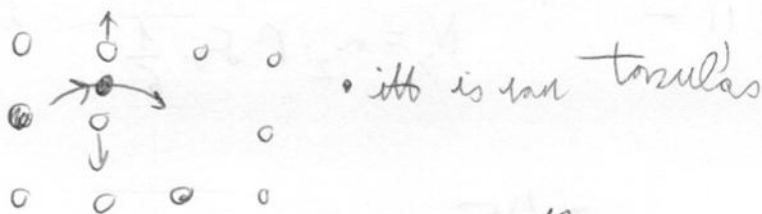
① közvetlen helycsere



② ciklikus helycsere



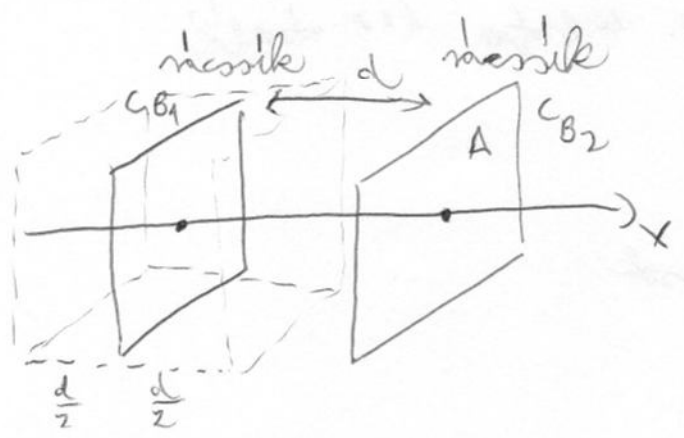
③ intersticiális helyre kerülés, majd vakanciaival helycsere



④ vakanciaioldó követlen helyesre

$\begin{matrix} 0 & 0 & 0 \\ \bullet \leftrightarrow & 0 & \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix}$
 • ennek van a legnagyobb sz.-e

Diffúzió modell



(legyen $A=1$)

(a mechanizmus)

c_B : síkhoz rendelt B atom koncentráció: a síkhoz hozzárendeltem
 a hozzá legközelebbi helyet $(\frac{d}{2} - \frac{d}{2})$

- 1. síkhoz rendelt B atomok száma: $n_1 = c_{B1} \cdot d$
- 2. —||— : $n_2 = c_{B2} \cdot d$

Γ : időegység alatt hány atom-vakancia helyesre történik
 (átlagos atom-vakancia helyesre)

$\frac{1}{\tau}$: kis ugrás körüli eltelt idő τ : megfigy. idő

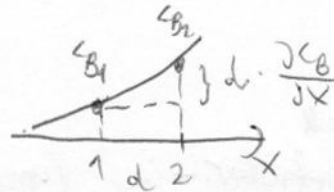
$\tau \gg \frac{1}{\Gamma}$ esetén

x irányba ugró atomok száma: $N_1 = n_1 \Gamma \tau \cdot \frac{1}{6}$ ← ha y és z
 $-x$ irányba —||— : $N_2 = n_2 \Gamma \tau \cdot \frac{1}{6}$ irányban is van ugrás!

$j_B = B$ stomban \times irányban:

$$j_B = \frac{N_1 - N_2}{A} = \frac{1}{6} n (n_1 - n_2) = \frac{1}{6} \cdot n \cdot d \cdot (c_{B1} - c_{B2})$$

$$c_{B2} = c_{B1} + d \cdot \frac{\partial c_B}{\partial x}$$



$$j_B = \underbrace{\left(\frac{1}{6} n d^2 \right)}_{D_B} \cdot \frac{\partial c_B}{\partial x}$$

$D_B \rightarrow$ diffúziós együttható

Fick I - tv. - e

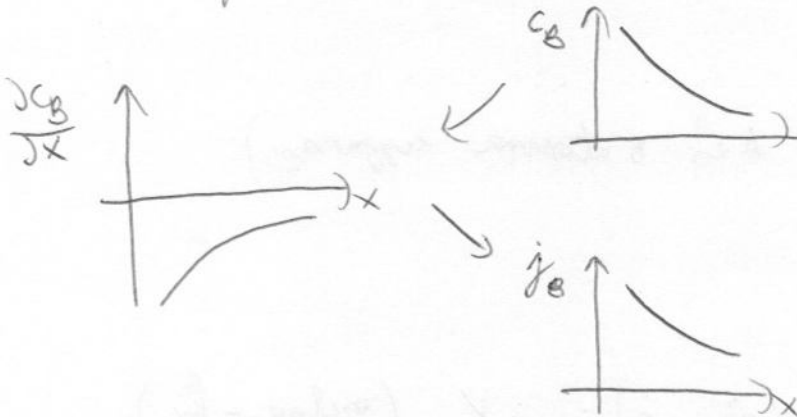
$$(D_B) = \frac{m^2}{s}$$

$$j_B = -D_B \cdot \frac{\partial c_B}{\partial x}$$

• koncentrációgradiens

• kémiai potenciál

is tudja hajtani a diffúziót



= helyi fr. -ben ~~is~~ változik a koncentrációgradiens is

= a mechanizmusa a D fr. jellemező

i) Vakancia mechanizmus eselen (subst. diff.)

A B atom elemold. - nek feltétele

- ① Képpen a szomszédban vakancia
- ② Legyen elég energiája az ugráshoz

$$n = c_v \cdot V \quad \downarrow \text{ az atomok}$$

\downarrow ugrási frekvencia (milyen gyakran lesz elég energiája vakancia

- koncentráció: nem térfogatra van. mennyiség, hanem atom!

\uparrow
 c_B : B atomok száma / térfogat

$\Rightarrow c_v$ a vesz. - e, hogy van mellette vakancia



ν : a hőves termikus fluktuációból adódik

G_{VM}
 \uparrow
 vakancia mozgási
 szabadentalpia



(ez A és B atomra ugyanaz)

~~termikus~~ termikus rezgés frekvenciája: ν_0 (széles - fr.)

$$\nu = \nu_0 \cdot e^{-\frac{G_{VM}}{kT}} \quad \text{időegység alatt hányszor tud átugrani}$$

$\frac{\text{rezgés}}{\text{mp}}$ $\underbrace{\hspace{2cm}}$ $\underbrace{\hspace{2cm}}$ átugrási seb.-eg széles / rezgés

$$G_{VM} = H_{VM} - T S_{VM} = E_{VM} + p V_{VM} - T S_{VM}$$

nagyon kicsi E mellett

(ha kicsi a ligkőri nyomás)

Ha a nyomás nagy, lassul a diffúzió

$$v = v_0 \cdot e^{-\frac{S_{VM}}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_{VM}}{kT}}$$

$$c_v = c_\infty \cdot e^{-\frac{E_{VF}}{kT}}$$

(vakancia ~~át~~ ^{konc.-ja} ← képződés)

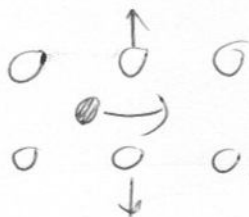
$$D_B = \frac{1}{6} d^2 \cdot v_0 \cdot c_\infty \cdot e^{-\frac{E_{VF} + E_{VM}}{kT}} = D_0 \cdot e^{-\frac{Q}{kT}}$$

ahol $Q = E_{VF} + E_{VM}$: diffúzió aktiválási energiája

↑ ↑
 vakancia vakancia
 képződés mozgáshoz
 szükséges energia szükséges energia

Interticiális

ii) Interticiális mechanizmus



$$Q = E_m$$

(Nem szükséges vakancia jelenléte!)

interticiális
atomok átmozgása

↓ gyorsabb a diffúzió

de mégsem ez az alapfolyamat, mert kevés az interticiális atom

ha ezek már meg vannak, a magától képződő renkhelyes interticiális atomok beletartoznak

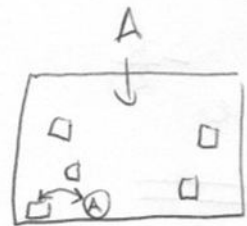
↓

↓
 a képződési energiája nem fog megjelenni a mozgásban

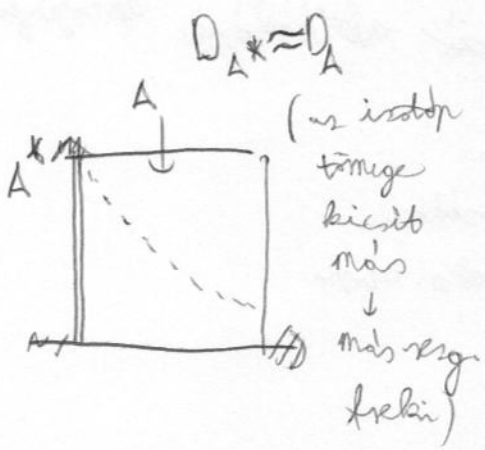
↑

reakciómechan. esetén B atom diff.-ját nézzük, ~~akkor~~ ennek
 a mozg.-hoz kell a reakciónak beletétele

iii) Öndiffúzió: saját atom diff.-ja (A-ban A)
 ehhez a reakciónak ~~egy~~ A-nak kell helyt csinálnia



↓
 ennek nyomán követése pl. A atom
 isotópiát (A^*) használják



A^* elbomlik, β és γ sug. kijön a
 részben
 a koncentrációt helyben is ismerni
 nyomor tudjunk kicsit

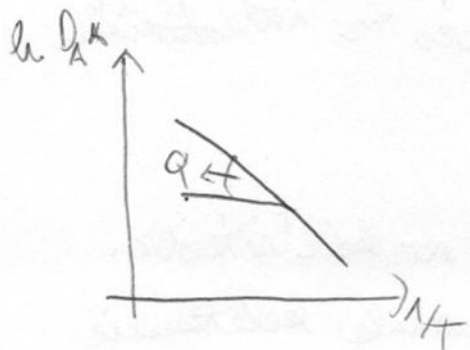
$$D_{A^*} = D_0 \cdot e^{-\frac{Q}{RT}}$$

$Q \sim T_m \rightarrow$ olvadáspont

aktív.
 energia

↑
 kötés energiája

magasabb lesz az akt. energia, ha a kötés erősebb



$D_0 \approx 10^{-5} \frac{m^2}{s}$
 $Q \approx 2eV$

$D(T_m) \approx 10^{-12} \frac{m^2}{s}$

intersticiális diffúzió (pl. C α -Fe-ben)

$Q \approx 1 \text{ eV}$

$D_0 \approx 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$

Substitúciós atom diffúziója

$Q(\text{interstic.}) < Q(\text{subst.}) < Q(\text{sziget atom})$

vakancia kell hozzá

miért?



csökkentve a deformációt,

↓
entálpia

nagyobb valószínűséggel

található meg közelítő vakancia!

↓

a subst. diff gyorsabb

Kirkendall - effektus

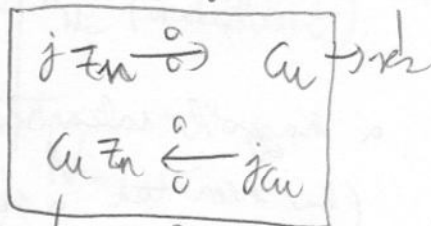
igazából ez is Cu és Zn atomokkal



Zn atom oldalsó

Cu atom részben

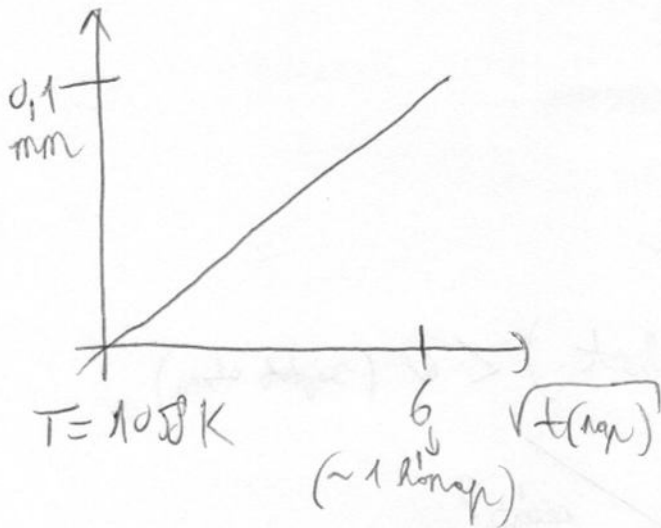
↓
súlyvesztés



↓
súlyvesztés
↑
H₂ oldalsó (marker)



Mo szilárd elmélete



$$j_{Zn} > j_{Cu} \Rightarrow D_{Zn} > D_{Cu}$$

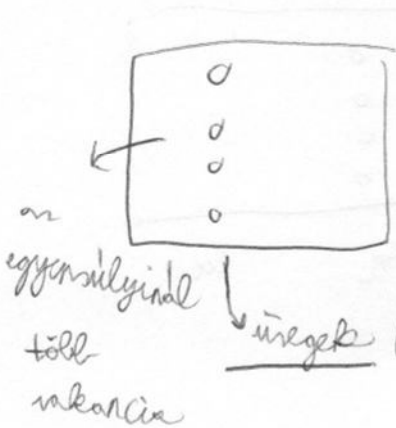
ha közelben Cu-Zn helyesen lenne, akkor $D_{Zn} = D_{Cu}$

↓
 ez igazolja, hogy ~ diffúzió elsősorban atom-vakancia hely-
 cserével történik

ha viszont az eredő atomáram → mutat

akkor ←
 Cu Zn Cu

~~akkor~~ ~ vakanciaáram.



a nagyobb vakancia-konc. miatt
 (ha nem tud a vak. kijutni a felszínre)
 a vakanciák károsodásának → üregek
 ↓
 Kiskedall - porított

Es \forall olyan anyagoknál megjelenik, ahol magas hőm. -en pl. repülőgépmotor

Ni-Al-Ti ötvözet

Ni (Al) : kompromisszes bevonat

\Rightarrow a Ti eltérő konc. miatt itt is pozitív alakulási

\Downarrow
 lepatlogizik a bevonat

és pl. mennyiséggel megállítható

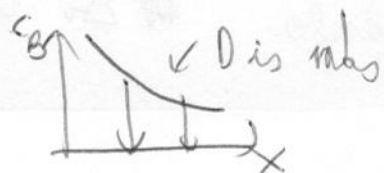


- D függ a koncentrációtól!

pl.



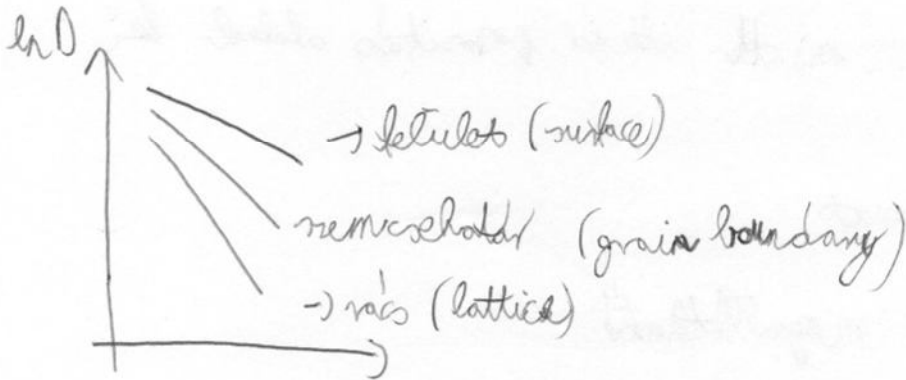
\Rightarrow ~~amikor~~ \tilde{D} számolásán is figyelembe kéne venni ezt



diffúzió részecske jelenlétében

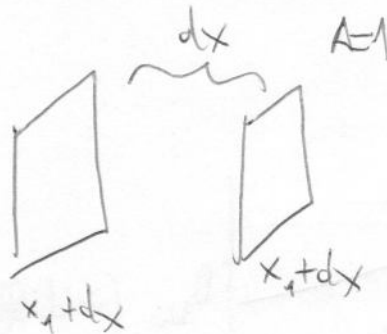
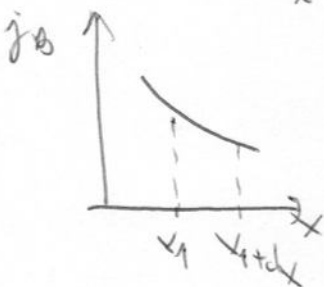
semiszkotár, diszlokáció

↓
 könnyebb az atomi mozgás → főleg alacsony hőmérsékleten
 jelentkeik a hatások



$$Q_L : Q_{GB} : Q_S = 4 : 2 : 1$$

Közvetlen változik az $\ln C$ a konst. a diffúzió hatására?



az B atomok számának változása - két részkörletti dx. A
 térszelen Δt idő alatt.

$$\Delta C_B \cdot \underbrace{dx \cdot A}_{\text{test.}} = (j_B(x_1) - j_B(x_1 + dx)) \Delta t \cdot A$$

↑

↑ test. egyelőre

↑ lész B-otank
↑ számbrak változása

↑

$$j_B(x_1) + \frac{\partial j_B(x)}{\partial x} \Big|_{x_1} \cdot dx$$

$$A = 1 : \quad \frac{\Delta C_B}{\Delta t} = \frac{\partial C_B}{\partial t} = - \frac{\partial j_B(x)}{\partial x}$$

+ I. Fick egy. : $j_B(x) = -D_B \cdot \frac{\partial C_B}{\partial x}$

$$\frac{\partial C_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_B \frac{\partial C_B}{\partial x} \right)$$

↑ elvagy ettől függ D_B

Ha D_B független a helytől (koncentrációtól) (közelítőleg):

$$\frac{\partial C_B}{\partial t} = D_B \frac{\partial^2 C_B}{\partial x^2}$$

Fick + I. ~~tr.~~ tr. - e

3D-ben:

