

Vizsgatematika a „Rácshibák I” című előadáshoz

- 1 **Ponthibák, diffúzió** ✓ (1-3. EA)
A ponthibák típusai. Vakanciák koncentrációja termikus egyensúlyban. A vakancia koncentráció mérése (differenciális dilatometria, ellenállásmérés, pozitron annihilációs spektroszkópia). Rácshiba párok. Diffúziós mechanizmusok. Fick I. törvénye. Kirkendall-effektus. Diffúzió rácshibák jelenlétében. Fick II. törvénye.
- 2 **Diszlokációk és képlékeny alakváltozás** (3-6. EA)
A diszlokáció általános definíciója (vágási felület). Burgers vektor. Él- és csavardiszlokációk. Él- és csavardiszlokációk feszültségtere. A diszlokáció energiája. Burgers-vektorok köbös kristályokban. A diszlokációra ható erő. Kölcsönhatás diszlokációk között. Frank-Read forrás. Diszlokáció reakciók. Lomer-Cottrell akadály. Csavardiszlokáció keresztcúsúsása, éldiszlokáció mászása. Csúsászi rendszerek hexagonális szorosilleszkedésű szerkezetekben.
- 3 **Mechanikai tulajdonságok** (6-7. EA)
Egytengelyű nyújtóvizsgálat. Schmid-faktor. Thompson tetraéder. Egyszeres csúszás, többszörös csúszás. Egykristály és polikristály alakváltozásának szakaszai. Folyáshatár, szakítószilárdság, törőfeszültség, teljes nyúlás definíciója. Taylor-egyenlet. Hall-Petch-egyenlet.
- 4 **Rétegződési hibák szorosilleszkedésű kristályszerkezetekben** (7-10. EA)
I. és II. típusú rétegződési hibák fcc rácsban. Koherens ikerhatár. Parciális diszlokációk fcc rácsban: Shockley parciális, negatív és pozitív Frank-féle parciális diszlokációk. Kiterjedt diszlokációk. A parciálisok egyensúlyi távolsága kiterjedt diszlokációkban. A feszültség hatása kiterjedt diszlokációkra. Deformációs ikresedés. A szemcseméret hatása a parciálisok távolságára kiterjedt diszlokációkban.
- 5 **Szilárdoldatos keményedés** (10-11. EA)
Kölcsönhatás diszlokációk és oldott atomok között: mérethatás, moduluszhatás. Az oldott atomok folyáshatár növelő hatásának koncentráció függése. A folyáshatár növekedés függése az atomméretek különbségétől és a hőmérséklettől.
- 6 **Megújulás és újrakristályosodás** (11-12. EA)
A megújulás és újrakristályosodás hajtóereje. Hibaeltűnési folyamatok a hőmérséklet függvényében: ponthibák eltűnése, diszlokációk annihilációja, poligonizáció, primer és szekunder újrakristályosodás. A fizikai tulajdonságok változása. A megújulás és az újrakristályosodás kinetikája.

1

PONTTÍBÁK, diffúzió

hatalas pontszerű, hiba hatása növekedve, pár atomon belül lecseng a rácsdeformáció

① VAKANCIA (üres rács hely) deformációs $t \propto \frac{1}{r^3}$ (← elmozdulás helyével)

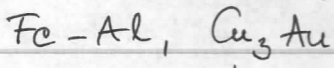
② RÁCSKÖZI ATOM (SAJÁT), interstic. $\frac{1}{r^3} - \bar{r}$, diszlok.nál $\frac{1}{r^2}$ -es lecsengés

③ idegen / ötvöző / szennyező atom
 ↓
 szubsztitúciósan → nem szubsztitúciósan
 tessék be → hatása miatt tulajdonság változás

→ szubsztitúciósan: hasonló méretű atomok (Al (Mg), ~~Cu (Zn)~~ Cu-Zn)

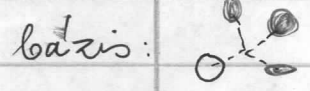
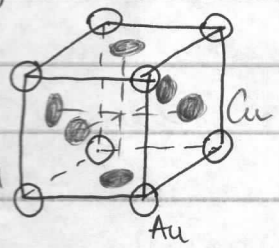
→ intersticiálisan: kisebb az alap atomnál (Fe (C))
 ↓
 1-2% magas ötvöző-tartalom (30%)

④ adott sztoichiometriát alkotnak az ötvözők, megbomlik a rendezettség / rendezetlenség: Helyezkedési hiba (antisite defect)



egyenlő köbös, bázis: 1 Au 3 Cu atomból

ha nem ebben a rendezett szerkezetben vannak → helyezkedési hiba



hány hibahely van? → kóddal határozhat meg: $q = (0, 1)$ között
 tetszőlegesen választott Cu mellett mekkora valószínűséggel van Cu : P_{Cu} (kócentrális pontban)

P_{Au} : a rész helyen Au van

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

ha a szerkezet rendezett: $P_{Cu} = 1, P_{Au} = 0 \rightarrow q = 1$

— II — rendezetlen: ~~$P_{Cu} = 0, P_{Au} = 1$~~ $\rightarrow q = 0$

q-val mérjük így a rendezetlenség fokát.

Au-ds Au egyenlő vággal van Cu mellett

$$P_{Cu} + P_{Au} = 1$$


$$P_{Cu} = P_{Au} = 0.5$$

$$\rightarrow q = \frac{0.5 - 3 \cdot 0.5}{0.5 + 3 \cdot 0.5} = \frac{-1}{2} = -0.5$$

$$\frac{P_{Cu} - 3P_{Au}}{P_{Cu} + 3P_{Au}} = \frac{-2P_{Cu}}{4P_{Cu}} = -\frac{1}{2} = q$$

$$P_{Cu} - 3P_{Au} = 0$$

$$P_{Cu} = 3P_{Au}$$

Vakancia: termikusan stabil hibák
keletkezés pl.  modell

nem konzervatív módon csiszít az eldiszlokáció →
→ vakanciát termelhet (keplekcsúszás def. módosít,
ion besugárzással, hőtemperárási folyamattal)

N db ~~atom~~ (atom)

n db (-ot kivisünk a felületre) vakancia

$(N+n)$ db rácspont

entropia megváltozik a sub. entropia (konfig. entropia)

Δ szabadentalpia?, minimum? : $G = G_t + n \cdot g_F - TS_k$

teljes kristály sub. entalp. ja \rightarrow forming, sub. ent. vakanciai képződés

$$g_F = E_F + pV_F - TS_F$$

E_F val. képz. -hez szükséges E-bevitel ~ 1 eV
 pV_F atom. köm. val. képződési entropia
 TS_F 1 val. képződéshez szükséges térfogatváltozás

hidrogén atom → szorított relaxálódik, kisebb, mint az atomé, $\approx 0,5 \cdot \Omega$

kötéshossz befolyásolja a fonon rezgéseket, emiatt S_F
 $S_F \approx 2-3 \cdot k_B$

$p \cdot V_F \approx 90 \text{ eV} \rightarrow$ elhanyagolható

$S_k \uparrow$: lényegesen tudjuk az 1 vac-t behelyezni a ^{rácsba}

csekket arányuk számolni:

term. egyens. $\Rightarrow G$ min. $\frac{dG}{dn} = 0$

$$\left. \frac{\partial G}{\partial n} \right|_{T,p} = g_F - T \left. \frac{\partial S_k}{\partial n} \right|_{T,p} = 0$$

$$S_k = k_B \cdot \ln W = k_B \cdot \ln \binom{N+n}{n} = k_B \cdot \ln \frac{(N+n)!}{N! n!}$$

adott modell -ot meghatározó modell ok szám

Stirling-formula (N nagy, n is nagy: 1 molban max 10^{19})

$$n \ll N$$

$$\ln n! = n \cdot \ln n - n \quad (\text{nagy } n)$$

$$\ln(N+n)! - \ln N! - \ln n! \rightarrow$$

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

\downarrow
 elhagyhatjuk n -t, mert $n \ll N$
 \downarrow
 $\approx \ln N$

$$\approx (N+n) \cdot \ln N - N \ln N - n \ln n \rightarrow$$

$$S_k \approx k \left\{ n \ln N - n \ln n \right\} = k \cdot n \ln \frac{N}{n} = -k \cdot n \cdot \ln \left(\frac{n}{N} \right) \rightarrow C_V$$

valencia-konc. reciproka

$$\frac{\partial G}{\partial n} \Big|_{T,p} = 0 \rightarrow g_F + k \cdot \dots = 0$$

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

nagy szám az 1-hez képest

$$g_F + kT \ln C_V = 0$$

$$C_V = e^{-\frac{g_F}{kT}}$$

g_F - et beírjuk

$$C_V = e^{\frac{S_F}{k}} \cdot e^{-\frac{(E_F + PV_F)}{kT}}$$

felőlés: $C_\infty = A$

$$T \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{1}{T} \rightarrow 0 \rightarrow e^{\dots} \rightarrow 1$$

$$T \uparrow \Rightarrow C_V \uparrow$$

az egyensúlyi val. konc. az olvadáspont környékén lesz max

$$C_V(T_m) \approx 10^{-4}$$

$$C_V(T_{room}) \approx 10^{-20}$$

$$p = 10^5 \text{ Pa} \rightarrow pV_F \ll E_F \Rightarrow C_V = A \cdot e^{-\frac{E_F}{kT}}$$

Ha $p = 10 \text{ GPa} = 10^{10} \text{ Pa}$ $0.5 \cdot \Omega$ umatt

$$V_F = (0.4 \cdot 10^{-9} \text{ m})^3 / (4 \cdot 2) = 8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

Cu Bravais-cella, ebben 4 atom

$$pV_F = 8 \cdot 10^{-20} \text{ J}$$

$e^{-\frac{pV_F}{kT}}$: ezzel változik meg az $e^{-\frac{pV_F}{kT}}$ hőnyagplúsi $pV_F = ct$

$$T = 300 \text{ K}$$

$$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

$$e^{-\frac{pV_F}{kT}} = 10^{-9}$$

$$10^{-9} \cdot C_V(p \approx 0) = C_V(p \approx 10 \text{ GPa})$$

3 nagyságrenddel kisebb C_V , ha 5 nagyságrenddel nagyobb volt p .

Olvadásponton: $T = 1200 \text{ K}$

$$e^{-\frac{pV_F}{kT}} = 10^{-2} \rightarrow 10^{-2} \cdot C_V(p \approx 0) = C_V(p \approx 10 \text{ GPa})$$

nagy nyomás hatására alacsony hőm-cu fokban jelentkezik

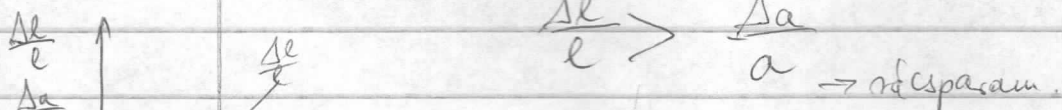
Módszerrel való C_V értékelése: (C_V)

① differenciális dilatometria

▷ hőátvitel \rightarrow atomok. mő

▷ valamilyen időmő

$T_0 \rightarrow T \rightarrow$ hosszváltozás: Δl

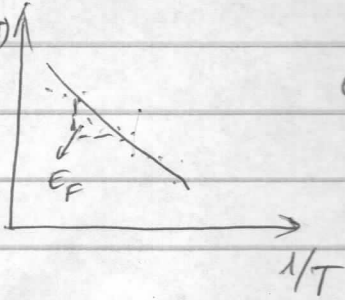


$\frac{\Delta a}{a} \rightarrow$ térfogat növelés, nem csak hossz $\rightarrow \frac{1}{3}$

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

minden hőmérsékletnél kiszámoljuk a hőmérsékletet

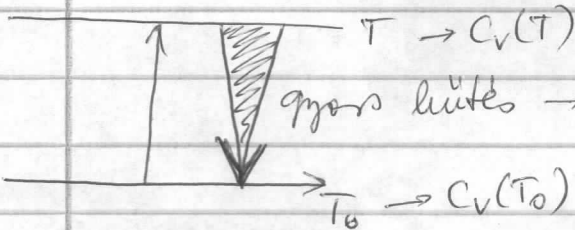
$$C_V = C_V(T) \sim e^{-\frac{E_F}{kT}}$$



E_F meghatározása a meredekségből

② Ellenállás mérése (ohmikus)

bedől mindenképp az egyensúlyi vár. kono.



gyors hűtés \rightarrow befagyás a vár-k.

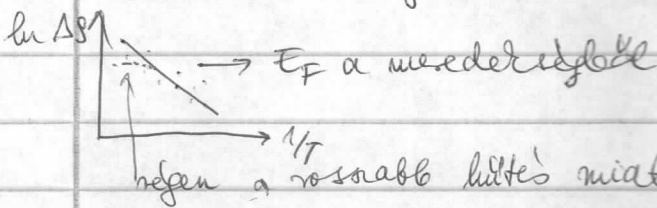
Δ el. ellenállás: beérkező kezdeti el. vége között plusz vakancia miatt

fajlagos ellenállás: $S \uparrow$ (c-ek szűkülnek a vár-on)

$$\Delta S \sim C_V(T) - C_V(T_0) \approx C_V(T)$$

T nagy $\Rightarrow C_V(T_0)$ elhanyagolható

ΔS -val megmérhetem $C_V(T)$ -t



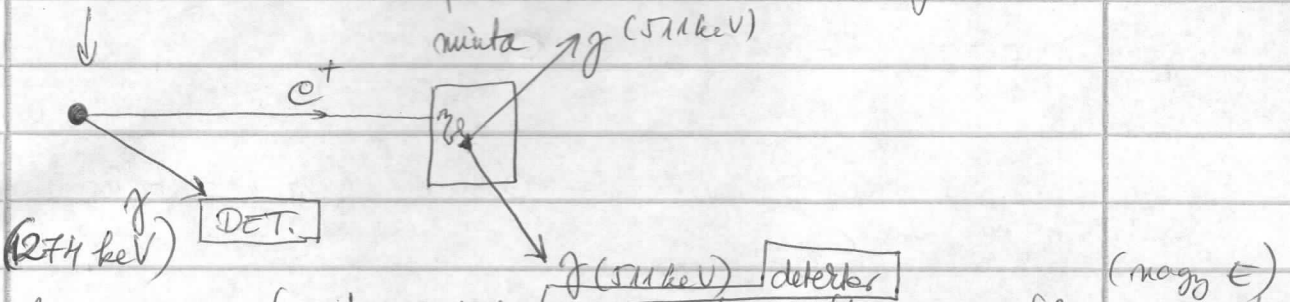
hűtés a rosszabb hűtés miatt ellapsodott

③ PAS (köz. dia)

Pontlábak felv.