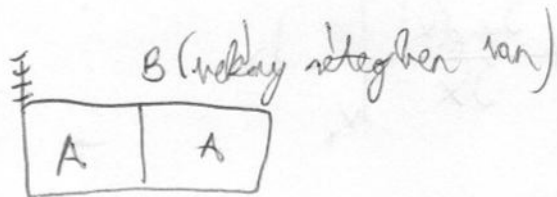
$$\frac{\partial C_B}{\partial t} = D_B \Delta C_B$$

(ha D_B isotrop és nem függ a konc.-tól)

(ha az anyag anizotrop \Rightarrow) $\frac{\partial C_B}{\partial t} = D_{B_x} \cdot \frac{\partial^2 C_B}{\partial x^2} + D_{B_y} \cdot \frac{\partial^2 C_B}{\partial y^2} + D_{B_z} \cdot \frac{\partial^2 C_B}{\partial z^2}$

Pelda:

① Négyzetes megoldás

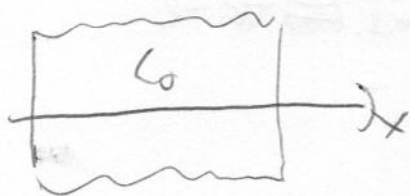


kereseti felt.: $c_B(x,0) = \delta(x) \rightarrow$ mo.: $c_B(x,t) = \frac{n_B}{2\sqrt{\pi D_B t}} e^{-\frac{x^2}{4D_B t}}$

$n_B = \int_{-\infty}^{\infty} c_B(x,t) dx$

a B atomok száma az anyagban

② Vegyesen feltett mo.:



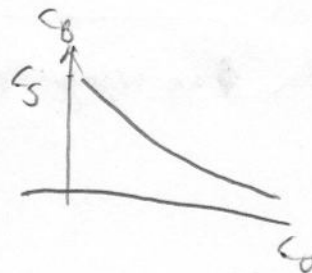
$0 < x < \infty$
 $-\infty < y < \infty$
 $-\infty < z < \infty$

Kötérfelt.: $c_B = C_0$, ha $t=0$, $0 < x < \infty$
 $c_B = C_S$, ha $x=0$, $0 < t < \infty$

$C_0 = \text{dl}$

Mo.: $c_B(x,t) = \dots$

~~$c_B(x,t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy$~~



\Rightarrow látható, hogy $c_B \frac{x}{2\sqrt{D_B t}}$ -től függ

Ha egy adott konc. behatolási mélységet akarjuk növelni, akkor időmennyiség hőm.-et növelni, mint

az időt: ha $T = \text{áll} \Rightarrow D_B = \text{áll} \rightarrow x \sim \sqrt{t}$

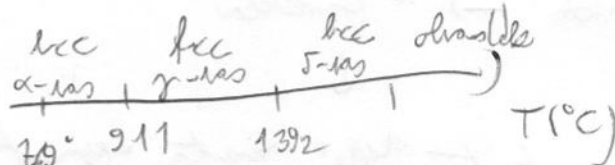
ha $t = \text{áll} \quad x \sim \sqrt{D_B} \sim \sqrt{\frac{Q}{2k_B T}}$

3. da

Fázisátalakulás, fázisdiagram

pl. vas

bcc \rightarrow tértöltés
fcc \rightarrow lapcentrális



\downarrow
Curie- $t_{\text{hő}}$
(ferrom. \rightarrow param.)

- egyfajta rendszer \rightarrow egyfajta atomok épül fel
- többfajta sz. \rightarrow többfajta - 11 -
- a sz. lehet egy- vagy többfajta \rightarrow lehet több is termodin. - leg stabil

Kérdés:

T, p , kémiai összetétel (alkotók konc.) kv.-ben milyen a sz. fázisösszetétel (fázisok típusa, aránya)

A fázisátvitelt termodin. egyensúlyban fogjuk vizsgálni.

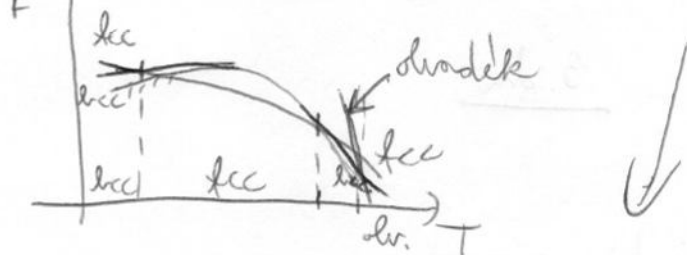
2) Egyensúly feltétele

$$\text{ha } T, V = \text{állandó} \rightarrow F = \text{min.}$$

(szabvány.)

F és G között nincs ok eltérés

Pl. az F egyáltalán \rightarrow ilyen \rightarrow az F nem



$F = E - TS \rightarrow$ egy leveles mennyiség is már növeli a konfigurációs energiát $\rightarrow F$ csökken

\downarrow
 a szilárd anyagok \leftarrow nehéz tisztítani anyagot
 táblalkotóak \leftarrow keskeny

\Downarrow
 kétalkotó m.: A, B (kétfajta atom)
 (mics. egyik sem kitüntetett)

- 2 fajta modell:

- ideális szilárd láda
- reguláris (szabályos) láda

a) Hédli's szil. láda:

F nem változ., ha egy A -t és B -t felcserélünk pozícióban

(\Rightarrow ha A -t A -k mellett körül vagy B -k mellett körül, az nem számít)

(pl. magas hőmérsékletű anyagokból lehet ez)

$$N \cdot \frac{V_B}{V} = \frac{n_B}{V} \rightarrow B \text{ atomok száma az anyagban}$$

↓

B at. konc.

$$n_A = N \cdot \frac{V_A}{V} \quad n_A + n_B = N$$

$$Y_A + Y_B = 1$$

$$F^{\text{tot}} = E_0 - TS^M$$

↓
kiszámlált entropia (konfig. entropia)

$$S^M = k \cdot \ln W \quad W: \text{lehetőleges konfigur. száma}$$

$$W = \binom{N}{n_A} = \frac{N!}{n_A! n_B!} \quad S^M = k \ln \frac{N!}{n_A! n_B!}$$

$$\ln x! = x \ln x - x \quad \text{ha } x \text{ nagy}$$

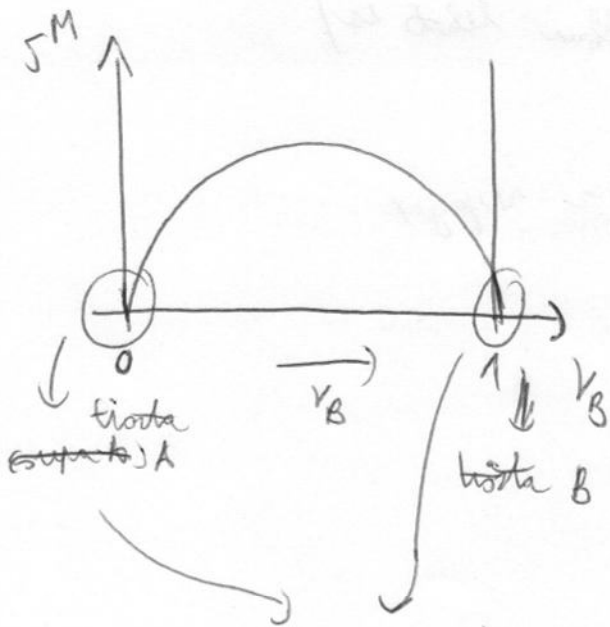
$$S^M = k \left[N \ln N - N - (n_A \ln n_A - n_A) - (n_B \ln n_B - n_B) \right] =$$

$$= -k N \left[-\ln N + 1 + \frac{n_A}{N} \ln n_A - \frac{n_A}{N} + \frac{n_B}{N} \ln n_B - \frac{n_B}{N} \right] =$$

$$- \frac{n_A}{N} \ln N - \frac{n_B}{N} \ln N$$

$$= -k N \left[\frac{n_A}{N} \ln \frac{n_A}{N} + \frac{n_B}{N} \ln \frac{n_B}{N} \right] = -k N \left[v_A \ln v_A + v_B \ln v_B \right]$$

és $v_A = 1 - v_B \Rightarrow$ 1 változ. fr.

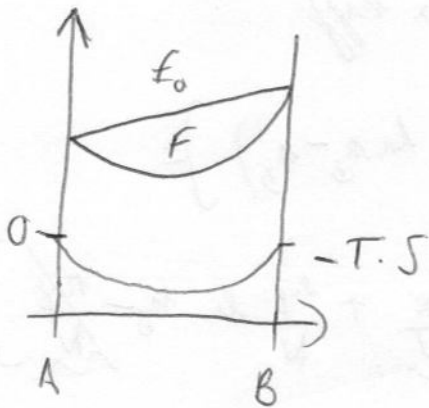


a végén nagyon nagy meredekségű \rightarrow a nehézsúly

csak azért, mert nem számolt a körpályát! $\frac{5''}{Nk}$ csökkenté F -at

$$F = n_A \cdot E_{0A} + n_B \cdot E_{0B} + NkT (v_A \ln v_A + v_B \ln v_B)$$

$E_{0A} \rightarrow$ 1 db "A" atomra jutó kötési energia } tisztán anyagokra
 $E_{0B} \rightarrow$ 1 db "B" atomra jutó kötési energia } és meghat. haték



Szobályos (regularis) rendű oldat modellje:

Figyelembe vesszük az oldószer-megoldott közönségek kölcsönhatásait is.

pl. egy A atom jobban "szertti", hogy B veszik körül, mint A-k
 A és B között van az \rightarrow kölcsönhat. en.-val vesszük figyelembe

n : elektronok száma

n^{AA} az. - elhagy
 $n^{AA} \rightarrow$ A atom mellett A van

n^{AB} , n^{BB} , n^{BA}

(vakanciok hatását most elhanyagoljuk)

$$n^{AA} + n^{AB} = 1$$

$$n^{BB} + n^{BA} = 1$$

az AB párosok száma:

$$n_A \cdot n^{AB} = n_B \cdot n^{BA} \quad /: N$$

AB párosok n .

$$r_A \cdot n^{AB} = r_B \cdot n^{BA}$$

Egy A atomnak $n \cdot n^{AA}$ "A" szomszédja van

-||- $n \cdot n^{AB}$ "B" -||-

ϵ_{AA} , ϵ_{AB} , ϵ_{BB} , ϵ_{BA} kh. energiája

$$\epsilon_{AB} = \epsilon_{BA} \quad (\epsilon_{ij} < 0 \rightarrow \text{vezetés})$$

A rendszer teljes kötési en.-je:

$$E = \underbrace{N r_A}_{n_A} \cdot \underbrace{\frac{N}{2}}_{\text{kötések száma}} (n^{AA} \cdot \epsilon_{AA} + n^{AB} \cdot \epsilon_{AB}) + \underbrace{N r_B}_{n_B} \cdot \frac{N}{2} (n^{BB} \cdot \epsilon_{BB} + n^{BA} \cdot \epsilon_{BA})$$

(a kötések száma r -szor akárcsak figyelembe vesszük)

$$E = \frac{1}{2} N \cdot n \left(r_A \cdot \epsilon_{AA} \cdot n^{AA} + r_A \cdot \epsilon_{AB} \cdot n^{AB} + r_B \cdot \epsilon_{BB} \cdot n^{BB} + r_B \cdot \epsilon_{BA} \cdot n^{BA} \right)$$

$$E = \frac{1}{2} N n \left[v_A \epsilon_{AA} + v_A \cdot n^{AB} (\epsilon_{AB} - \epsilon_{AA}) + v_B \cdot \epsilon_{BB} + v_B \cdot n^{BA} (\epsilon_{AB} - \epsilon_{BB}) \right]$$

ez volt az id. oldalról is $(\epsilon_{0A} = \frac{n}{2} \cdot \epsilon_{AA}, \epsilon_{0B} = \frac{n}{2} \epsilon_{BB})$

$$E = \frac{1}{2} N n \left(v_A \cdot \epsilon_{AA} + v_B \cdot \epsilon_{BB} + 2 v_A \cdot n^{AB} \cdot \epsilon \right)$$

$$\text{ahol } \epsilon = \epsilon_{AB} - \frac{1}{2} (\epsilon_{AA} + \epsilon_{BB})$$

→ ϵ energiát nyújt (nagy részünk) → AB kötésenként,

ha AA } kötések helyett AB } kötések lesznek.
 BB } kötések helyett AB }

$$(2\epsilon = 2\epsilon_{AB} - (\epsilon_{AA} + \epsilon_{BB}))$$

ϵ : keveredési energiával ~~az~~ amennyi

$\epsilon < 0$ → A és B keveredése előnyös (oldódás)

$\epsilon > 0$ → -|| - elutasítás -|| (szétválás)

$\epsilon = 0$ → id. oldal

pl. ha $v_B = \frac{1}{4}$
 → 25% - 100%
 hogy A szétválik B-től
 B atomok konc. -ja 8 lesz

$$F = \underbrace{\frac{1}{2} N n (v_A \cdot \epsilon_{AA} + v_B \epsilon_{BB})}_{E_0} + \underbrace{N n v_A n^{AB} \cdot \epsilon}_{E^M} + \underbrace{N k T (v_A \ln v_A + v_B \ln v_B)}_{-T \cdot S^M}$$

F^M

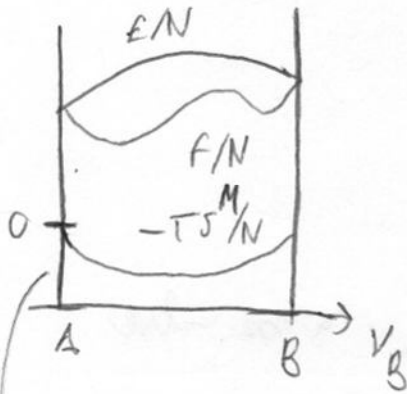
keveredési energia

Magas T -n ($\epsilon < \frac{kT}{4}$) vagy $\epsilon \approx 0$ esetén: $E^M \approx 0$

(ϵ nem függ T -től)

hasznos! az id. állapotok

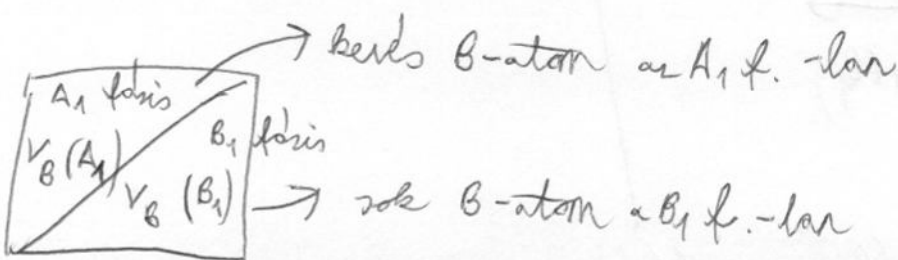
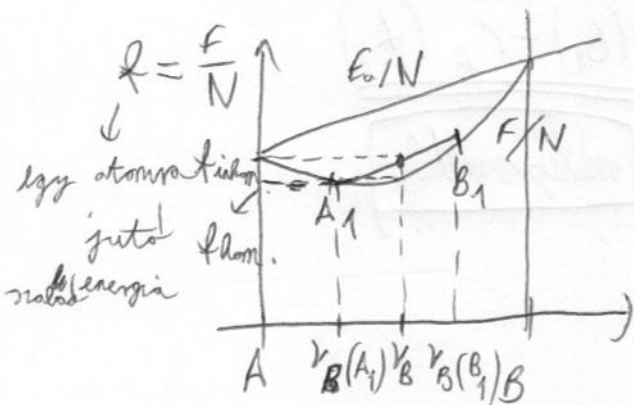
Iszálályos állapot: ha $\epsilon > 0$ és T elég alacsony



$E^M > 0$ (alacsony hőmérsékleten $-TS^M$ nem tudja kompenzálni)

a két végpontos entropiátag E^0 és E^M tagok nem tudják elnyerni)

$F(V_B)$ alakjából az entropiátag hat. meg, mert E_0 lár.-an másh. V_B -vel



All.

1 atomra jutó szabad. - ja kisebb

szigorúan separálható sz. ~~energia~~ \Rightarrow kevésbé előnyös, mert az eszt, mint az bevezetés.

Ez a görbe is miatt van!

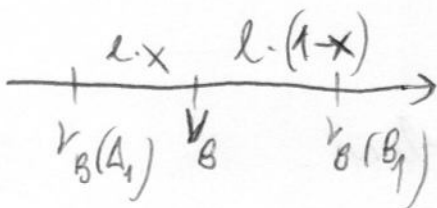
$$x = (1-x) f(A_1) + x f(B_1)$$

az 1. fázis atomhányada a sz. - ha

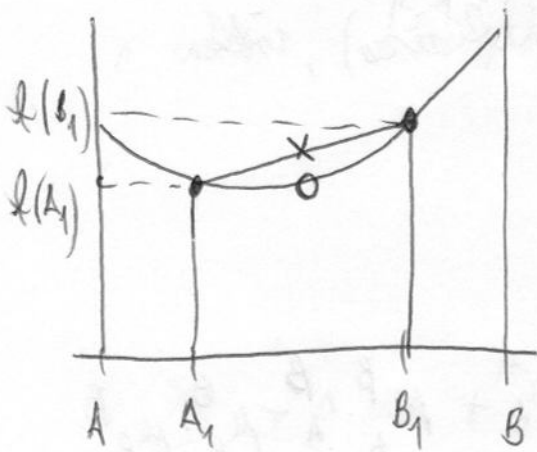


$$r_B = (1-x) r_B(A_1) + x \cdot r_B(B_1), \quad x = \frac{r_B - r_B(A_1)}{r_B(B_1) - r_B(A_1)}$$

ha ~~eser~~ a görbe haladunk $\frac{r_B(B_1) - r_B(A_1)}{\text{moleg számok}}$ (inhom.)



$$r_B = r_B(A_1) + x (r_B(B_1) - r_B(A_1))$$



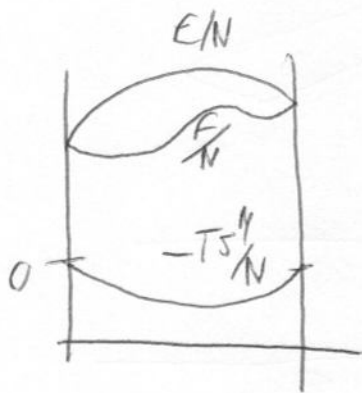
$$f^{\text{inhom}} = f(A_1) + x(f(B_1) - f(A_1)) > f^{\text{hom}}$$

\Rightarrow Tehets ha: $\frac{\partial^2 f}{\partial v_B^2} > 0$, akkor $f^{\text{inhom}} > f^{\text{hom}}$

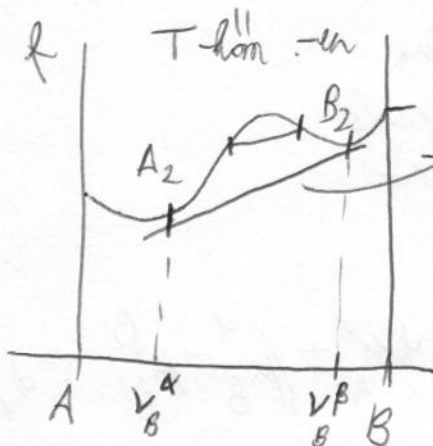
Szabályok elhatárolása

ha $\epsilon > 0$ és T leg alacsony

\downarrow
 $E^M > 0$ (alacsony hőm.-en - TS^M nem tudja kompenzálni)



T pontos lesz



\Rightarrow érintő szabály: csak a két végén lesz egyensúly

v_B inflexió pontok között $\frac{\partial^2 f}{\partial v_B^2} < 0 \Rightarrow$ $f^{\text{hom}} > f^{\text{inhom}}$

=> ha két fázis (pl. diffúzió), kölcsön a
 (α és β)
 szabadenergia

=> $T, V = \text{állandó} \rightarrow F = \mu_A^\alpha \cdot n_A^\alpha + \mu_B^\alpha \cdot n_B^\alpha + \mu_A^\beta \cdot n_A^\beta + \mu_B^\beta \cdot n_B^\beta$

A és B atomok metsz a kémiai pot. ∴

α, β fázis

$\mu_i^k = \left. \frac{\partial F}{\partial n_i^k} \right|_{T, V, \mu_j^l}$ ← kényszer

↑
 k. fázisban
 az i. komponens
 kémiai pot.-ja

Termodin. egyenlet: $F = \text{min} \rightarrow \delta F = 0$

$\sum_{i,k} \mu_i^k \cdot dn_i^k = 0$

$dn_i^\alpha = -dn_i^\beta \quad i = A, B, \dots$

ha α fázisban → β-ben
 anyagot szednek az
 i atomok száma n_i^β

=> $(\mu_A^\alpha - \mu_A^\beta) \cdot dn_A^\alpha + (\mu_B^\alpha - \mu_B^\beta) \cdot dn_B^\alpha = 0 \leftarrow \sum_{i=A,B} \mu_i^\alpha \cdot dn_i^\alpha + \sum_{i=A,B} \mu_i^\beta \cdot dn_i^\beta = 0$

=> $\boxed{\mu_A^\alpha = \mu_A^\beta}$ és $\boxed{\mu_B^\alpha = \mu_B^\beta}$ egyenlőség feltétele

$$df^\alpha = M_A^\alpha \cdot dV_A^\alpha + M_B^\alpha \cdot dV_B^\alpha =$$

csak α fázisban

$$F = \mu_A^\alpha \cdot n_A^\alpha + \dots$$

$$f = \frac{F}{V} = \mu_A^\alpha \cdot V_A^\alpha + \dots$$

$$= M_A^\alpha (-dV_B^\alpha) + M_B^\alpha \cdot dV_B^\alpha \Rightarrow \frac{df^\alpha}{dV_B^\alpha} = M_B^\alpha - M_A^\alpha$$

\uparrow

mert $V_A^\alpha + V_B^\alpha = 1$

$$dV_A^\alpha = -dV_B^\alpha$$

Készenlét

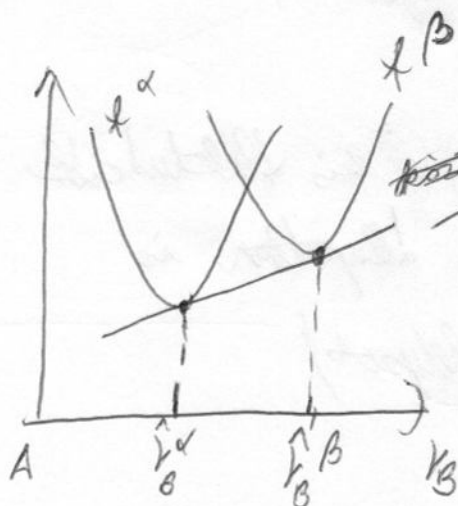
$$\frac{df^B}{dV_B^B} = M_B^B - M_A^B$$

Egyenlőség feltételből: $M_A^\alpha = M_A^B$
és $M_B^\alpha = M_B^B$

$$\Rightarrow \frac{df^\alpha}{dV_B^\alpha} = \frac{df^B}{dV_B^B}$$

\downarrow

talált T-n



Körös érintés konstrukció!

a két érintési pontban meggyűlik a deriváltak

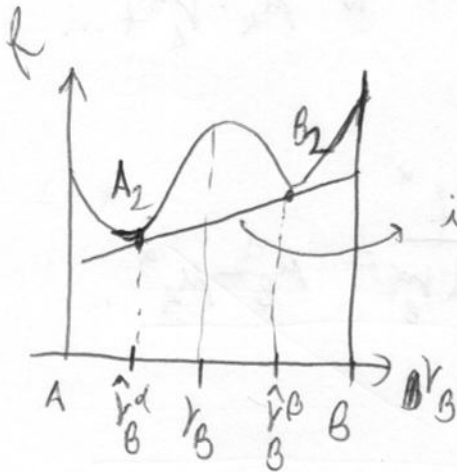
\downarrow

nehünk pont ez kell

\Downarrow

a két fázisban a két pontban fog elhelyezkedni!

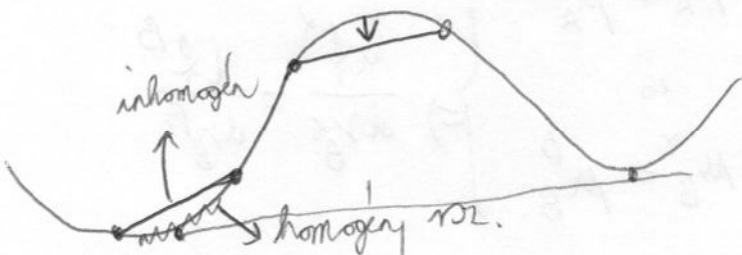
Ebből kör-en



itt a két fázis aránya
már

↓
a két fázis esetében a pontoknál

vagy egyensúlyban → ilyen fázisok lesznek,
amelyekben r_B értéket az értéket
veheti fel

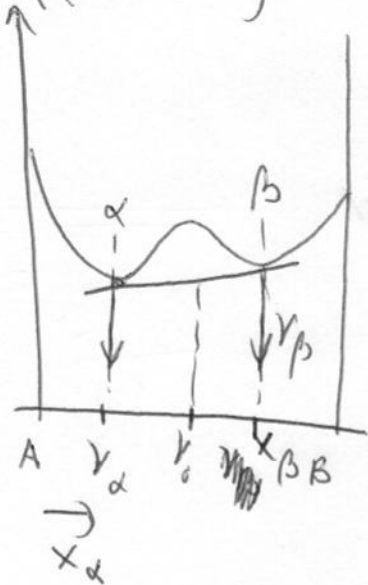


↑ inhomogén
↓ homogén r.B.
az inhomogén itt még kevésbé előnyös

az inhomogén itt már előnyösebb, de kis fluktuációk miatt
a ~~az~~ r.B. lehet még homogén állapotban is
(lassan áll be a kedvezőbb helyre)

4. dta

1) f (molekul. en.)



$[x_\alpha, x_\beta, r_\alpha, r_\beta]$

$$f_T = x_\alpha f(r_\alpha) + x_\beta f(r_\beta) + \lambda [1 - (x_\alpha + x_\beta)] + \mu [r_0 - (x_\alpha r_\alpha + x_\beta r_\beta)]$$

$$\left. \begin{aligned} f(r_\alpha) - \lambda - \mu r_\alpha &= 0 \\ f(r_\beta) - \lambda - \mu r_\beta &= 0 \end{aligned} \right\} f(r_\alpha) - f(r_\beta) = \mu (r_\alpha - r_\beta)$$

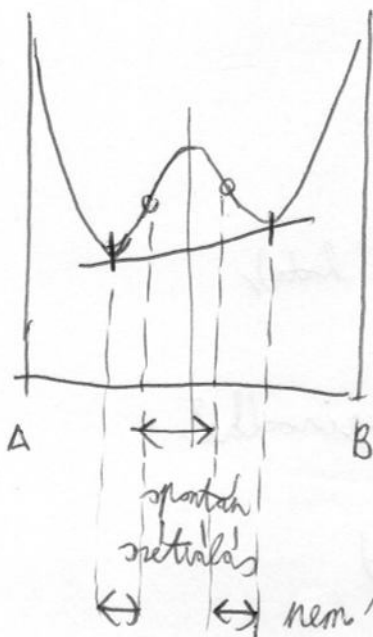
$$\begin{aligned} x_\alpha f'(r_\alpha) - \mu x_\alpha &= 0 & f'(r_\alpha) &= \mu \\ x_\beta f'(r_\beta) - \mu x_\beta &= 0 & f'(r_\beta) &= \mu \end{aligned}$$

2) Mélegszabály:

$$r_0 = x^\alpha r^\alpha + x^\beta r^\beta \quad r_0 (x^\alpha + x^\beta) = x^\alpha r^\alpha + x^\beta r^\beta$$

$$x^\alpha (r - r^\alpha) = x^\beta (r^\beta - r)$$

3)



$$\frac{d^2 f}{dr^2} = 0 \text{ inflexió}$$

Inflexió pontoka helyül spontán metatolás van, mert a molekul. energia csökken

nem valószínű spontán (pl. behűtés)

$$4) \quad \varepsilon = \varepsilon_{AB} - \frac{\varepsilon_{AA} + \varepsilon_{BB}}{2}$$

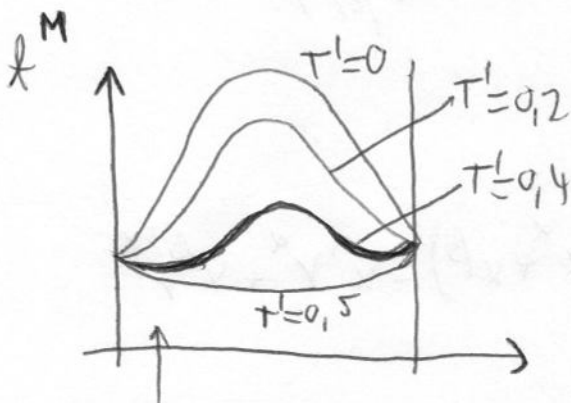
ha $\varepsilon > 0$ "szűk" szűrteleni a rendszer

ha $\varepsilon < 0$ "szűk" kevéredni a rendszer

$$(\varepsilon_{AB} > \frac{\varepsilon_{AA} + \varepsilon_{BB}}{2})$$

most $\varepsilon > 0$ (kivétel):

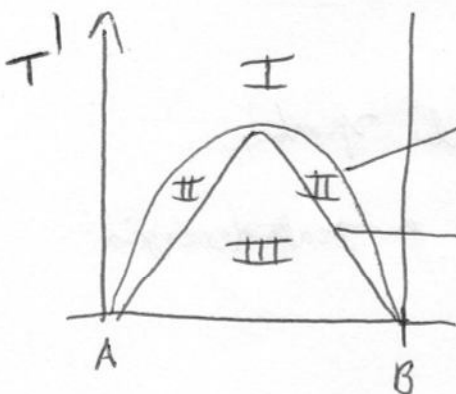
$$T^I = \frac{kT}{n\varepsilon} \quad n: \text{koordinációs szám}$$



$T^I \leq 0,5$ szétszik $\alpha + \beta$ -ra
 $T^I > 0,5$ homogén rendszer
 (eltűnik a két "fendék")

lin. tag nélkül

(az most nem olyan fontos)

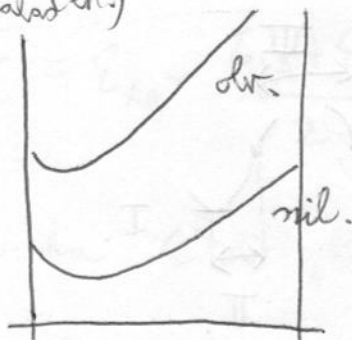


$$\frac{dl^M}{dr} = 0 \quad \text{differenciális határ}$$

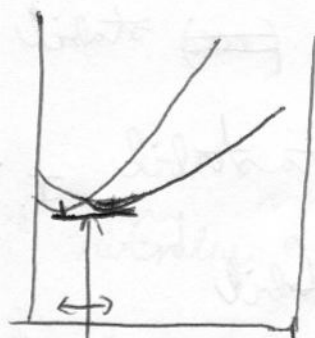
$$\frac{d^2 l^M}{dr^2} = \frac{d^2 l}{dr^2} = 0 \quad \text{spinodál}$$

(inflexió pontok)

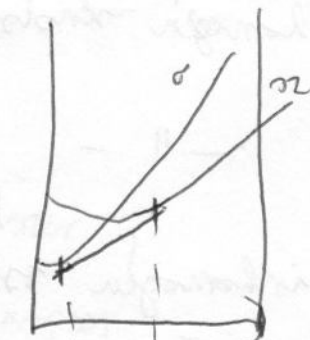
III f (malad en.)



(az alacsonyabb most
bb. áll, de ez nem
↓ igaz a
sol.-ban)



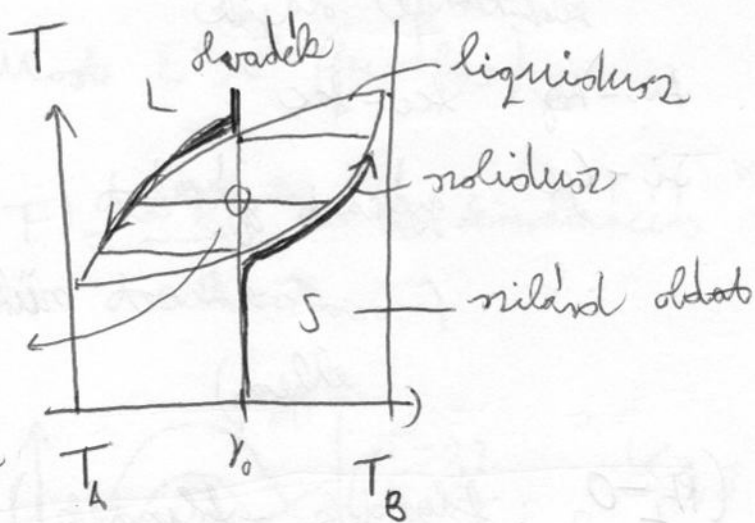
A → B
nem közös
lévő
⇓
van szétválás



A → B
szétválás



A → B
dv.
& stabil
Vösszetétel

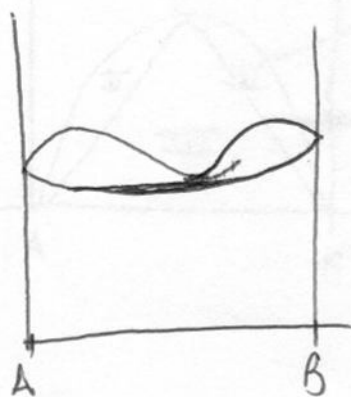


itt
nincs
stabil
pont

ezek egyensúlyi fázisdiagramok

(valóban ezek a fázisok csak akkor alakulnak ki ilyen
arányban, ha sokáig várunk pl. szilárd anyag

■ B
kivételével a koncentrációjuk nőnie kell → nagy
diffúzió seb. de ez kb. nem elég lassú szilárd anyagban)