③ PAS - pozitron annihilációs spektroszkópia

^{22}Na radioaktív forrás $\rightarrow e^+$ -ok és γ -k



e^+ bizonyos mélységig bolyong, E -t veszít, sziszteálja az atomokat
 v. rácsrezgéseket növeli (fononokat gerjeszt) (kisebb E -u)

TERMALIZÁCIÓ: felszíni rétegben, pár $10\mu\text{m}$ (pár tízezer)

(II: γ -diffrakció: diszlokációkat lehet ilyen vékony rétegben mérni)

ezután annihilálódik: $e^+ + e^- = 2\gamma$ ($2 \times 511 \text{ keV}$)

γ -k elnyelődése nem olyan nagy, mint a rcské \rightarrow
 hi tud menni a γ

a 2γ bevezetéstől vissza az első γ -ig lehet
 detektálni mérni.

patológiai kell a γ -kat, indítófelhez zárójelrel rendelni
 hiba mentes rcsban is annihilálódnak az e^+ -ok

val. konc. jelentős általában a fluorben \rightarrow pozitív
 ionok a rcspontraiban taxifár a e^+ -t \rightarrow az ionok
 közötti térben te tőzkodnak többet, tovább

val. a rcsban \rightarrow \oplus ion nagy $\rightarrow e^+$ hosszú ideig állhat,
 kisebb a Coulomb-taszítás, ami kitérít

hibamentes kristály: $\tau_b \approx 100-400 \text{ ps}$ (anyagtól függően)

vakanciaikkal: $\tau_v \approx 1.6 \cdot \tau_b$

\downarrow detektálás - eloszlásfgv (exponenciális csökkenés)

nagy koncentrációk határozhatók meg ($\uparrow 10^{-4}$ -ig is)

(nagy pl. fajhőméréssel is mérhető var. konc-t.)

hő \uparrow tok. krist. ban csak fononrezgés, val. kal var. at is kell feltenni)
 \hookrightarrow kétféle szétválasztható

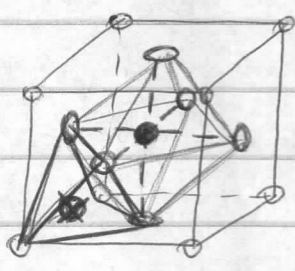
INTERSTICIALIS SZENNYEZŐK:

saját atom interstic. helybe nagyon ritkán kerül
 $(C_{SA} \ll C_V)$

idegen, kisebb atom sokkal gyorsabban beil interstic. helyzetre

$E_{IF} \gg E_{VF} \rightarrow C_I \ll C_V$
 (interst. forming) $(C_{SA} \ll C_I \ll C_V)$

pl. egyszerű köbös \rightarrow elemi cella közepén I.S.A.
 pl. FCC



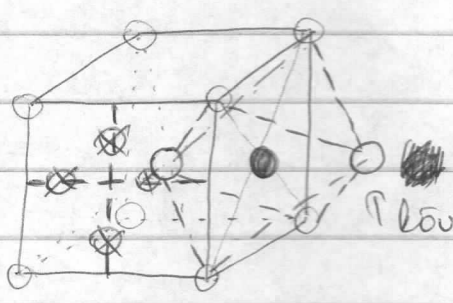
1) oktaédres hely, $r = 0,414$
 \bullet : ISA-met nagy helye van

hórtart sugár: r (részponti atom sugara)
 (gömbként képzelve el)

2) tetraédres hely: \otimes , $0,225 \cdot r$

pl. BCC

(kaphörpén)



- 1) oktaédres hely: \bullet , $0,154 \cdot r$
- 2) tetraédres hely: \otimes , $0,291 \cdot r$

↑ lóv. cella középe

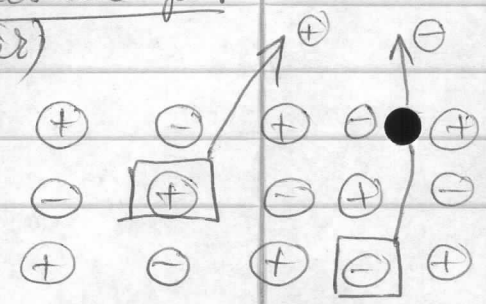
pl. Cu: felhasadt konfiguráció \rightarrow rács torzulás, betöltődnek az atomok másik elemi cellába

ionristály: \oplus és \ominus ionok

vak - t belter \rightarrow hogy ne legyen túl nagy a Coulomb-taszítás \rightarrow megjelenik a rács hibapár (ellentétes töltésű vakanciák)

pl. Schottky-hibapár, pl. NaCl

$\oplus \ominus$ vakanciapár
 a def. -és E csökken



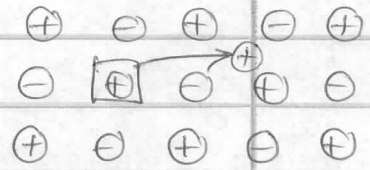
vakanciait összegyűjtik → val. klaszterek

könnyen gerjeszthetőek: szücsentrumok

a fotonok által \ominus -ban e^- -ok elmozdulnak egy adott hullámhosszú komponensre

vékony ionkristályt szücsenettel fogom látni

pl #2: Frenkel - hibapár, pl. AgCl



vakancia + interstic pár

DIFFÚZIÓ

szilárd testben ^{véletlen mozg.} rövidtávú ~~atom~~ mozgás → eredmény

makroszkopikus anyagmozgást eredményez

▶ 2 alrétel, 1 fázisú rendszer (ötörzet) esetén:

A és B atomok, TFH $A > B$ sebessége, B-ből diffúzióját figyeljük

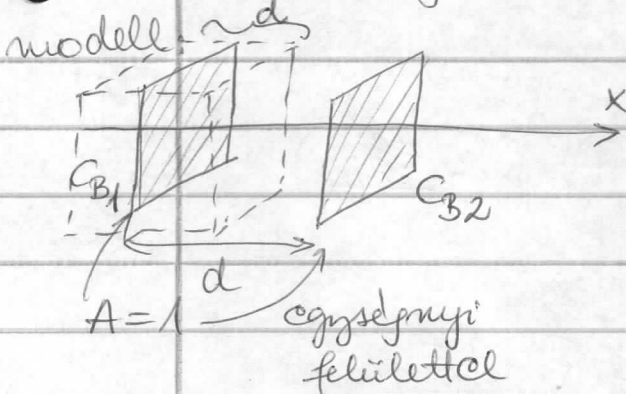
B atomok (térfogati / atom) koncentrációja:

$$\frac{\text{atomok száma}}{V} = \underbrace{N_B}_{\text{összes atom}} \cdot \underbrace{v_B}_{\text{atomkoncentráció}}$$

gond: cunér helyigénye van; ciklikus helycsere lehet, de az meg kollektív mozgás, kicsi az esélye

legvalószínűbb: vakanciával való közvetlen helycsere

● Fick - törvényei



$(d/2)$
 C_{B1} : térfogat felét veszem, ehhez rendeltem a térfogatot

1. síkon B atomok száma $n_1 = C_{B1} \cdot d$

2. síkon — — — — — $n_2 = C_{B2} \cdot d$

ugrások milyen sűrűn következnek be? Γ = atom-vakancia

időegység alatt \rightarrow helycsere frekvenciája
(az összes irányban!)

$$j_B = n_1 \cdot \Gamma \cdot \frac{1}{6} - n_2 \cdot \Gamma \cdot \frac{1}{6} = \frac{1}{6} \Gamma (n_1 - n_2) =$$

B atomok árama x irányban

(felületre és időre normaljuk az átalombó atomok számát)

6 irányban valószínűleg meg az ugrod, mielőtt csak x oldalra

$$= \frac{1}{6} \Gamma d \cdot (C_{B1} - C_{B2}) = \underbrace{-\frac{1}{6} \Gamma d^2 \frac{\partial C_B}{\partial x}}_{D_B} = -D_B \frac{\partial C_B}{\partial x} = j_B$$

$$C_{B2} = C_{B1} + d \cdot \frac{\partial C_B}{\partial x}$$

$-D_B \frac{\partial C_B}{\partial x} = j_B$
 Fick I.

$$D_B = \left[\frac{m^2}{s} \right] \quad \sim 10^{-12} \frac{m^2}{s}$$

▶ vakancia mechanizmust feltételezve: $E \rightarrow$ rács tenzió E -ből
 \rightarrow mellette vakancia is van (nem feltételezzük, h. a vak. atomhoz kötődik $\rightarrow C_V$)

$\Gamma = \nu \cdot C_V$
 atom ugrási frekvenciája
 var. konc.

var. mozg.

$$\nu = \nu_0 \cdot \exp\left(-\frac{S_{VM}}{kT}\right)$$

szabadcsatlápnia gátat átugrik az atom, h. a vak. helyére kerüljön

$\sim 10^{13}$ Hz (Debye-freqv.)

$$G_{VM} = E_{VM} + pV_{VM} - TS_{VM}$$

hirtelgátmegerés a vak. mozgásakor

\rightarrow ezt most is elhanyagoljuk, légsőni nyugodtan

$$\nu = \nu_0 \cdot \exp\left(\frac{S_{VM}}{k}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E_{VM}}{kT}\right)$$

$$\Gamma = \nu_0 \cdot e^{\frac{S_{VM}}{k}} \cdot C_{\infty} \cdot e^{-\frac{E_{VF} + E_{VM}}{kT}}$$

∞ -re exponált var. konc.

1 eV körül előre

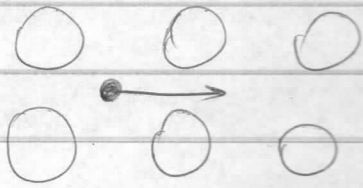
$$D_B = +\frac{1}{6} \Gamma d^2 = \frac{1}{6} d^2 \nu_0 \cdot e^{\frac{S_{VM}}{k}} C_{\infty} \cdot e^{-\frac{E_{VF} + E_{VM}}{kT}}$$

D_0

$Q = E_{VF} + E_{VM}$: diffúzió aktiválási energiája (termikus) $\sim 2 \text{ eV}$

$$D_B = D_0 \cdot e^{-\frac{Q}{2T}}$$

interstic. atomok mozgásához szükséges vákuancia

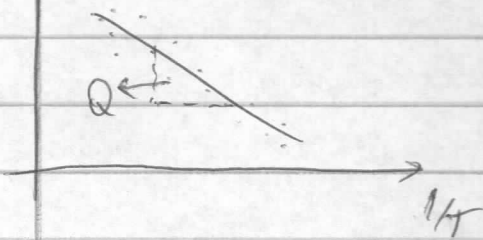


diffúzió akt. energ. kisebb, mint előző esetben \rightarrow val. leprédés miues benne

$$Q = E_{IM}$$

azért nem jelentős, mert 1 SA -tól kevesebb van (megj.: nehéz radioaktív "növelatommal", körül v. olyan gyorsan mozognak \rightarrow nympkövetés)

$\ln D_B \uparrow$



erősebb kötés $\rightarrow Q \uparrow \rightarrow T_{olv.} \uparrow$ (köbös anyagokra) $Q \sim T_m$

Substitúciós atom öndiffúzióját is figyelembe véve:

$$Q_{interstic} < Q_{subst.} < Q_{öndiff.}$$

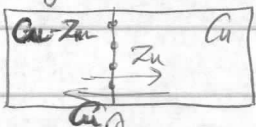
↓
 rácspontléding a nagy subst. mellett csökken a rácsatornákkal számzó energiát \rightarrow onnan nehezebben fog odább mozdulni val. - subst. atom vonzása

subst. mozgása gyorsabb, mint öndiffúzióval

Első kísérleti tapasztalat ere: Kirkendall-effektus:

Zn \sim 30%

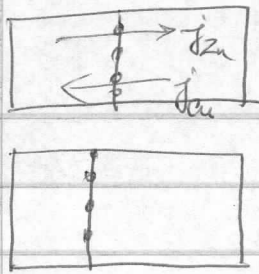
(szögletes) (körös)



marker a határon (Mo-szalok)

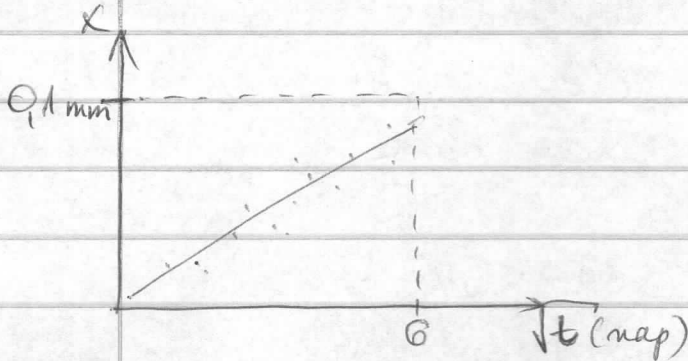
↓
 1058 K -re felmelegítik $(T_m^{Cu} \sim 1350 \text{ K})$
 és ott tartják

pari hites fenntartás után a szilár elmozdult, vagy:



$$\Rightarrow j_{zn} > j_{cu}$$

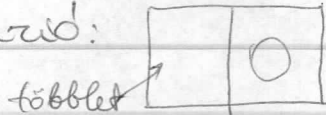
(mert a vak-k nagyobb v. a -gel vanval a Zn-atmosz környékén)



0,1 mm blo. 1 hónap alatt

megtett uthossz $\sim \sqrt{t}$ diffúzió esetén

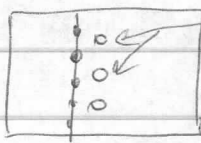
valancia - diffúzió:



(az egyensúlyi vak.konc.-hoz képest)

a többlet megszűnhet, felszínről jönnek be v. nyelőkénél megszűnnek

vak-k klaszterei kisebb rácsstruktúrák (és talált hőt) jelentenek klaszterekből üregek \rightarrow porozitás a Mo-szal után



eset ml nem tudnak kiáramolni, beun ragadnak

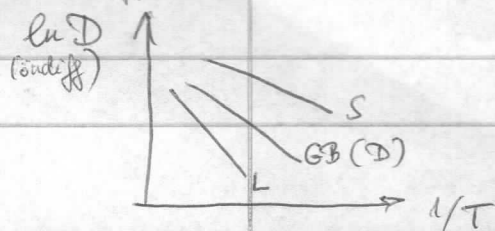
(medu.-ai szempontból nem előnyös)

pl. repesi turbina lapátok Al-Ni ötvözet magas hőm. en, levegőben korrodál terjed (diffúzió)

gátlás: korrodálható réteget vívnek fel a felszínre (Ni-Al-Ti - ötvözet)

védőréteg alatt porozitás \rightarrow lepattogzik a felületről \rightarrow kettő löre' diffúzió-gátló réteg

diffúzió \sim részlelőár jelenlététől, több hely \rightarrow gyorsabb diffúzió



L: lattice (részlelő, szilár)

(szabad felület mentén gyorsabb a diff)

D: diszlok. mentén

GB: szemcsékhatás, zement

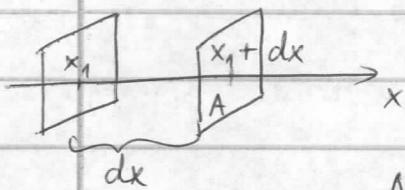
különbség az alacsony T-ben jelentős!

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

Diszlokációk (3. EA)

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

Fick II \rightarrow adott pontban idő függvényében hogyan változik a konc.



At idő alatt ebben a térf.-ben hogyan vált. a konc.

$\Delta c_B \cdot \frac{dx \cdot A}{V} = [j_B(x_1) - j_B(x_1+dx)] \cdot \Delta t \cdot A$

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

$\frac{\Delta c_B}{\Delta t} = \frac{\partial c_B}{\partial t} = - \frac{\partial j_B}{\partial x}$

Fick I-et iljűk be: $\frac{\partial c_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_B \cdot \frac{\partial c_B}{\partial x})$, ha D_B nem függ helytől

$\frac{\partial c_B}{\partial t} = D_B \left(\frac{\partial^2 c_B}{\partial x^2} \right)$

3D: $\frac{\partial c_B}{\partial t} = D_B \cdot \Delta c_B$ Fick II.