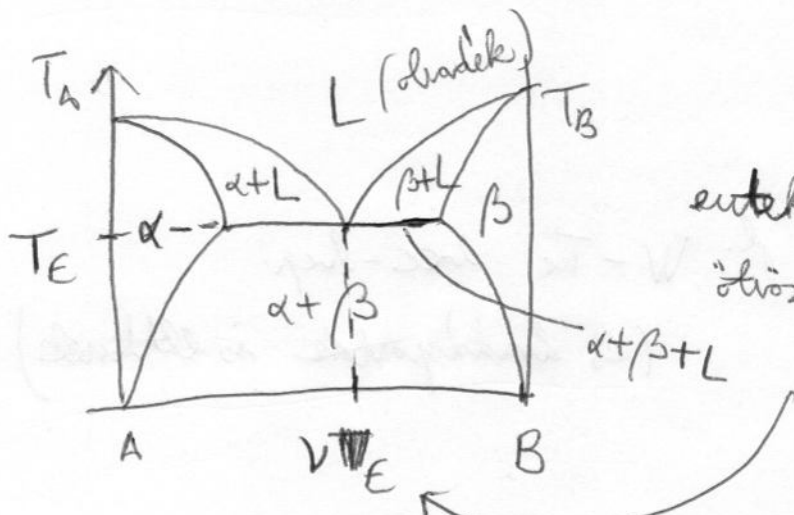
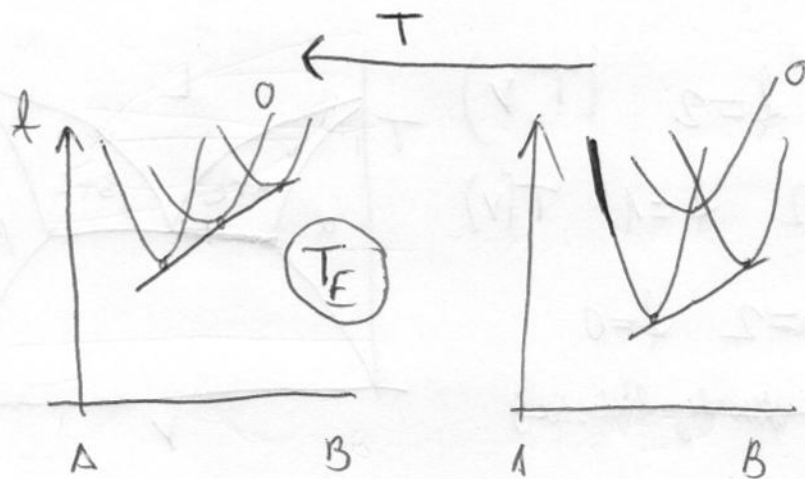
$T_A \approx T_B$

lehet

pl. víz - étel

2) Köhátározottan oldják egymást:

pl. Sn-Pb hcp-fcc



eutektikus
összetek

ennek a legalacsonyabb a hőm.-e

Gilts-féle fázisváros

- n komponens r fázis $r(n-1)+2$ változó

~~$(r-1)n$~~ összfokú (kémiai potenciálok meggyezésnek)

$$f = r(n-1) + 2 - n(r-1) = n - r + 2$$

f : szab. fokú szám

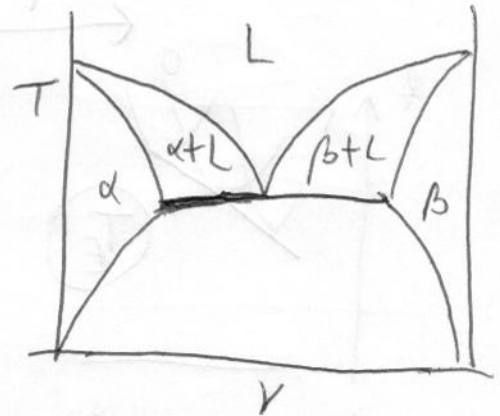
- r nívó $f = n - r + 1$

$\Rightarrow L \quad r=1 \quad n=2 \quad f=2 \quad (T, V)$

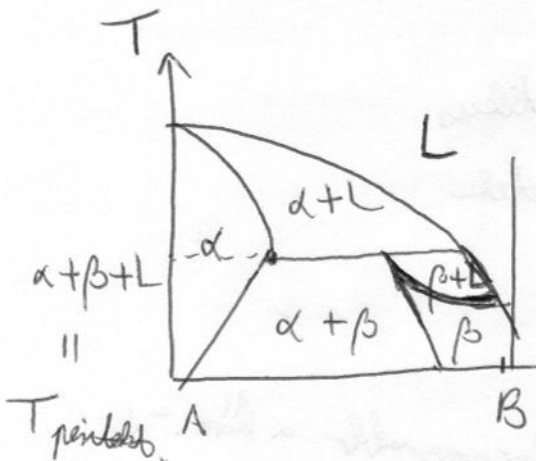
$\alpha + L \quad r=2 \quad n=2 \quad f=1 \quad T(V)$

$\alpha + \beta + L \quad r=3 \quad n=2 \quad f=0$

~~(szabadon mozog, hogy α és β melyik felé)~~

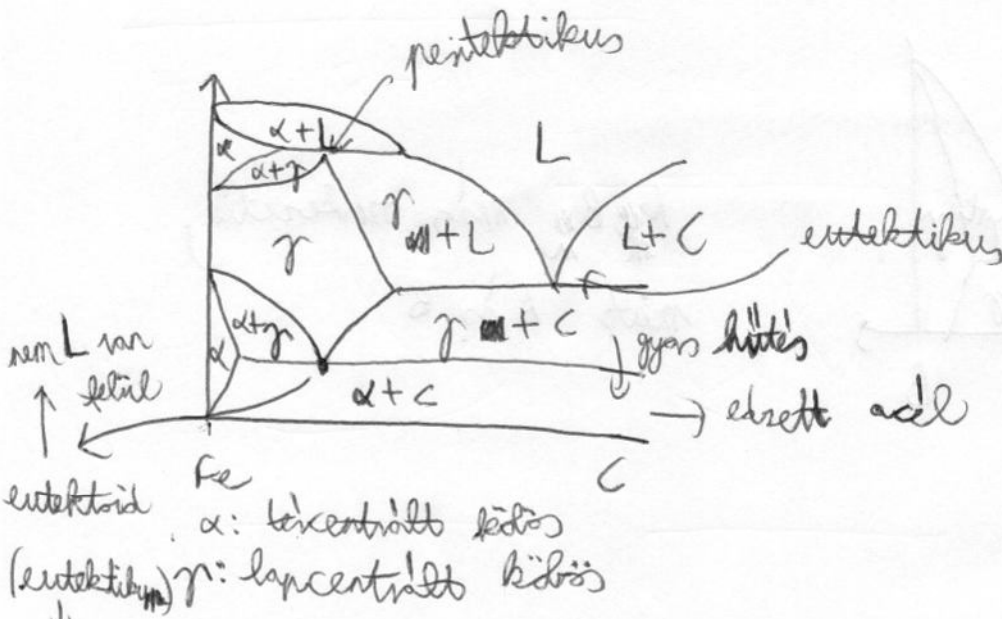


c) peritektikus átmenet



pl. W-Ti léc-heg
(a) áradáspontok is eltérnek

Fe-C



α : kéntartó kősz
 γ : lócentrált kősz
 L van felül
 öntött vas: 20%
 más lényegi kősz. nívó

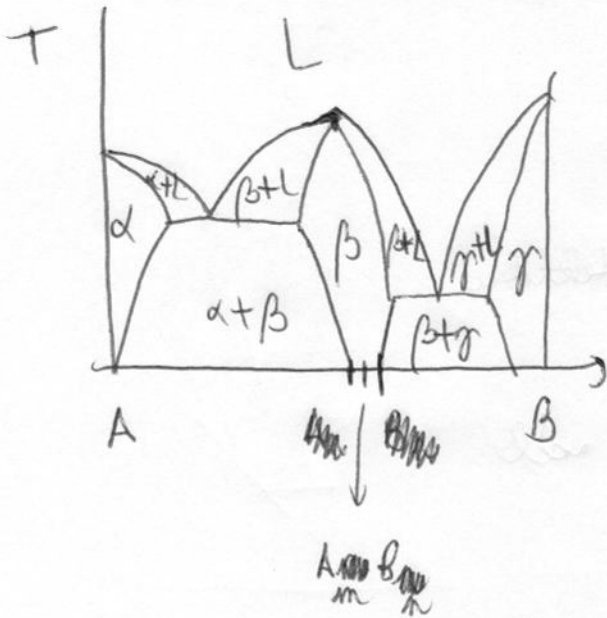
Intermetallikus "kősz" (vegyület)

meghat. arány,
 de a krist. szerk. miatt
 $K_2 Na$

meghatározott arányban
 vannak komponensek,
 de kémiai kötésük miatt

- Pl. Mg-Si $Mg_2 Si$
 Al-Mg $Al_{12} Mg_{47}$
 Ni-Al $Ni_3 Al$

β fázis: meghat. arány

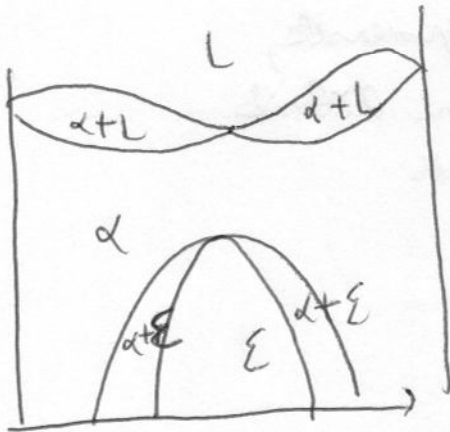


A_m B_n más szerkezettel,
 mint A és B

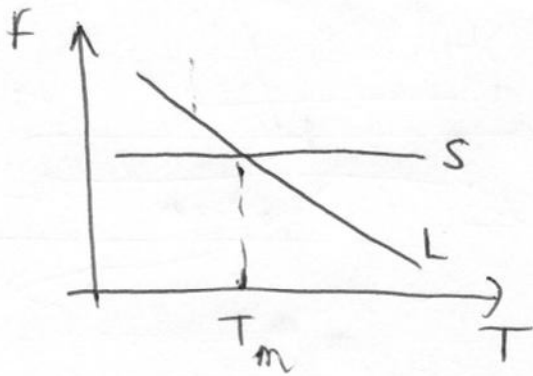
pl. réz-zin (Cu + Zn)

e) Lehet még skála:

Pb - Au



5) Mergiländulas kinetikaja (L → S) (dradek → siländ)



$$\Delta F_v = F_S - F_L = \Delta E - T \Delta S$$

(mägilän entalpia nör'ittö)

$$T = T_m \text{ -hen } \Delta F = 0$$

$$\Delta E = T_m \Delta S$$

(latens h'ö)

$$\Delta F = - \frac{\partial \Delta F}{\partial T} \Delta T = \Delta S \Delta T = \frac{L}{T_m} \Delta T$$

5. ora

Mergiländulas

1) $\Delta F_v = F_S - F_L = \Delta E_v - T \Delta S_v$
 (k'ogeteppige nör. m'arj'isik)

a) t'ülh'ute's kell a mergiländulas'hor

$$\Delta T = T_m - T > 0$$

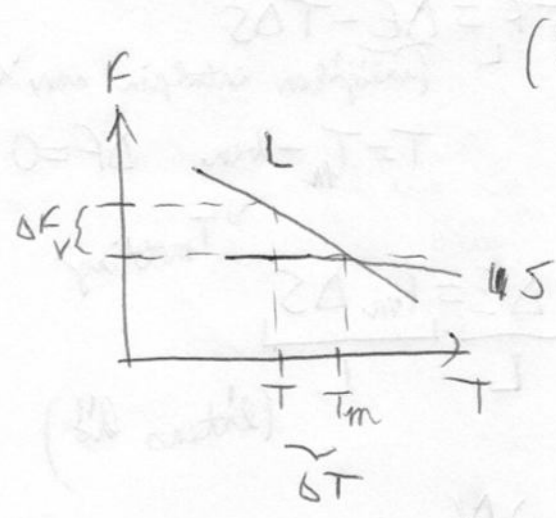
$$\Delta F_v \Big|_{T=T_m} = \Delta E_v - T_m \cdot \Delta S_v = 0 \rightarrow \Delta S_v = \frac{L_v}{T_m}$$

$L_v \rightarrow$ dradek'ash'ö ($L_v < 0$)

(k'ogete. -se nör.)

$$\Delta F_v \Big|_{T < T_m} = \Delta E_v - T \Delta S_v = \Delta S_v \cdot \Delta T = \frac{L_v}{T_m} \cdot \Delta T$$

Köreltes: $\Delta F_V \Big|_{\Delta T} = \frac{L_V}{T_m} \Delta T = \alpha \Delta T$



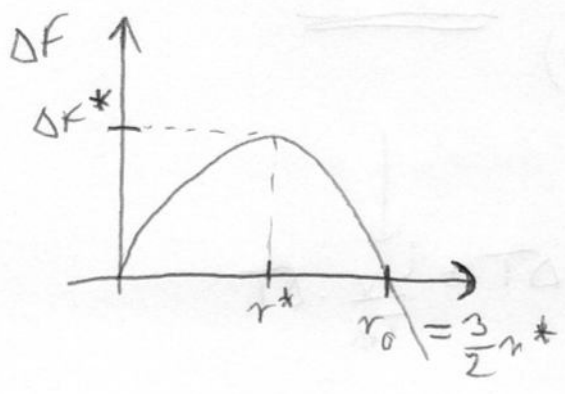
↓
 a) hűtött szilárdok kristályos magok (csók) képződnek
 termikus fluktuációk révén.

↓
 itt szabadon, szabadul fel, DE a felület kialakulásához
 az szilárdok is van. Minis körtől szab. energiát igényel
 ⇒ ha toll naggy ~ felület, nem nő tovább a csík

Legyen gömb alakú, r sugarú csík:

$$\Delta F(r) = \underbrace{\Delta F_V \cdot \frac{4\pi r^3}{3}}_{< 0} + \gamma_{SL} \cdot 4\pi r^2$$

↓
 (solid-liquid) szilárd / ~~szilárd~~ halmaz-
 felület: szabadenergiaja



$r < r^*$: a csík feloldódik
 $r > r^*$: a csík növekedőképes
 $r > r_0$: F felbomlásul

r^* : kritikus csomópont

$$\frac{\partial(\Delta F)}{\partial r} \Big|_{r=r^*} = 0 \rightarrow r^*$$

$$0 = \Delta F_v \cdot 4\pi(r^*)^2 + \int \sigma_{sl} r^* \pi$$

$$\Delta F_v = \frac{L_v}{T_m} \cdot \Delta T$$

(ha $\Delta T = 0$, $r^* = \infty$)

$$r^* = \frac{2\sigma_{sl} \cdot T_m}{L_v \cdot \Delta T}$$

\rightarrow a túlhűtés ΔT függ r^* !

Ha nagy a túlhűtés, nagyobb lesz a homogénitásgégenként felszabaduló szabadenergia \rightarrow könnyen legyőzi a felületi tagot

$$\Delta F^* = \frac{16\pi \cdot \sigma_{sl}^3 \cdot T_m^2}{3L_v^2 (\Delta T)^2}$$

• Ha nincs túlhűtés, nincs kikristályosodás

• Minden csak homogén, egyalkotós anyagra (~~töbtkomponensű~~) igaz,

pl. edénybe tett anyagra (határfelület) a felületi

tag az edény oldalán kisebb (nem kell akkor

síkard / folyadék határfelület) \Rightarrow ~~de~~ nem kell

akkora túlhűtés

(nem kell elvárni a folyadék / edény

sík / edény

felületi energia

is változhat)

homogén magképződés: $\frac{\Delta T_c}{T_m} \approx 10\%$

heterogén —||—: $\frac{\Delta T_c}{T_m} < 10\%$

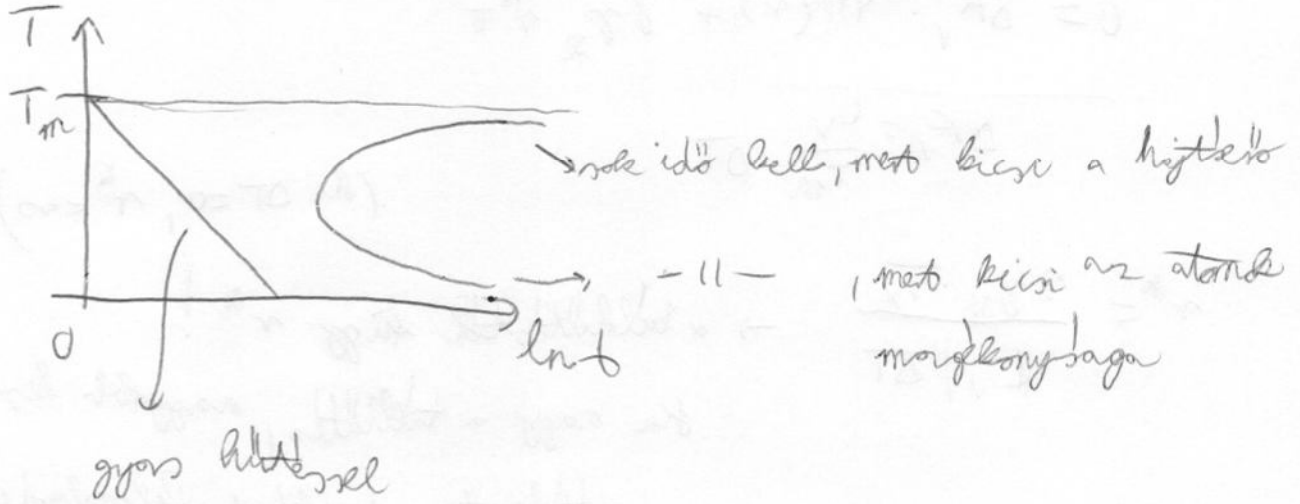
(edény fala, szennyező) — 47 —

b) ^{az által.} sebessége kicsi, ha lassan a hőm.

TTT görbe (Transform. - Temp. - time)

átkrist. nukle. idő:

adott körök adott hőm.-en teljesen átkristályosodjon

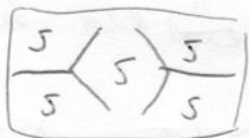


az olvadási befagyás mielőtt kristályosodna (amot szilárd anyag)

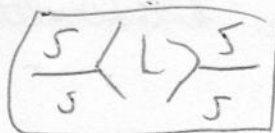
2) Túlmelegítés:

ugyanolyan számolás, de mindig vannak csúszkésztető elősegítő tényezők

pl. szemcsék, diszlok. } kint. hibák



→



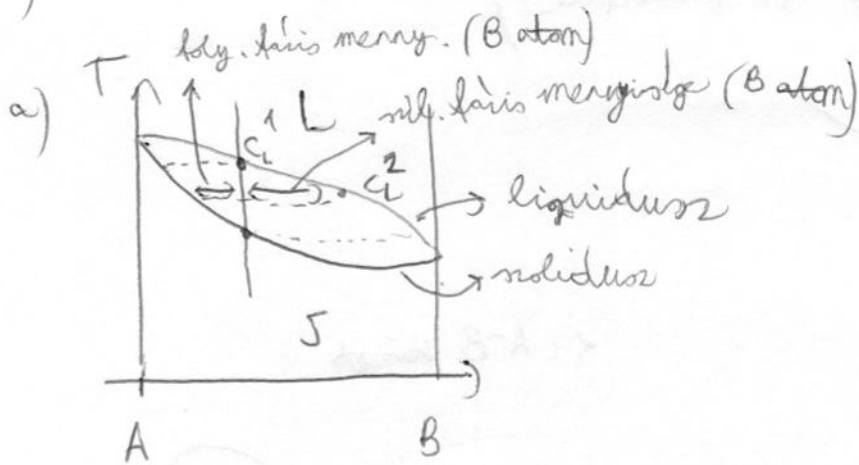
elvé volt egy szemcsék!