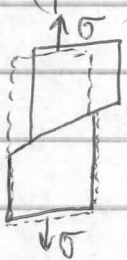
D_B nem függ a helytől $\rightarrow c_B$ -től nem függ
 c_B változik a helytel $\rightarrow D_B$ is igazából

Diszlokációk

2

slkok elcsúszása (lépcsők jelennek meg a felületen) egykér. nyújtás, felm
 fcc (111) síkok mentén (horos ill. síkok)

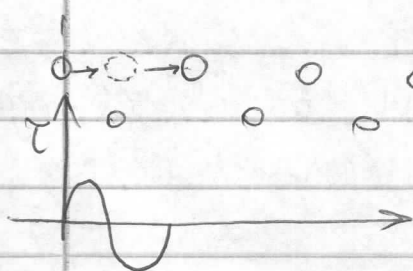
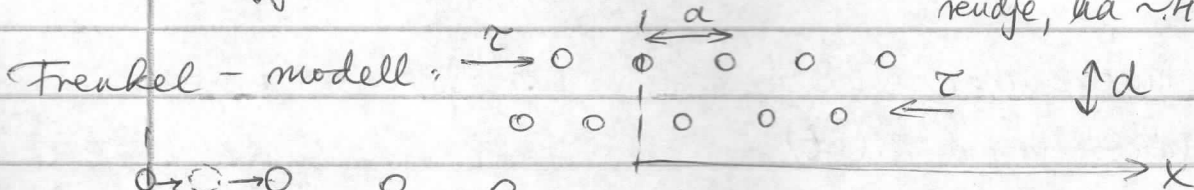
Egykér. (felm) nyújtása:



slk menti elcsúszás

mellesre feszültség kell ehhez

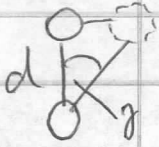
τ nyújtás- get számoljuk ki (~5 nagyság-
 rendje, ha ~45° szög)



τ : addig kell növelni a fesz- get, itt ma
 0 lesz τ

közelítjük sin-szal ezt a per. fgv-t.

bis x -ekre lin. öf. τ és x között, $\tau = G\gamma$ nyhási szög
nyhási modulus



bis x -ekre $\gamma \approx \frac{x}{d}$

$$\tau = \frac{Gx}{d} \quad x=0 \rightarrow \tau=0$$

$$\tau = \frac{Ga}{2\pi d} \cdot \sin \frac{2\pi x}{a} \quad \text{"a" periódusú sin. fgv.}$$

x kicsire $\frac{Ga}{2\pi d} \frac{2\pi x}{a} = \frac{Gx}{d}$ ✓

mi a szükséges τ_{knt} ?

$\rightarrow \frac{Ga}{2\pi d} \rightarrow$ ez kell a két fél egymáshoz képesti eltolásához (egységre az egységet)

$$a \approx d \rightarrow \tau_{knt} = \frac{G}{2\pi} \approx \frac{G}{6}$$

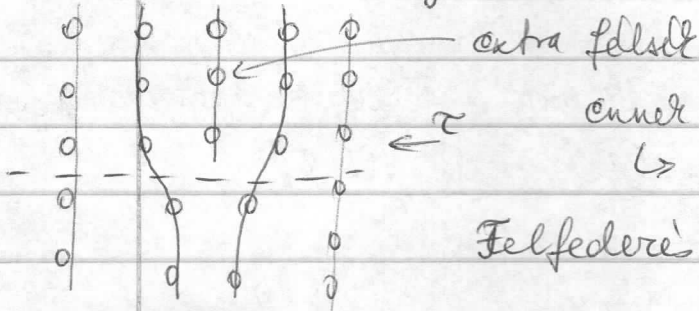
finomabb modell, atomok körüli kötés, stb., pontosabb számolás $\rightarrow \frac{G}{30}$

kísérlet: Al $G=30 \text{ GPa}$ $\tau_{knt, elm} = 1000 \text{ MPa}$

$\tau_{knt, exp} = 0,5 \text{ MPa}$

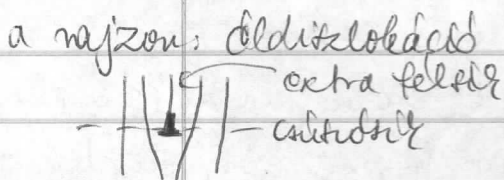
3 nagyságrend különbség! kísérleti

α valószínűleg nem így megy az elcsúszás, kisebb lépésekben, nem egyszerre, egy rácslemez mozgásával.



ennek a mozgásához kisebb fen. kell.
 $\rightarrow \sim$ mint a kísérleti

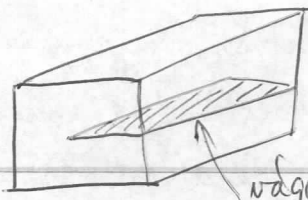
Felfedezés: 1934, Taylor, Orowan, Polanyi



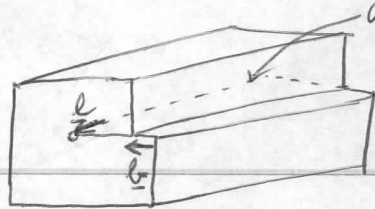
Kontinuum-mechanikai eredetű konstrukció: Volterra - konstr.

(átalakosítja a dl-t)

anyag \rightarrow vágjuk be egy fél mentén \rightarrow ott toljuk el, ragasszuk újra össze \rightarrow elcsúszott és α nem csúszott hata a α dl.



vágási felület



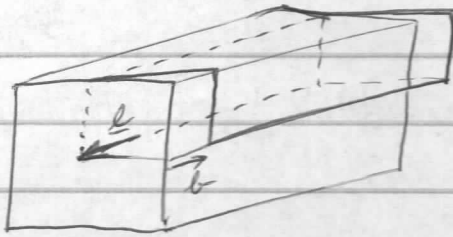
dl ez a katalinon
az elcsúszott és
el nem csúsz. körött
(csak ott tud elcs.,
ahol bevdgtam)

l dl vonalvektora

b Burgers-vekt.

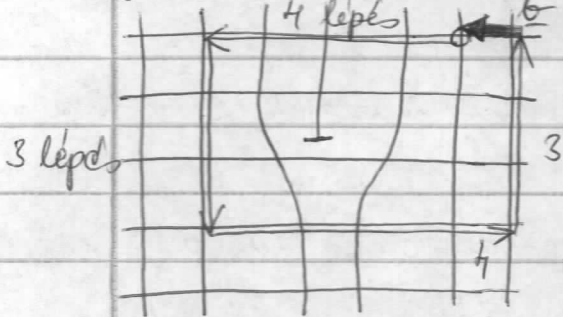
a rajzon: $b \perp l \rightarrow$ dl dl.

$b \parallel l \rightarrow$ csavar dl.



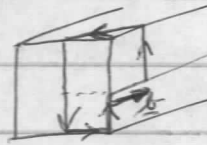
csavar dl.