↓

a kritérium tagok

ilyenkor figyelembe kell venni (különbség lesz)

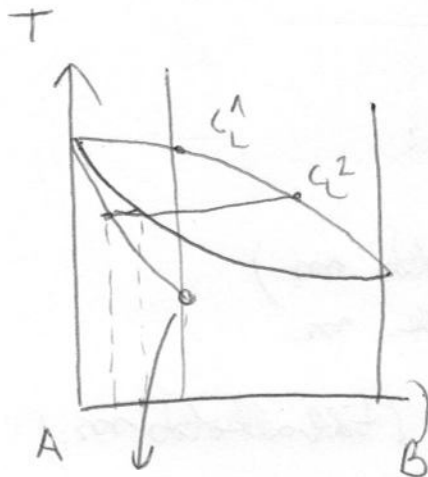
3) Kétalkotós fázisdiagram:



b) gyors hűtés esetén

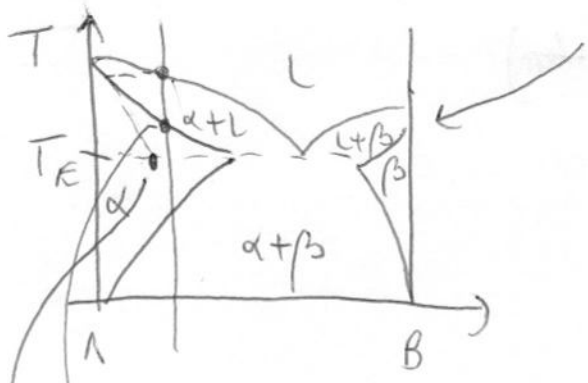


\Rightarrow S-ben az átlagkoncentráció: $c_S^1 < c_S^2 < c_S^2$



az egyensúlyi fázisdiagr. által előírt hőmérséklet alatt
fog megmárulni

Eutektikus "ströndel": ("nyuvonítal")



α : A-B ströndel

lassú hűtésnél α szilárd oldat jön létre

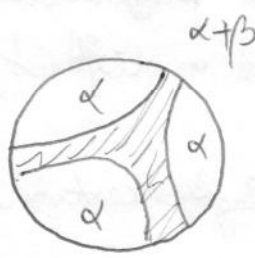


ha T_E felett nem megyünk át a lassú hűtés miatt

hűlési egyenest: $\alpha + \text{eutektikusm} (\alpha + \beta)$

\uparrow
L már nem létezik!

\uparrow
 β már stabil



=> a hűtés sebessége befolyásolja:

- ^(teljes) atomos hőmérsékletet (egykötés m.)
+ többlek. m.
- fázisösszetétel, mikrostruktur (többlekötés m.)

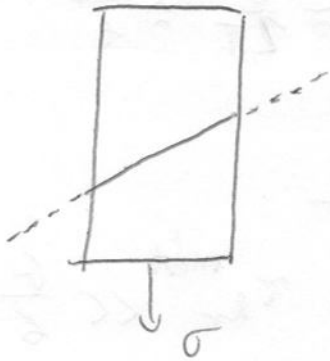
Diszlokációk

(Diszlok.: vonalkiba: elmozdulnak az atomok egy vonal mentén)

1) Hogyan jöttek vol, hogy vannak ~?

Heplékány def.-k során:

- töltött felületek ~~akkor~~ (csúszások) mentén történik az elmozdulás (nyúlás).

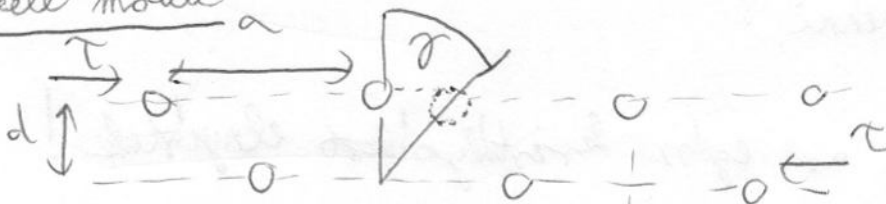


(ha megakadályozzuk a nyúlást ~~akkor~~ elmozdulást, akkor megakadályozzuk a deform.)

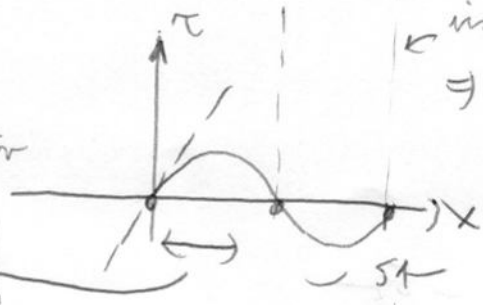
↑
(pl. 4 pillanatképen oldalról kövessük)

- A csúszási síkba bizonyos kristálytani irányokban helyezkedtek el!

↳ Frankell-modell:

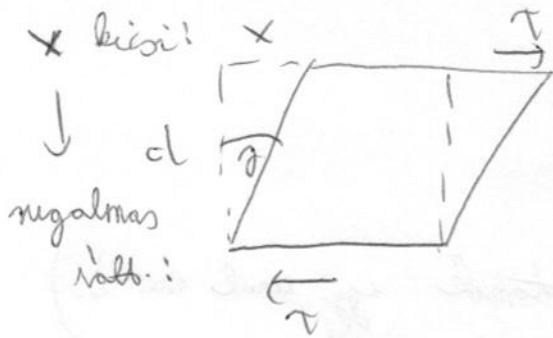


amíg nem billen át a kör egy helyre, addig megakadályozzuk a váltást!



↳ immár a kör egyensúlyi helyzetbe \Rightarrow a nyúlási fesz. (τ) periodikus fv.-e lesz a sík mentén elmozdulásnak (x)

sin - α kénélés



$$\tau = G \cdot \gamma = G \cdot \frac{x}{d}$$

↓
nyírási modulus

$$x = \frac{\alpha}{2} \rightarrow \tau = 0$$

$x = \alpha$, $\tau = 0$, τ " " periódusosul per. α -e x -nek

$$\tau = \frac{G \alpha}{2\pi d} \sin\left(\frac{2\pi x}{\alpha}\right) \rightarrow x \ll 1: \tau = \frac{Gx}{d} \checkmark$$

$$\tau_{kr.} = \frac{G \alpha}{2\pi d} \sim \alpha \approx d \Rightarrow \tau_{kr.} \approx \frac{G}{2\pi} \approx \frac{G}{6}$$

	$G/6$ (MPa)	$\tau_{kr.}^{mets}$ (MPa)
egykristály		
Sn	3200	1,3
Al	4200	0,4
Ag	4700	0,6

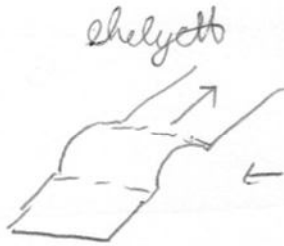
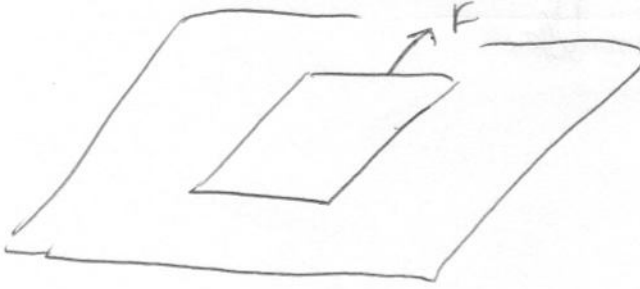
$\Rightarrow \tau_{kr.}^{mets} \ll \frac{G}{6}$

Ha pontosabban felüjünk a kötésre, akkor sem tudunk

$G/30$ alá menni!

↳ Bajai: Eddig az egész kristályosból elnyituk!

⇒ Diszlokáció analógia:



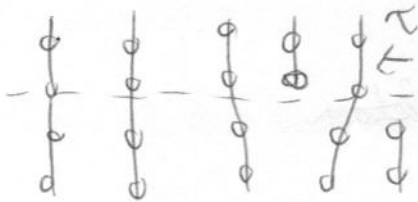
← csinálunk egy kúplet,
 ezt egyszerűbb végigkísérni
 (kisebber erő) ~~##~~

(hasaló : keményemorgás)

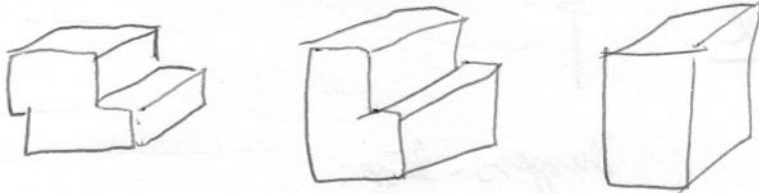


apudként, de kisebb erővel

2)



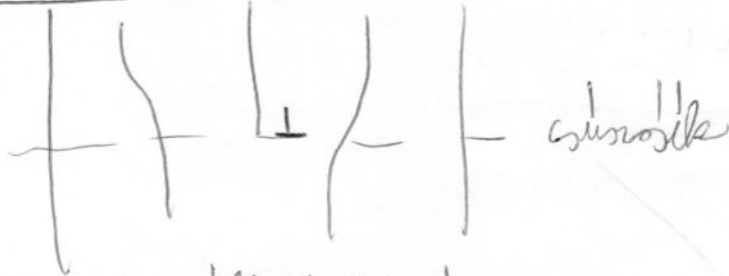
Csak a diszlokációt toljuk
 el (extra sík betétele → diszlok.)
 "



↓
 Ez a ~~monolitikus~~ diszlokációs ^{reversibilis} ~~reversibilis~~ ^{reversibilis} ~~reversibilis~~ ^{reversibilis}

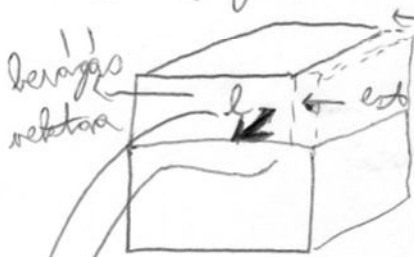
1934 : Taylor, Aronson és Polanyi írta le a diszlokációk
 működését

a) Márteleges diszlok.



A diszlok. ált. definíciója
(Volterra - konstrukció)

Az anyagot felvágjuk egy felület mentén



ezt becsúszítjuk az anyagba (1 atomtöredékeségi eltérés)

de lesz torzítás

(relaxálni fog kicsit)

elcsúszott tart.

el nem csúszott tart.

} a két tart. határa a diszlokáció

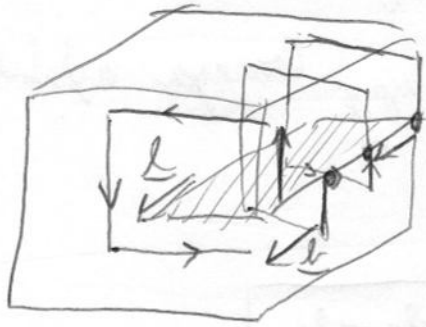
b: Burgers - vektor : az eltérés vektora

Eldiszlok.: $\underline{b} \perp \underline{l}$

Burgers - kör:



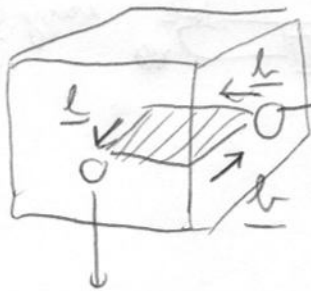
b) Csavardiszlokáció:



$\underline{b} \parallel \underline{l}$

együtt a kis Burgers - körös csavarvonal mentén helyrekezdnek el!

c) Állalában: kereszt diszlok.



itt $\underline{b} \perp \underline{l}$: eldisz.

$\underline{b} = \underline{dl}$. a diszlok. mentén
a rugási felület vált.

itt csavardiszlok.



- ~~az~~ a Növekedés konstrukció miatt a diszlok. nem végződhet
az anyag belsejében!

(de pl. nemrészhatárral megállhat)

(rugási felület

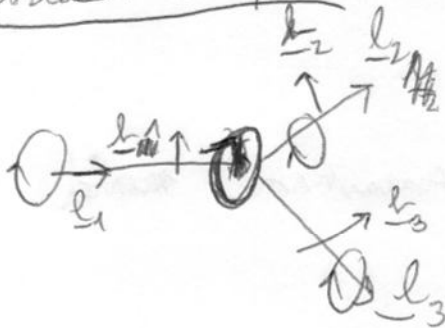


nem egy vonal mentén

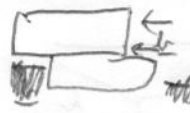
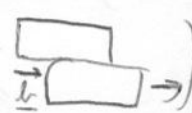
ragjuk el az anyagot)

\underline{l} es \underline{l} által, meghat. ikk lesz a
 szorzóik \Rightarrow ebben tud az anyag könnyen nyhódni

Diszkrét komponens



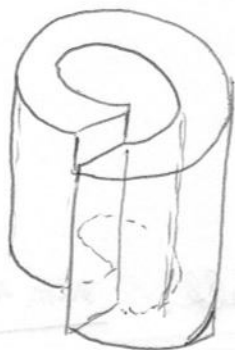
$$\underline{l}_1 = \underline{l}_2 + \underline{l}_3$$

[A Burgers-vektor iránya nem egyértelmű, \underline{l} irányától
 függ (szimlétesen mind¹, hogy  vagy )]

↓

$$\boxed{\sum \underline{l} = 0} \iff \underline{l}_1 = \underline{l}_2 + \underline{l}_3$$

A savardisk. 1 db diszlek!



1. ora

Csavarósszok. (kétb.)

⇓

($\underline{\epsilon}$ szimmetrikus \Rightarrow 6 független komponens)

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{xy} = 0$$

húzó/nyomó
nyomó def.

nyíró
def.

$$\epsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

$$\epsilon_{xy} = -\frac{b}{4\pi} \frac{\sin \alpha}{r}$$

$$\epsilon_{yz} = \frac{b}{4\pi} \frac{\cos \alpha}{r}$$

erősség

$$\epsilon \sim \frac{b}{r}$$

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ x &= r \cos \alpha \\ y &= r \sin \alpha \end{aligned}$$

$$\sigma_{ij} = 2G \epsilon_{ij} + \lambda \delta_{ij} \left(\sum_k \epsilon_{kk} \right)$$

λ : Lamé - áll.

$G(\mu)$: nyírási modulus
(másik Lamé - áll.)

$$\lambda = \frac{G \cdot \nu}{\frac{1}{2} - \nu}$$

ν : Poisson - szám

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xy} = 0$$

$$\sigma_{yz} = \frac{G \cdot b}{2\pi} \cdot \frac{\sin \alpha}{r} (-1)$$

$$\sigma_{yz} = \frac{G \cdot b}{2\pi} \cdot \frac{\cos \alpha}{r}$$

$$\sigma \sim \frac{G \cdot b}{r}$$

és a fontos

$$\sigma \sim \frac{1}{r} \Rightarrow r \rightarrow 0: \sigma \rightarrow \infty$$

azért, hogy használható legyen a kontinuum modell,

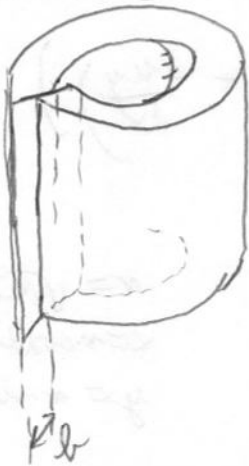
be kellene vezetni egy belső levágási sugarat

(amellyel kisebb távolságra nem használjuk a feszültséget)

$$r_0 \approx b$$

↑
ez nem kor elvi probléma, mert valójában nem kontinuum, hanem kristályos anyagunk van

(Dr. Burgers-vektor)
↑ ill. ha a legrövidebb
Eldobóalkció: μ -vektor van



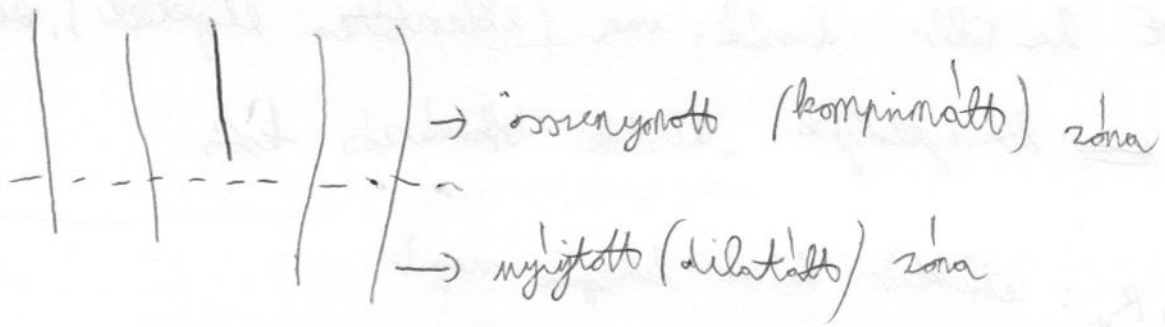
számolás után

$$\sigma_{xx} = -\frac{Gbr}{2\pi(1-\nu)} y \cdot \frac{3x^2 + y^2}{(x^2 + y^2)^2} = \frac{-Gbr}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\dots}{r}$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{yy} &= \frac{Gbr}{2\pi(1-\nu)} y \cdot \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} = \dots \\ \sigma_{xy} &= \frac{Gbr}{2\pi(1-\nu)} x \cdot \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} = \dots \end{aligned} \right\} \text{(polárisban)}$$

van külső def. (komponens) és nyírás is!

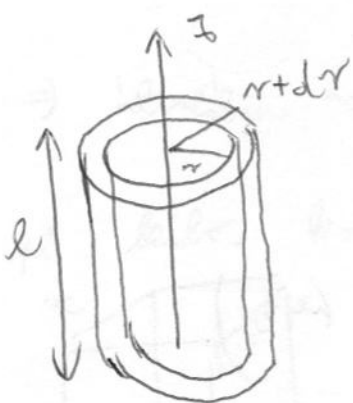
$$\sigma_{zz} = \mu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0$$



DE a diszk. mozgása --- mentén nyírási fesz.-et fog okozni

A diszk. energiája

Csavar diszk.: $dE = \frac{1}{2} \sum_{ij} \underbrace{\sigma_{ij} \epsilon_{ij}}_{\text{energiacsűr.}} dV =$



$= \frac{1}{2} \cdot 2 (\sigma_{xz} \cdot \epsilon_{xz} + \sigma_{yz} \cdot \epsilon_{yz}) \underbrace{2\pi r dr \cdot l}_{dV}$

hosszegységére:

$dE = 2\pi r \cdot 2 \left(\frac{r}{4\pi r} \cdot \frac{Gr}{2\pi r} \right) dr$
 $\frac{Gr^2}{4\pi r}$

$E = \frac{Gl^2}{4\pi} \int_{r_0}^{R_0} \frac{1}{r} dr = \frac{Gl^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0}$


az integrálásnak van belső és külső kerületi sugara

r_0 : belső

R_0 : legkülső az anyag mérete

DE ha több diszk van (ellentétes előjellel), akkor
~~szé~~ leányeldjök „diszk. deformáció” list

$\Rightarrow R_0$: effektív külső leányási sugár

Elődiszk.: 

$$E_{el} = \frac{Gl^2}{4\pi(1+\nu)} \ln \frac{R}{r_0}$$

egyénynyi hosszra jutó energia!

$\Rightarrow E \sim \frac{Gl^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0}$

Következmények

① $E_{el} > E_{cs}$ (a Poisson-szám < 1 (vagy))

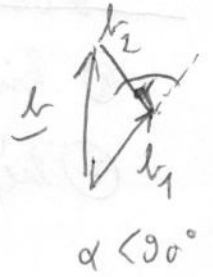
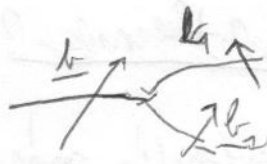
② $E \sim l$: a diszk. energiája \sim diszk. hossz

\Rightarrow ha egy diszk. végsőigai rögzítettek, energiatikailag kedvezőbb, ha egyenes a diszk.

③ Az energia csak kicsit érzékeny a leányási sugárra

④ $E \sim l^2$: ha l nem a legkisebb méretű, akkor energiatikailag kedvezőbb, ha a diszk. végsőigai:

$$\underline{b} = \underline{b}_1 + \underline{b}_2$$



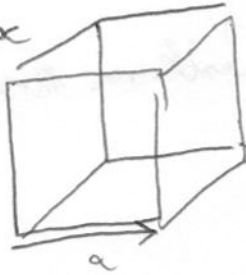
$$|\underline{b}_1|, |\underline{b}_2| < |\underline{b}|$$

$b^2 > b_1^2 + b_2^2$ esetén erősebb felhasználni

Itt, ez teljesül (ha α hegyesszög)

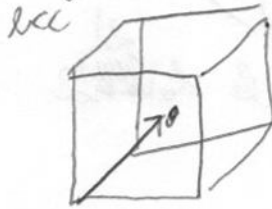
\Rightarrow Itt találok a legkisebb méretű \underline{b} vektort

pl. köbös kristályoknál



$$\underline{b} = \langle 100 \rangle$$

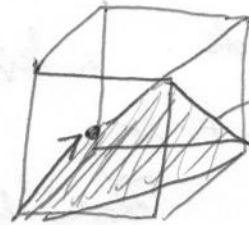
$$b = a$$



$$b = \frac{1}{2} \langle 111 \rangle$$

$$b = \frac{a\sqrt{3}}{2}$$

fcc



$$\underline{b} = \frac{1}{2} \langle 110 \rangle$$

$$b = \frac{a\sqrt{2}}{2}$$

legkisebb

(111) a
szubsztancia
"kristály"-nak

(ez a
leggyorsabb
páratlan
szám)

5) $\mu, T = \text{all}$

$$G = (E + pV - TS) \rightarrow \text{konfigurációs + vegyi entropia}$$

szabad entalpia

nekem sok kicsit
váltottam meg a diszkrét
a kristályon

$\Rightarrow \Delta G > 0$ diszkrét.

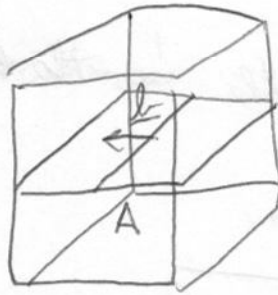
beletévesztés \Rightarrow termodinamikailag instabil hiba
(ha lehet, csökken a "szűrség")

Hogyan keletkeznek?

- ① kinyúlásiirányú sáv
- ② kinyúlásiirányú sáv

a diszlokációra ható erők:

1. egyenes disz.



a l irányában a csúsztatható
 τ (nyúlás) ható

Ha a diszlok. a krist. egyik oldalán a másikra mozog.

$$W = \tau \cdot A \cdot l$$

\uparrow τ \rightarrow l
 nyújtás
 végzett munka

Egy kis

$$dW = W \frac{d\sigma}{\sigma} = \tau A l \frac{d\sigma}{\sigma}$$

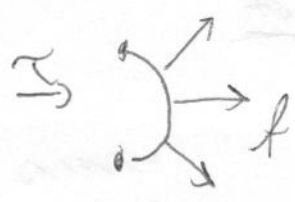
$$f = \frac{1}{A l} \frac{dW}{d\sigma} = \underline{\underline{\tau}}$$

\downarrow
 egységnyi hosszra eső erő

leh. - an : $dF = (\sigma l) \times dl$

Peach - ~~Koehler~~ Koehler - erő

-



n. maxik
 külső - első
 eredő erő

• kihijlik a lőrök.

• de ~~hát~~ az ismételtes első!

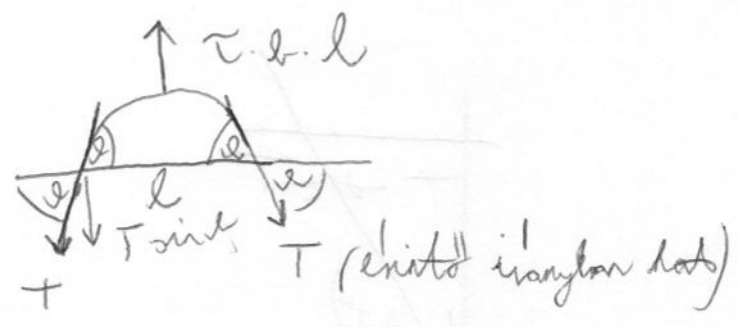
↳ a lőrök hosszának növekedése rajta van a végén
 n''

$$T = \frac{\partial E}{\partial l} \approx \frac{1}{2} G b^2 \rightarrow \text{egységnyi hosszra jutó energia}$$

normálmenti feszültség

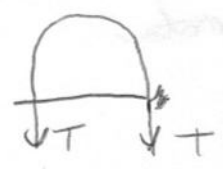
első lőrök mennyiség

-



Egyszerűsítés: $\tau \cdot l \cdot l = 2T \cdot \sin \alpha$

$$\tau = \frac{l \cdot l}{\sin \alpha}$$



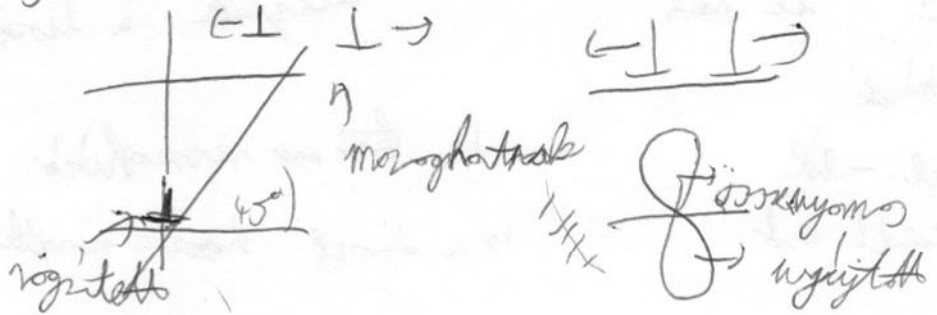
$$\tau_{max} = \frac{G \cdot l}{l} \text{ (maximális feszültség)}$$

|| kint. állapot: "korlátok" a lőrök között

11h. a diszlok. körüli

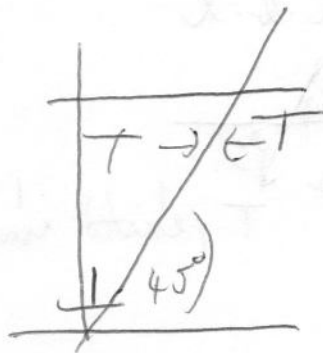
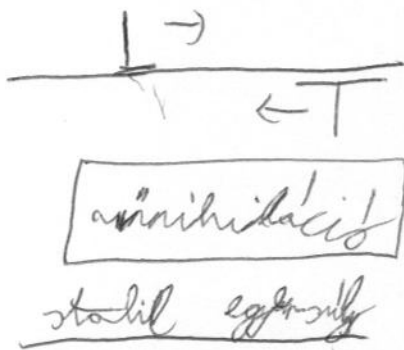
• // el. üil
(párhuzos)


azonos előjelű disz.



⇒ a csúszások leígg, hogy vannak vagy tartózkodnak egyenlő!

• ellentétes előjelű



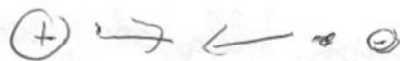
(diszlok. dipól) 

→ ez a diszlok. ellentétes előjelű
előfordulata

• Párhuzamos csúszásdisz.

a disz. nincs bekeményítve

a csúszósíkra



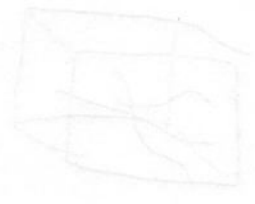
⇒ // el. és csúszásdisz. körüli nincs Ad.

diszid. sokszorosítás

Frank-Read forrás

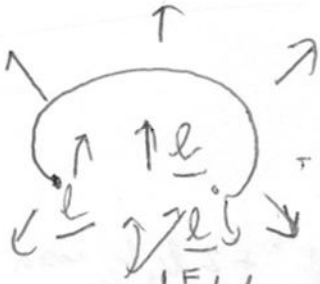


ha $\tau > \tau_{max} = \frac{Gb}{2}$

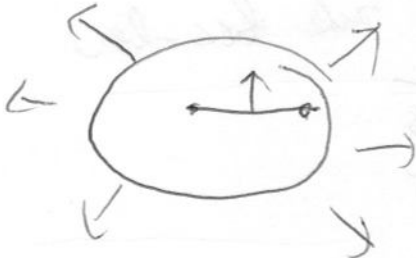
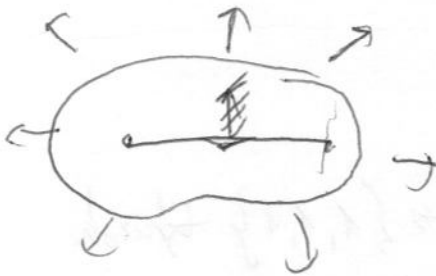
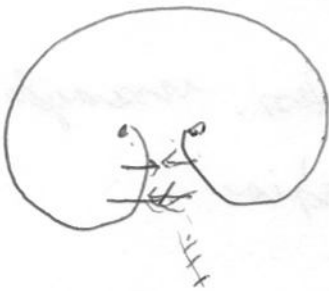


ellentétes előjelű csavartörés

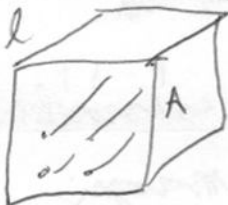
~~AE~~



kompatibilis
erék kompresszió egyirányú



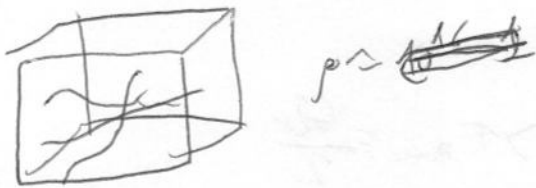
diszid. elmozdítás



$$\rho = \frac{N}{A} = \frac{Nl}{Ae} = \frac{Nl}{V}$$

ρ V téf. leírás
diszid. vörök
hossza

↓ ez általában ezekben is jó (nem p₁ p₂ disz.)



- ~~2 db~~ Disz. vakcika

2 db disz.



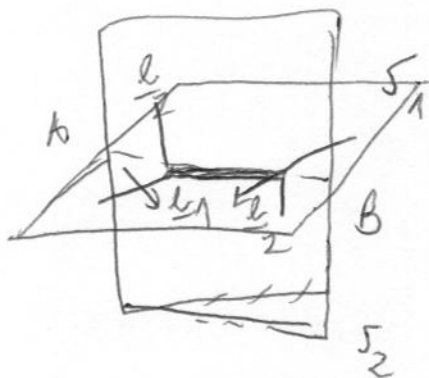
$$\begin{matrix} l_1 \rightarrow \\ l_2 \rightarrow \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} l_3 = l_1 + l_2 \\ l_3 = l_1 + l_2 \end{matrix}$$

$$l_3^2 = l_1^2 + l_2^2 + 2 l_1 l_2 \cos \alpha$$

(DE > 0, ha $l_3^2 > l_1^2 + l_2^2 \Rightarrow \alpha < 90^\circ$)

Ha $l_1 + l_2$: a disz. helyek + less. viszonyok
is a rug. anizotropia

Pl. Lomer - Cottrell akadály:



$S_1, S_2 \rightarrow \{1, 1, 1\}$ típusú
síkok

$$l_1 \parallel \overline{AB}$$

$$l_2 \parallel \overline{AB}$$

⇓

felhaladnak

⇐

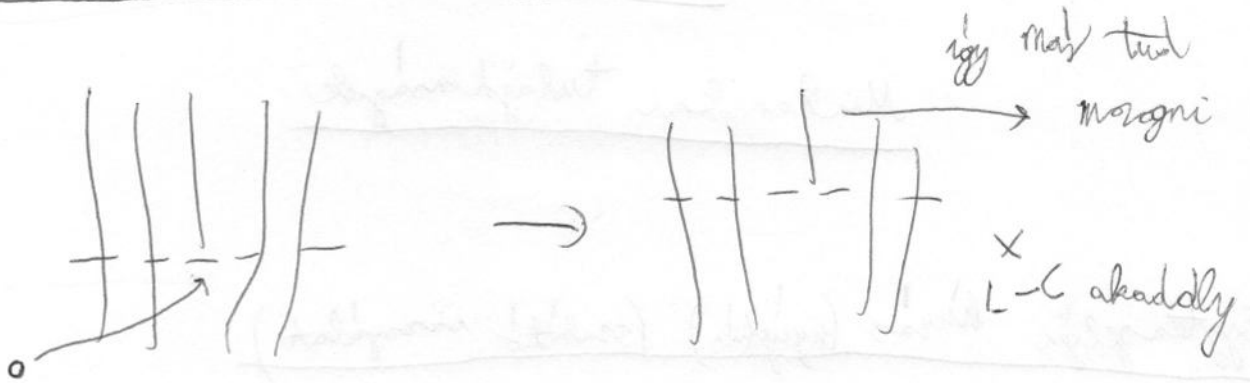
l_2 nem létezik sem S_1 -ben,
sem S_2 -ben

a disz. vakcika
az akadály

⇐

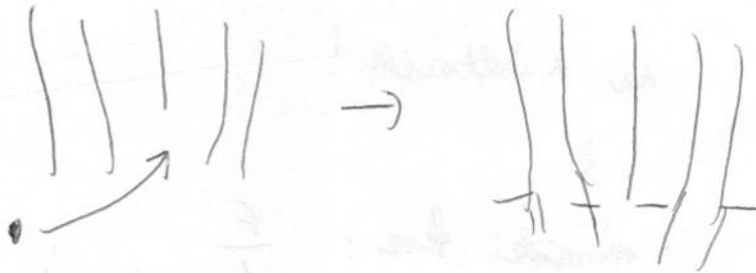
⇓
nem tud a csúszásokban
tovább mozdogni

Kem. lez. Lissl. morga's

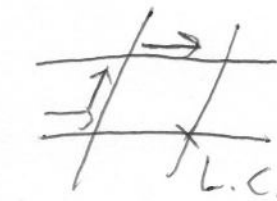
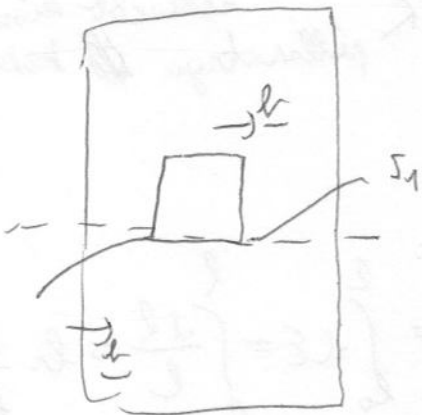


rakancia
termelés

VAGY rak. elnyelés



Keresztirányú : csavardiszak. ester



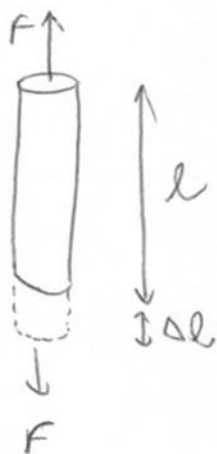
double-cross-slip

Mechanikai tulajdonságok

1) Egytengelyű húzás (nyújtás) (szabványos vizsgálat)



a) σ -nak 1 komponense (pl. σ_{zz}) $\neq 0$



$$\sigma = \frac{F}{A}$$

de A változik!