Burgers-vektor: Burgers-kör



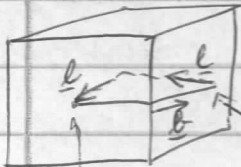
l : kifele mutat, jobbra oldaljal járunk
körül (konvenció)

b : ami a zárdkörhöz kell



csavar
Burgers-kör egyenlő után
↳ csavaronal

nem tisztán az a betű van:



l mindig elcsúszó irány

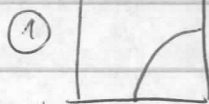
dl. szakas

közte: egyes sem, ill. végig (mindkettő)

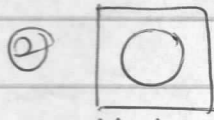
vágási felületen keresztül \rightarrow más megad tul-okat

pl: - nem ~~végső~~ végződhet az anyag belsejében

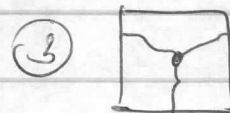
Felületűret:



katalinon-ig



dl körök



dl csomópont

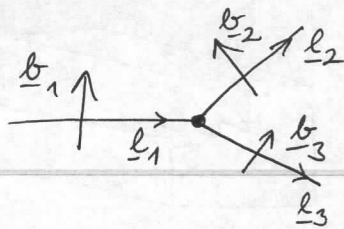
(Külös felület, nagy szemcselata)

l vektorit } végig a dl.
 b u.a. } vonal,
menten

\rightarrow itt is

itt csak az egyes
szakaszokra igaz

Csomóponti tv:



\underline{l} irányúba nem egyetelű
 v. hogy beállítom \rightarrow konvencióra \rightarrow
 $\rightarrow \underline{b}$ irányú adódik

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

$\forall \underline{l}$ a csomópontba mutat $\rightarrow \sum_i \underline{b}_i = 0$
 (v. onnan kifelé)

belatni: Burgers-kör \underline{l}_1 körirés (jó nagy) \rightarrow a'holom \underline{l}_2 és \underline{l}_3 köré
 \rightarrow ezt 2 részben jatom körbe \underline{b}_1 u.a. marad

éldl: betölt \oplus felsék \rightarrow összenyomódva } mgalmas fesz-gel
 lent \rightarrow több hely

\rightarrow dl környezetben az anyagban betölt mgalmas energia

éldl. fesz-tere:

csavarde

elmozd. té. hengersim.

vegyünk egy hengert \rightarrow felvágjuk z ir-ban \rightarrow
 \rightarrow elcsúsztatjuk

elmozdulás: z ir-ban csak $u_x, u_y = 0$
 $\hookrightarrow u_z \neq 0$ (vann. ahol) $(\neq \text{putra})$

$u_z = 0$, ha $\Theta = 0$
 $u_z = b$, ha $\Theta = 2\pi$ } választjuk így

bőzte lin. változik: $u_z = \frac{b \cdot \Theta}{2\pi} = \frac{b}{2\pi} \arctg \frac{y}{x}$

deform. tenzor elemei:

$$E_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \text{ általában (ij-vel kellett volna lmi)}$$

u_x és u_y szerepel \rightarrow azok az E -ok 0-k lesznek

$$E_{xx} = E_{yy} = E_{xy} = E_{zz} = 0$$

(\uparrow ez meg azért, mert $u_z \neq z$ -ből)

$E_{yx} = 0$ szimmetrikus

$$E_{xz} = -\frac{b}{4\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} = -\frac{b}{4\pi} \frac{\sin \Theta}{r} = E_{zx}$$

$$E_{yz} = \frac{b}{4\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} = \frac{b}{4\pi} \frac{\cos \Theta}{r} = E_{zy}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$x = r \cdot \cos \Theta$$

$$y = r \cdot \sin \Theta$$

$\sigma_{ij} = 2G \cdot \epsilon_{ij} + \lambda \left(\sum_l \epsilon_{ll} \right) \delta_{ij}$
 (E-ábról kif.)
 keressük, aláírt
 hosszát, -"

Lamé-áll.

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

ν : Poisson-szám
 (0-0,5 közötti)
 $\lambda \oplus$ lesz

mi jön ki?

$$\epsilon_{xx} \quad \epsilon_{yy} \quad \epsilon_{zz} \rightarrow \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$$

$$\sigma_{xy} = 0 \text{ szintén}$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xz} &= 2G \cdot \epsilon_{xz} \\ \sigma_{yz} &= 2G \cdot \epsilon_{yz} \end{aligned} \right\} \text{spiral rész eltűnik}$$

ϵ_{xy} : x és y tengely mentén tört. elmozdulás a nyírás határára

σ_{xy} : y normális felületen x ir. nyírófesz.

xx: \rightarrow nyomó / húzó fesz. ...

r irányú felületen Θ ir.-ú nyírófesz. \rightarrow hengerker-ben

$$\epsilon_{\Theta z} = \frac{b}{4\pi r}$$

$$\sigma_{\Theta z} = \frac{G b}{2\pi r}$$

de def. és fesz. tere $1/r$ -vel csökken, $\sigma \sim \frac{1}{r}$

$$r \rightarrow 0 \Rightarrow \sigma \rightarrow \infty$$

nem lehet a dl vonalhoz közel használni \rightarrow nincs csak ott van értelme használni, ahol van vmi

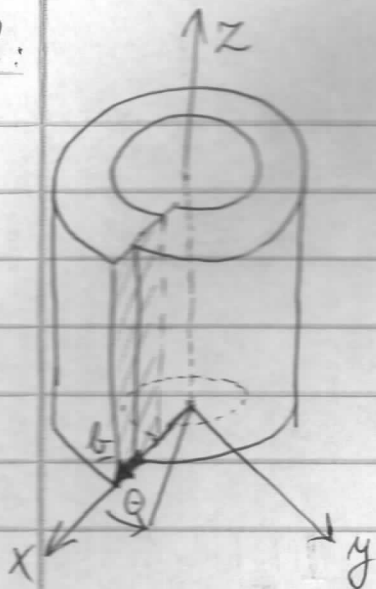
kontinuum modell \rightarrow valójában atomok vannak \rightarrow csak úgysem lehetnek ∞ közel.

(formulákkal)

kontinuum-modellt akarjuk tartani \rightarrow belső legkisebbi sugár kell: r_0

\rightarrow atomtávolság, Burgers-vektor, $r_0 \approx b$

ldd.



$$\frac{\partial}{\partial z} = 0, \quad u_z = 0 \rightarrow E_{zz} = 0$$

$$\sigma_{xx} = \frac{-G \cdot b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta (3\cos^2\theta + \sin^2\theta)}{r}$$

↳ vizsgálom ezt nem kell fejből tudni, csak ha majd később beszélnünk kell

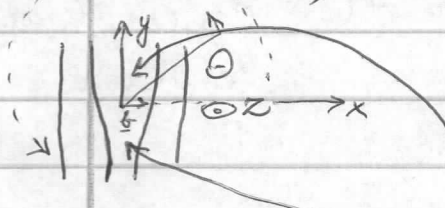
hasul, mint a csavarde-nél, csak itt képt a Poisson - szám(ν)

$$\sigma_{yy} = \frac{G \cdot b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta (\cos^2\theta - \sin^2\theta)}{r}$$

$$\sigma_{zz} = \nu \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0$$

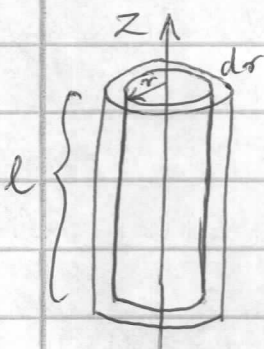
$$\sigma_{xy} = \frac{G \cdot b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\cos\theta (\cos^2\theta - \sin^2\theta)}{r}$$



a feszültség nyújtó-húzó körűt változik komprimált (összenyomott) ésna dilatált (húzott) ésna

dl. energiája: rálátorsulás, deformációsan tárolt energia r_0 -on kívül számoljuk, így a legfőbb E-t megkapjuk,
 ↘ palást felj.

▶ csavar



$$dE = \frac{1}{2} \sum_{ij} \sigma_{ij} E_{ij} \cdot dV$$

~~scribble~~

$$\sigma_{xz} = \frac{G \cdot b}{2\pi} \frac{\sin\theta}{r}$$

$$E_{xz} = -\frac{b}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r}$$

$$\sigma_{yz} = 2G \cdot E_{yz} \quad (2G?)$$

$$E_{yz} = \frac{b}{4\pi} \frac{\cos\theta}{r}$$

$$dE = \frac{1}{2} \frac{Gb^2}{8\pi r^2} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot 2\pi r dr =$$

$$= \frac{Gb^2}{8\pi} \frac{1}{r} dr$$

$$dV = 2\pi r \cdot dr \cdot l$$

↓
E ~ l

egységnyi hosszra számoljunk!

$$E_{cs} = \int_{r_0}^R \frac{Gb^2}{8\pi} \frac{1}{r} dr = \frac{Gb^2}{8\pi} \ln \frac{R}{r_0}$$

egykrist: R = az anyag határa

polibr.: R = szemcsehata

egymást le is tudják alyezkölni: $\frac{|||R||}{T}$

► éldel: $E_{el} = \frac{Gb^2}{k\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0}$?

Következmények:

egyszerűsített számolás ↑, megadmas állandók különbözősége

① rideg anyagok nagy nyúláson → dl-ek mozdíthatnak
 $\nu \approx \frac{1}{3} \Downarrow$
 $E_{el} > E_{cs}$

② $E \sim l$ 2 ponton rögzített dl → egyenest rögzítsd felvenni

③ $E \sim R$, de csak kis mértékben!
 $r_0 \approx 92 \text{ nm} \Downarrow$, $R = 100 \mu\text{m}$ (magas!)
 $\ln \frac{R}{r_0} = 13,1$ ←
 $R = 100 \text{ nm}$ ←
 $\ln \frac{R}{r_0} = 6,2$ ←
 $R = 10 \text{ nm}$ (legkisebb db.) ←
 $\ln \frac{R}{r_0} = 3,9$ ←

dl. sűrűség nagy változására ln csak kisebbet változik, ellentétes irányban
 (100x-es növekedés → 30%-os csökkentés)

4.

$$E \sim b^2$$

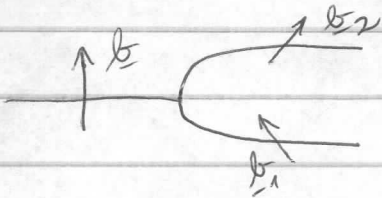
Burgers-vektorok általában a legrövidebb rácsvektorok nagyobb b -s $dl \rightarrow$ megéri szétbontani a több kisebb b -jére



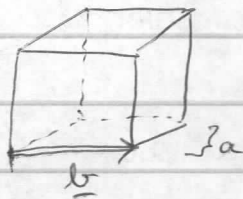
$$\underline{b} = \underline{b}_1 + \underline{b}_2$$

$$E_1 \sim \underline{b}_1^2, E_2 \sim \underline{b}_2^2, \text{ ha } b^2 < b_1^2 + b_2^2 \leftarrow$$

cos-tétellel, α hegyesszög, akkor teljesül ez.

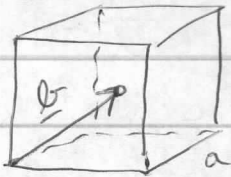


egyszerű köbös:



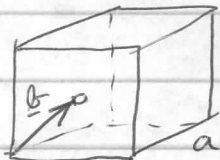
$$\underline{b} = \langle 100 \rangle, |\underline{b}| = a$$

bcc:



$$\underline{b} = \frac{1}{2} \langle 111 \rangle, |\underline{b}| = \frac{a \cdot \sqrt{3}}{2}$$

fcc:



$$\underline{b} = \frac{1}{2} \langle 110 \rangle, |\underline{b}| = \frac{a \cdot \sqrt{2}}{2}$$

(csúszási: $\langle 111 \rangle$)

5.

$p, T = \text{áll.}$

$$G = E + pV - TS$$

$+ dl \Rightarrow \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right) V \uparrow$ de elhanyagolható,

\Downarrow

$S_{\text{konf.}}$ kicsi

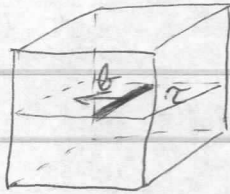
$G \uparrow$

tem. din.-ilag nem preferált dl . jelenléte kinetikailag gátolt az eltűnésük (fennmaradnak, termelődő dl -ek)

$\Delta G > 0 \rightarrow$ TD-lag instabil lüka (dl)

morgásos csőnek kell hatnia rd (külső nyúlás) vagy belső feszültség miatt (dl hat rd a rug. fesz. terével)

dl.-ra ható erő:



$\underline{b} \perp \underline{l}$ (élele)

\underline{b} - irányába ható τ nyíróerő a csúszó-síkon

felület: A

mekkora munkát végez mozgásával: W

$$W = \underbrace{\tau}_{F} \cdot \underbrace{A \cdot b}_{s}$$

ha elemi az elmozdulás: ds

dl. szakasza: dl

a területen történik a munkavégzés

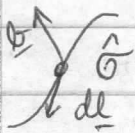
↓

$$dW = W \cdot ds \cdot dl \cdot \frac{1}{A} = \tau b \cdot ds \cdot dl$$

egységnyi hosszú dl.-ra számolva: $\frac{dW}{ds} = f = \tau b$

ez mozgítja a dl.-re mérőlegesen

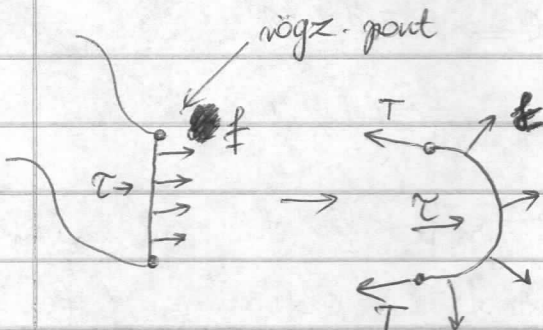
ha σ -t tudom \Rightarrow az erőket általában is fel tudom írni



$$d\underline{F} = (\underline{\sigma} \underline{b}) \times \underline{dl}$$

Peach - Koehler - erő

ha a dl. fennmaradt: 2 pont között bonyolult, de van visszahúzó erő is



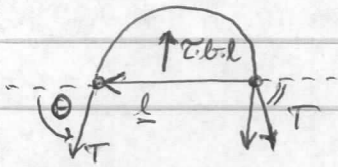
visszahúzó erő: vonaltesz.:

$$T = \frac{\partial E}{\partial l} \approx \frac{1}{2} G b^2$$

$$R = 10 - 100 \text{ nm} \rightarrow \ln \frac{R}{r_0} \approx 5$$

$$E_{cs} = \frac{G b^2}{8\pi} \ln \frac{R}{r_0}$$

ha τ elég nagy: leszaradhat a dl. a rögz. pontokból



θ, τ

$$\sqrt{\frac{1}{2}Gb^2}$$

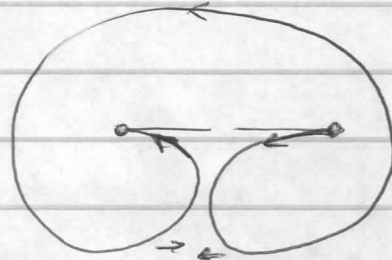
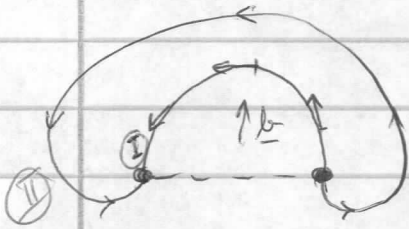
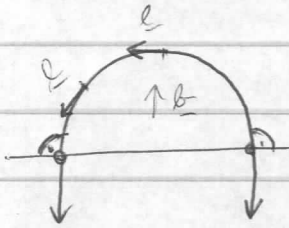
$$\tau b \cdot l = 2 \cdot T \cdot \sin \theta$$

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

$$\sin \theta = 1 \rightarrow \theta = 90^\circ$$

$$\tau_{max} = Gb/l$$

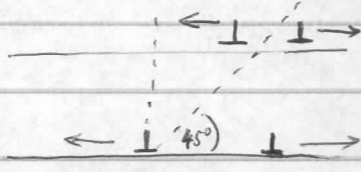
Chovau-feszültség



vonzzár egymást ez a szarabok közeltti öbet egymáshoz

Kölcsönhatás dl.-k között

▶ párhuzamos dl.-k között, el-el, (azonos dőjelűek)
 $l \uparrow \uparrow l, b \uparrow$