• mérési kör.: $\frac{F}{A_0}$ ← kezdeti keresztmetszet

• valódi kör.: $\frac{F}{A}$ ← több fiz. tulajd., de nehezebb kiszámolni pillanatnyi ~~h~~ keresztmetszet

b) Deformáció:

• deformáció:

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}$$

• valódi def.:

$$\epsilon = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \ln \frac{l}{l_0}$$

rugalmas = elasztikus

maradék = képlékeny = plasztikus
(maradandó)

alakváltozás

• Rugalmas def. -nál \forall változik (Poisson - szám, ...), de csak kicsit

• plasztikus def. -nél $l_0 \cdot A_0 = l \cdot A$ $A = \frac{A_0 l_0}{l}$

c) rugalmas def. -k:

• Rugalmas : $\sigma = E \cdot \epsilon$
 nyújtás \uparrow Young-modulus

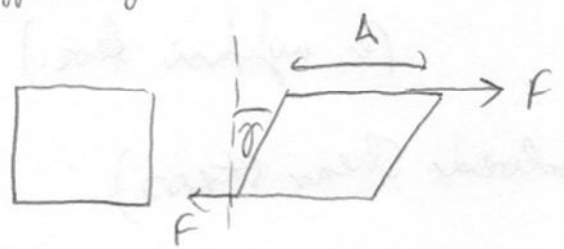
$[E] = Pa = \frac{N}{m^2}$

• ~~Young~~ nyújtás

pl. $E_{acél} = 220 \text{ GPa}$

$E_{Cu} = 117 \text{ GPa}$

$E_{Al} = 68 \text{ GPa}$



$\tau = \frac{F}{A} = \mu \cdot \gamma (= G \cdot \gamma)$

(σ nem diag. komp.-e)

= ez csak isotrop anyagokra igaz (C_{ijkl} : 21 független komp.)

• de pl. polikristály \rightarrow lehet textúrája

(bizonyos irányultságú kristallitok nagyobb arányban fordulnak elő)

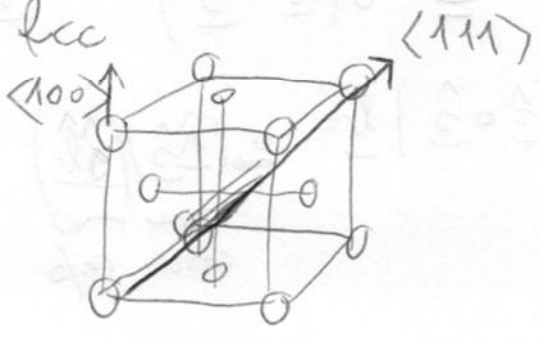
• Fe (egy kristályos réteg előállításán)

$bcc \rightarrow fcc \rightarrow bcc$ miatti

↓
 szerkezeti (átvétel): $bcc \rightarrow bcc$)

2) Egykristályok

a) pl. bcc



Al: $E_{\langle 100 \rangle} = 63 \text{ GPa}$
 $E_{\langle 111 \rangle} = 76 \text{ GPa}$ } kicsit anizotrop

Cu: $E_{\langle 100 \rangle} = 67 \text{ GPa}$
 $E_{\langle 111 \rangle} = 206 \text{ GPa}$ } nagyon anizotrop

b) egykristály bizonyos irányok (síkok) mentén szelet elmozdulni

= csúszási síkok

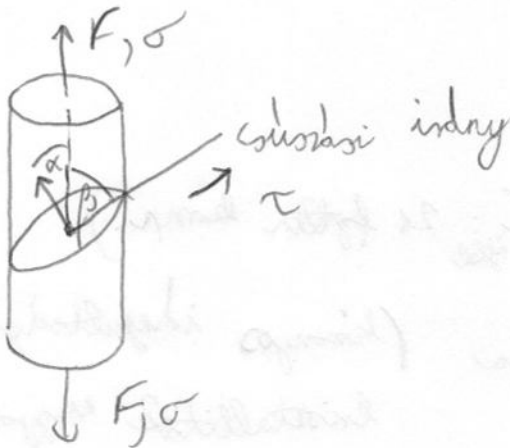


pl. fcc -re: $\{111\}$

ha itt a fesz. eler egy értéket: kritikus csúszástesz. (ez nyírási fesz.)

τ_{RSS} : csúsztató fesz. (Resolved Shear Stress)

τ_{CRSS} : kritikus csúsztató fesz. (Critical Resolved Shear Stress)



$$\tau = \frac{F \cdot \cos \beta}{A / \cos \alpha} = \frac{F}{A} \cdot \cos \beta \cdot \cos \alpha =$$

$$= \sigma \cdot \underbrace{\cos \beta \cdot \cos \alpha}_m$$

m: Schmid-faktor

másféleképpen:



$$\tau = \hat{n} \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \hat{l} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \sigma (\hat{e} \cdot \hat{e}) \quad (\hat{e} \text{ merőleges } \underline{\underline{F}})$$

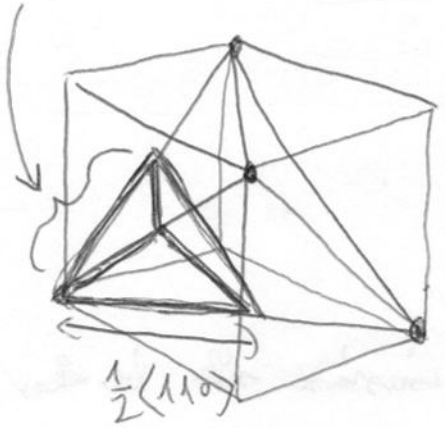
$$\tau = \sigma \hat{n} (\hat{e} \cdot \hat{e}) \cdot \hat{l} = \underbrace{\sigma (\hat{n} \cdot \hat{e})}_{\cos \alpha} \underbrace{(\hat{e} \cdot \hat{l})}_{\cos \beta}$$

az anyag ott csúszik meg, ahol a Schmid-faktor a legnagyobb ($\sigma = \text{all mellet}$)

d) $f_{cc} - r:$
 $\{111\}$ síkon $b = \frac{1}{2} \langle 110 \rangle$ (Burgers-vektor)

Thomson-tetraéder

~~$b \cdot 2 = 6$~~
~~4 adott sík~~



csúsási rendszerek

$4 \times 3 = 6 \times 2 = 12$ csúsási rendszerek
 $\uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow$
 lapok él él lap
 (tetraéder) \uparrow
 \forall él
 2 lapok
 tart.

- Egysíntély def.-je: lehetnek azonos Schmid-faktorú síkok

• Egyszerű csúsás
 pl. $\langle 123 \rangle$ irány \rightarrow TRSS \forall síkon

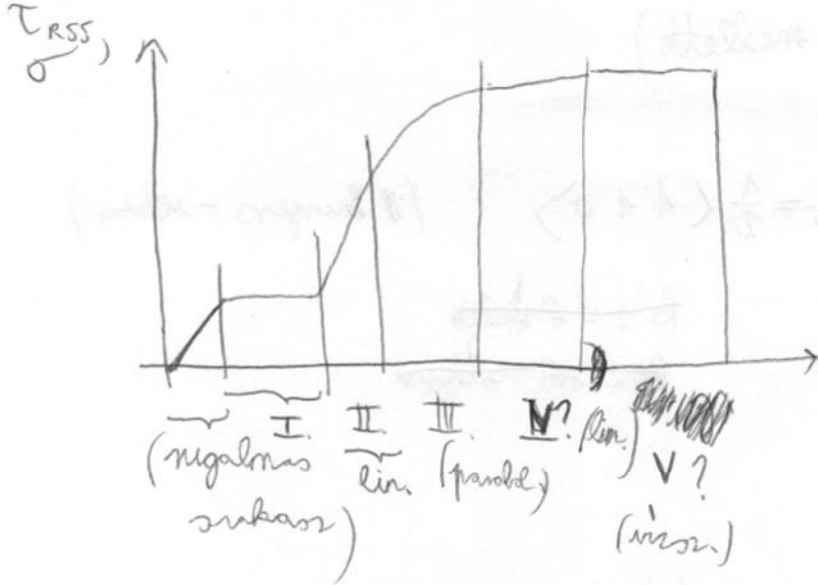
• Többes csúsás

$\langle 112 \rangle$ 2 csúsási rz. aktív

$\langle 001 \rangle$ 1 —||—

$\langle 111 \rangle$ 3 csúsási —||—

2) Rugalmatlan megnyúlás:



$\theta = \frac{d\tau}{d\epsilon}$ keményedés

nem biztos, hogy
kétféle van ilyen



I. szakasz: θ kicsi



→



a csúsztatás síkja be akar

forogni ⇒ romlik
a Schmid-faktor

ha be van fogva,
és visszahúzza

~~telb. lap~~
~~(Hölbe)~~

~~sík mentén~~
~~(is elmozdul)~~

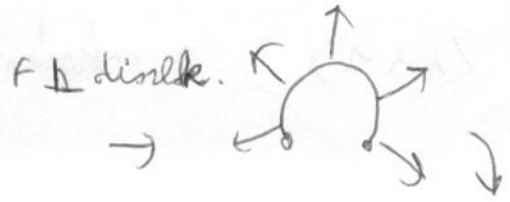
II. szakasz: Elindul a csúsztatás más síkon is

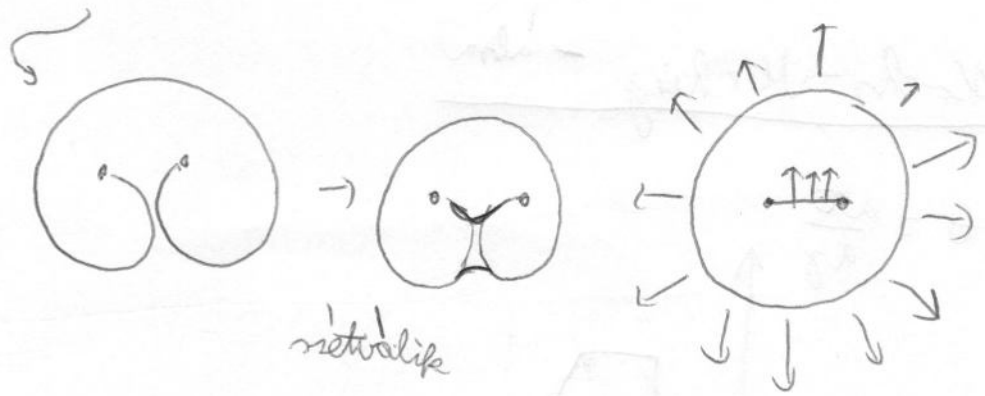
• diszlokációk találkoznak ((111) sík mentén egymással)

⇒ megakadnak ⇒ keményedés

(Lomer-Cottrell-akadály)

• Frank-read-fonás:

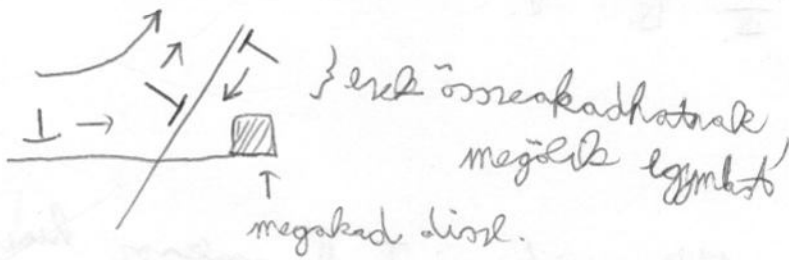




netválik

újabb diszk. - a költésnek

III. szakasz



erők összekadhatnak megint egymást

megakad diszk.

• beindul a keresztirányú annihiláció

• nem tud több diszk. keletkezni az egyik, ~~ami~~ miatt

• nem konzervatív irányú való elcsúszás: \perp a víz. síkban

→ ez csak referenciaál lehet

↓

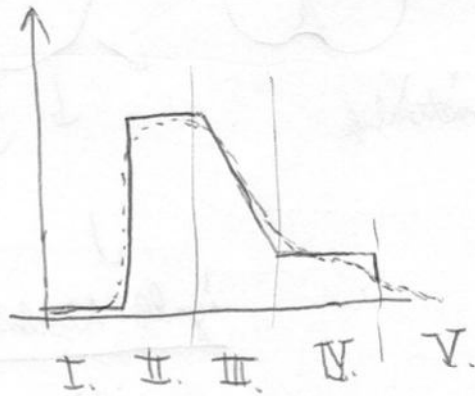
megszaporodnak a kristályháló

IV. θ kicsi állando

V. $\theta = 0$ teljesi szakasz

Kochs-Meching - I. ábra

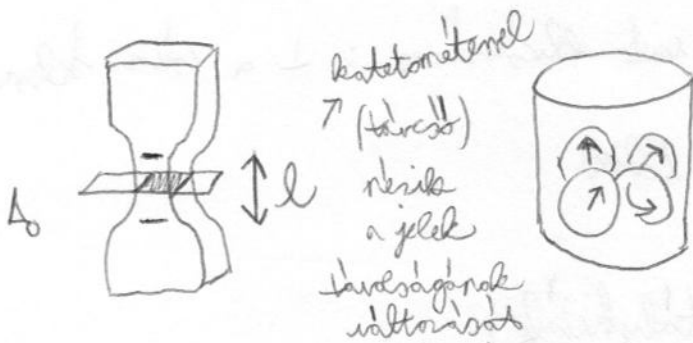
$$\theta = \frac{dT}{dy}$$



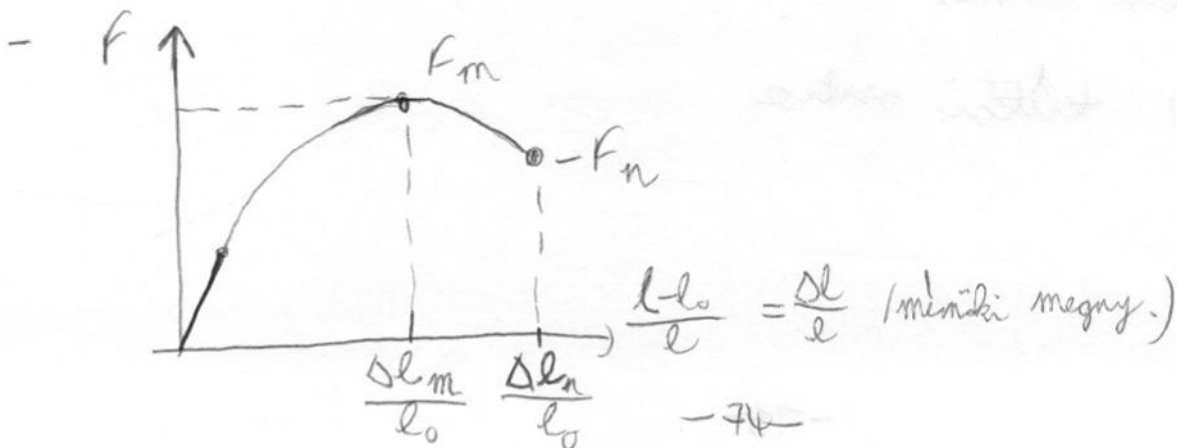
Többszörös
 csúcsos orientált minta : I, II sokkal hiányzik

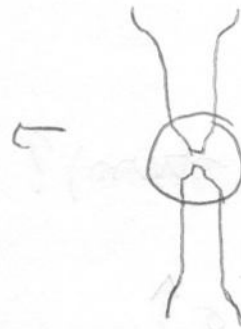
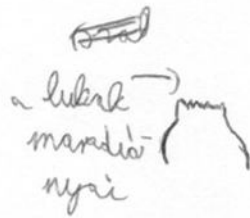
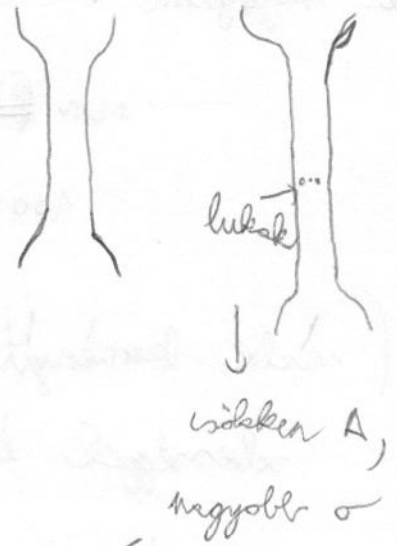
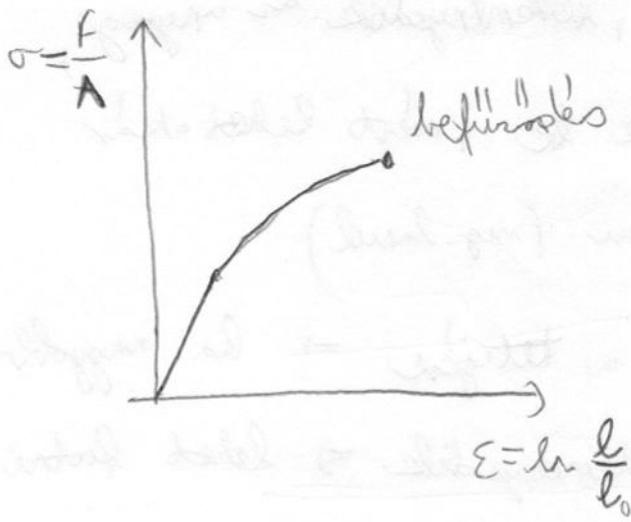
3) Polikristályos minta:

- Kés! próbatest



I és II. sokkal hiányzik





→
további
lyukak kial.-a

(a legtöbb anyag törék (pl. üveg: kagylótörés!))

• Szakítószilárdság: $R_n = \frac{F_n}{A_0}$

• Töréssz.: $R_m = \frac{F_m}{A_m}$

• egyenletes megnyúlás: $\frac{l_m - l_0}{l_0}$

• teljes megnyúlás: $\frac{l_m - l_0}{l_0}$

Szakítógépek $F = \text{áll}$

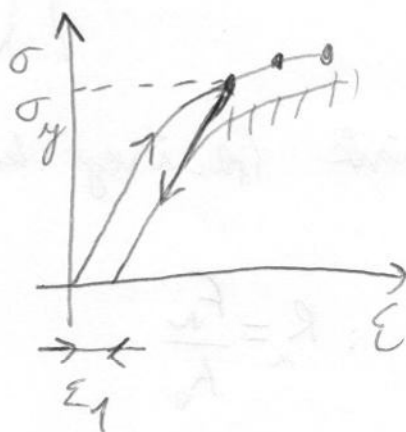
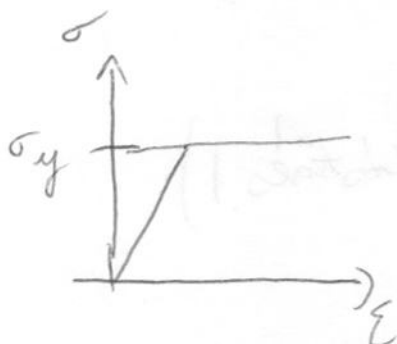
$N_{összenyomás} = \text{áll}$ DE áll van ilyenkor $N_{minták} \neq \text{áll}$

mert a gép nem ideális (az is megvalósítható)

pl. rágógumi: ha ν ^{húzás} nő, felkeményedik az anyag,
nem ~~húzó~~ húzódik be, ezért lehet akár
100x -ra nyújthatni (meg. lánál)

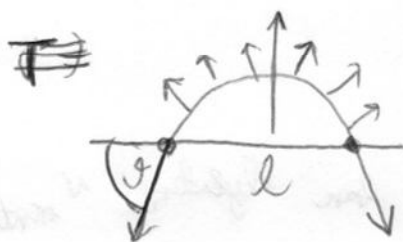
(vise keményítő \rightarrow felmegy a ~~tetjén~~ \rightarrow ha nagyobb
sebességgel éri az erő, felkeményedik \Rightarrow lehet futni
a vízen)

- Mi a σ_y (yield stress)?



$\sigma_{0,2}$ } 0,2 / 0,02 % plasticus del.-hoz
 $\sigma_{0,02}$ } tartós köz.

T: diszlokáció vonalmenti feszültsége



(Frank - Read - forrás)

$A=1$ csavarásnál -ra

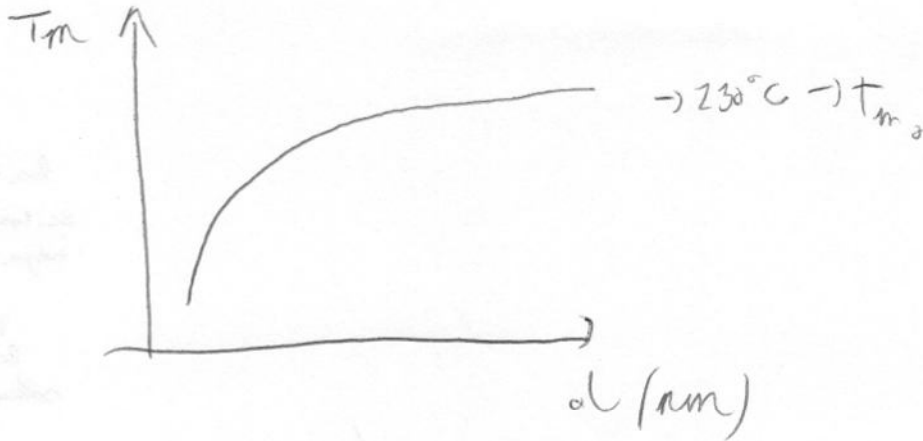
$A=1-\nu$ dl -ll-

$$Tb \cdot l = 2T \sin \frac{\theta}{2} = 2 \frac{\sigma b^2}{4\pi A} \ln \frac{r}{r_0}$$

$$\tau = \alpha \frac{Gb}{l} \cdot \sin \theta$$

Altl. lan: $r_{LM} < r_{SM} \Rightarrow$ dr. pont (széles)

pl. I_m



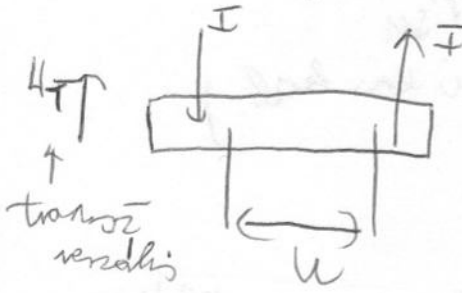
\Rightarrow kisebb nemzés anyagok elől kezdnek meg ált. lan

Órta mágneses ellenállás nm-es

vastagságú rétegek esetében

1) Mágneses ellenállás

ferromágneses felület mág. térre helyesül



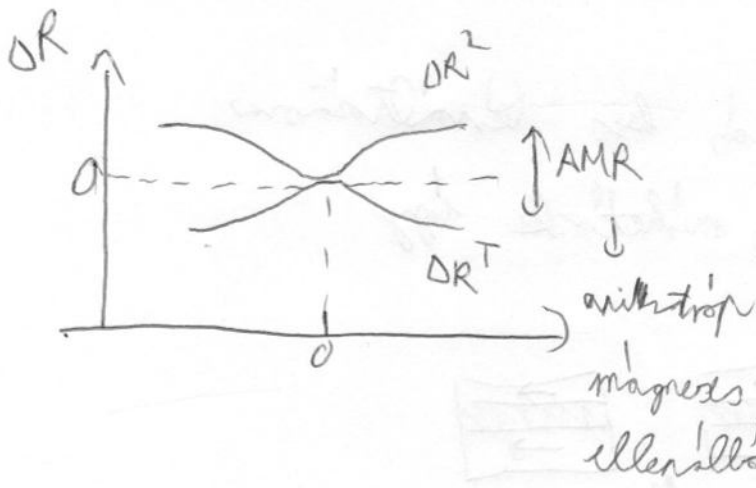
$$R = \frac{U}{I}$$

$$\Delta R = \frac{R_m - R_0}{R_0}$$

rel. ellenállás vált. H hatására

$$R_0 = R(H=0)$$

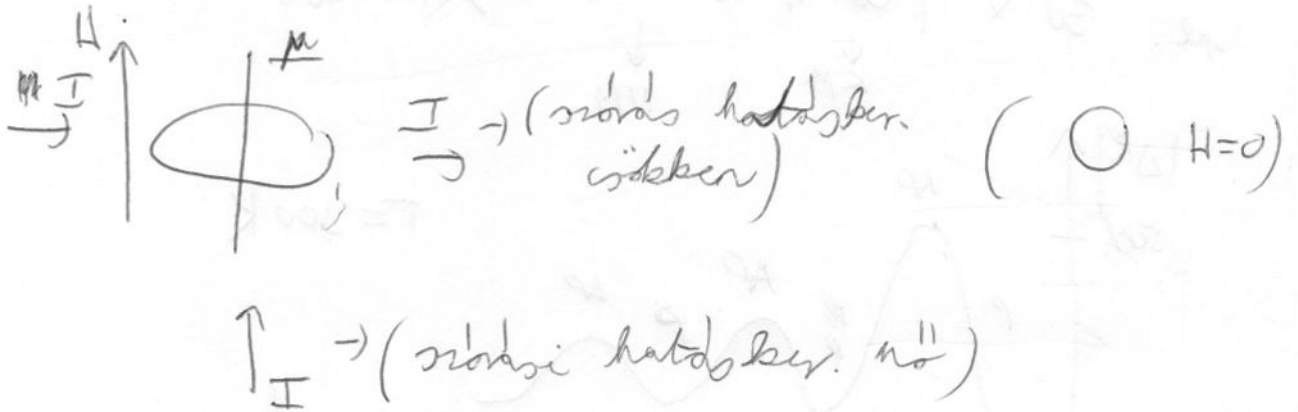
$H_L \rightarrow$ longitudinális



$$\Delta R_{max}^L \neq \Delta R_{max}^T$$

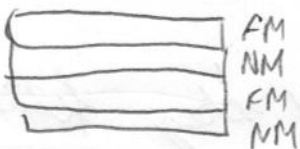
(de mindkettő %-
nagyságrendű)

Példá: Mágneses rétegek közötti d -eltérítés felhője "összenyomódhat"
 a spin (mágneses) irányában



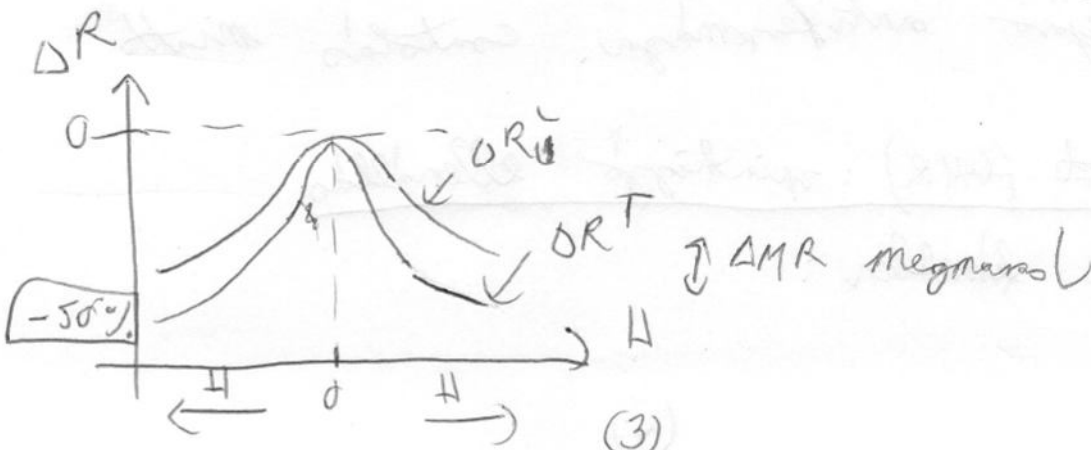
= kis változás $\Delta R_L > 0$

2) Új mágneses ellensúlyos (FM/NM multiplicitás)

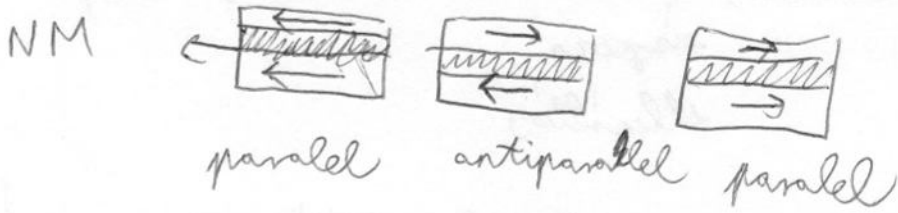


anom. nem mágnes.

(de mindkettő veszt)

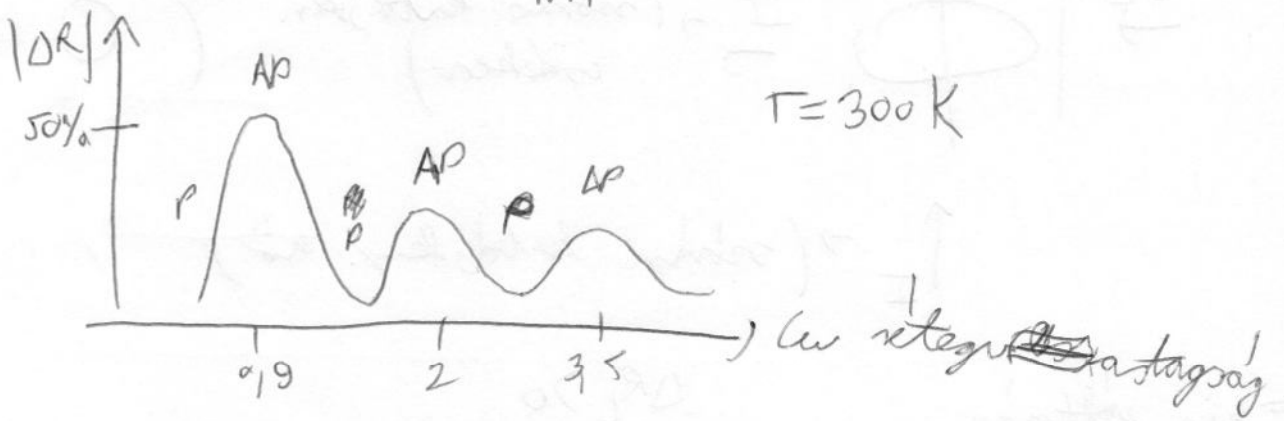


Nagy ellenállásértékűs bis Δ váltóirány
 \rightarrow kis áramjellek is mérhetőek így



~~gyártás~~ Gyártáskor először antiparallel, majd két réteg között átfordul (\rightarrow par.)

pl. $30 \times$ (Cs $1,5 \text{ nm}$ Cu) rétegszerkezet

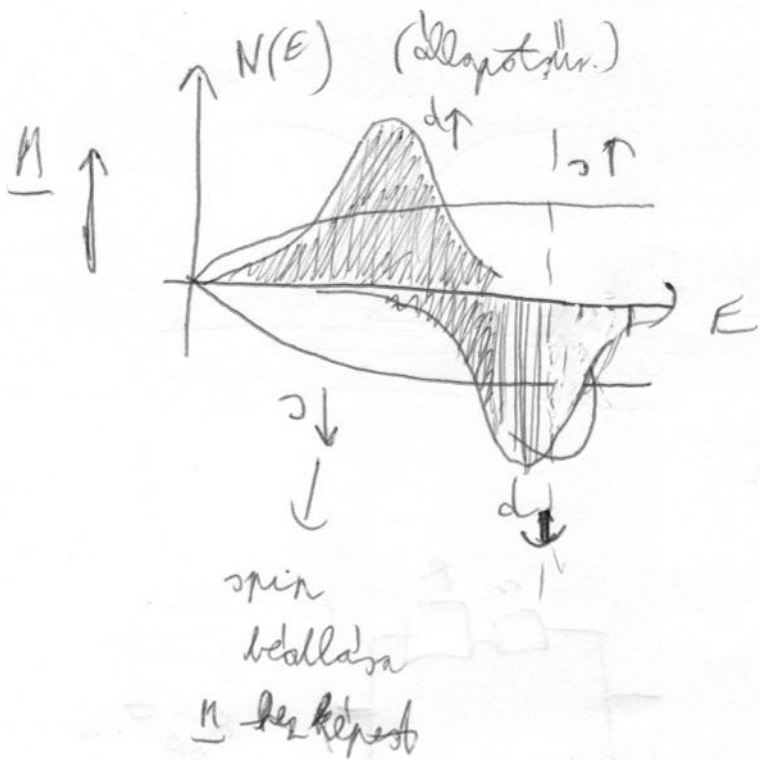


\Rightarrow a vezetés / ellenállás függ a NM anyag rétegvastagságtól

oka: NM (vékony réteggel) és FM réteg felületén létrejövő antiferromág. csatolás miatt

Magnonizáció (GMR): spinfüggő ellenállás

átmeneti fémekben:



1 FM réteg elektronoszerkezete

d_{\uparrow} -ben töltés van a r mágneses tér miatt \rightarrow ez be van

töltve ~~fel~~ a Fermi-szint alatt, a d_{\downarrow} nem

d_{\downarrow} e^{-} -ök \rightarrow tudnak mozogni (mozogás során spinükem

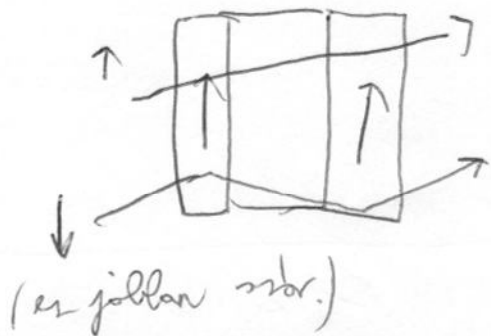
változ. (feltöltés) \leftarrow magasabb hőm. -en

már lehetnek

$\Rightarrow d_{\downarrow}$ jobban szobollik $\Rightarrow R_{\downarrow} > r_{\uparrow}$

\Rightarrow spinál függ az ellenállás!

Modell: FM NM FM



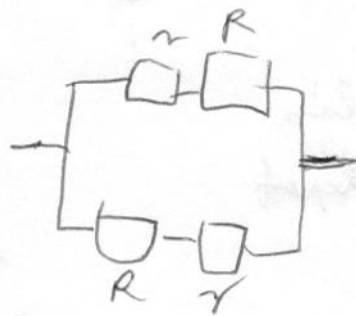
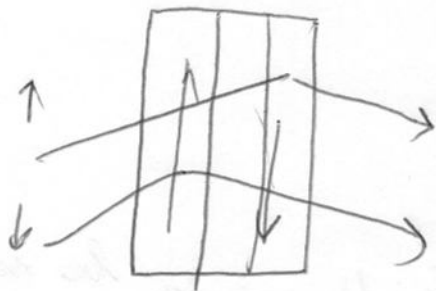
paralelisan beállás

eredő ellenállás:

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{2r} + \frac{1}{2R}$$

$$R_p = \frac{2rR}{r+R}$$

antiparalel balla's eseten



$$\Rightarrow R_p = \frac{2rR}{r+R}$$

↳

$$R_{AP} = \frac{r+R}{2}$$

Mertani \leq számtani

$$R_p = \frac{2rR}{r+R} < \frac{2}{r+R} \left(\frac{r+R}{2} \right)^2 = \frac{r+R}{2} = R_{AP}$$

$$rR < \left(\frac{r+R}{2} \right)^2$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{R_p < R_{AP}}}$$

~~≠ spinszlop~~

Alkalmas: spintronika: az e- spinjét is befolyásolják

pl. mixelmes kórosok (spinnelerek)

Spinrelék

lelepités:



ez határozta meg külső ter. hányad a FM ter

↑ ↓
magnat

Működés



→ ha H nö. v. csökken,
R változása jelentős
(P lesz)

az AF-es réteghez
közelebb FM réteg
nehéz megfordítani
külső ténél