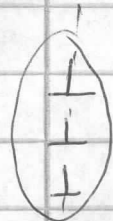


csúszásik

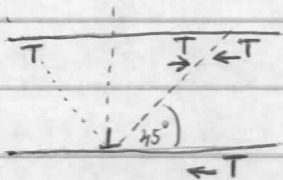
taszítja egymást

ha mozoghatnak \rightarrow egyensúlyi állapot:

(II. EA) \rightarrow (kis szögű szemcseléta)



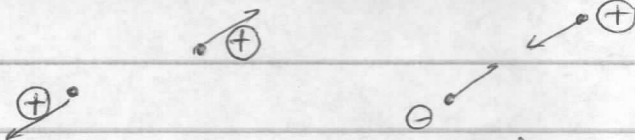
el-el, (ellentétes dőjelűek)



$$l + l = + : \text{annihiláció}$$

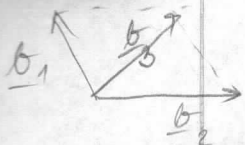
csavar-csavar

mincs kitüntetett csúszásik, könnyebben annihilálódnak



el-csavar

mincs köztük kölcsönhatás

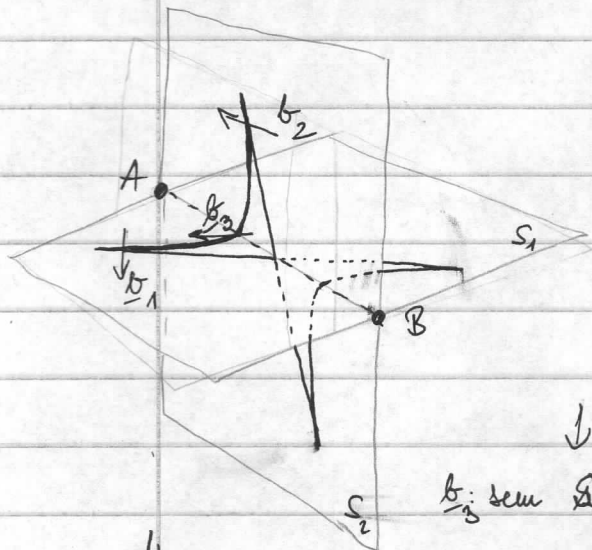


$\alpha < 90^\circ$ eset: $b_3^2 > b_1^2 + b_2^2$, akkor szétválik a $b_3 \rightarrow b_1, b_2$

b_1 és b_2 90° környékén: nem ilyen egyszerű a kép
kr: magalmas állapotok mások a kül. irányokban
lokális feszültség is bef. stb.

Most az előbbi az érdekesebb: 2 találkozik, szétválik

Lomer-Cottrell akadály



Fcc: $S_1, S_2 \rightarrow \{111\}$ síkok (horos ill.)

$b_1 \parallel \overline{AB}$

$b_2 \parallel \overline{AB}$

} b_3 mincs benne sem S_1 , sem S_2 síkban

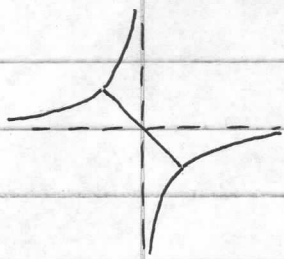
$b_3 = b_1 + b_2$

teh. $b_3^2 < b_1^2 + b_2^2$

\rightarrow energia nyereség



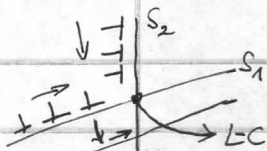
b_3 sem S_1 -ben, sem S_2 -ben nem tud mozogni



Egy ilyen alorú alorát ρ -ra létre
növekedés megáll, mert ugyan energianyereség van, de ezt
felülmúlja a hősnövekedés

F-R forrásból dl-k sorozata jön

\rightarrow nem tudnak tovább menni, akadály \rightarrow ezek taszítják egymást, mert



azonos előjelűek (nem tudnak közelebb kerülni egymáshoz)

elég nagy előjelűek lesz: nem rendezetlen, mások
síkokban ~~szétválik~~ mehetnek tovább

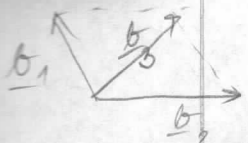
Attól, hogy a
komplex sík,

ha ott még nincs L-C, ott mehet tovább. Ez más nem-konzervatív
dl-mozgás (a csúcsos meg az)

Nem-konzervatív dl-mozgás

van térfogatváltozás az anyagban, nem csak nyúlás

Élde: diszlok. mozgás (climb, melye kényszerűen meg, de
az más is jelent \rightarrow mech. állapot.)

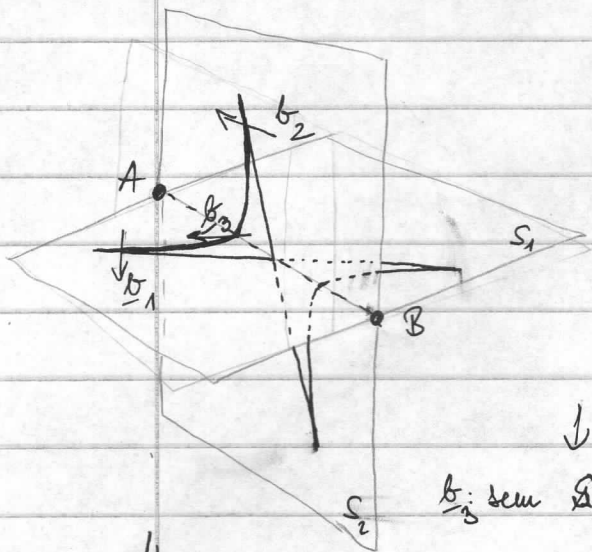


$\alpha < 90^\circ$ eset: $b_3^2 > b_1^2 + b_2^2$, ekkor szétválik a $b_3 \rightarrow b_1, b_2$

b_1 és b_2 90° környékén: nem ilyen egyszerű a kép
 kr: magalmas állandók mások a kül. irányokban
 lokális feszültség is bef. stb.

Most az előbbi az érdekesebb: 2 találkozik, rétegek

Lomer-Cottrell akadály



Fcc: $S_1, S_2 \rightarrow \{111\}$ sík (horos ill.)

$b_1 \parallel \overline{AB}$

$b_2 \parallel \overline{AB}$

} b_3 nincs benne sem S_1 , sem S_2 síkban

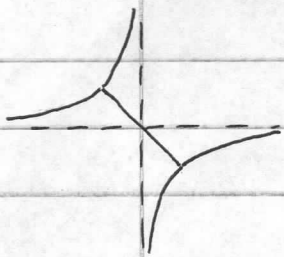
$b_3 = b_1 + b_2$

teh. $b_3^2 < b_1^2 + b_2^2$

\rightarrow energia nyereség



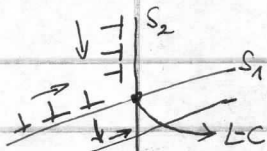
b_3 sem S_1 -ben, sem S_2 -ben nem tud mozogni



egy ilyen alakú alakot jön létre
 növekedés megáll, mert ugyan energianyereség van, de ezt
 felülmúlja a hossz-növekedés

F-R fordásból dl-k sorozata jön

\rightarrow nem tudnak tovább menni, akadály \rightarrow ezek taszítják egymást, mert



átmehet a kompozit síkra,

ha ott még nincs L-C, ott mehet tovább. Ez más nem-konzervatív dl-mozgás (a csúcsos meg az)

Nem-konzervatív dl-mozgás

van térfogatváltozás az anyagban, nem csak nyúlás

Élde: diszlok. mozgás (climb, melye kényszerít meg, de az mást is jelent \rightarrow mech. állapot.)

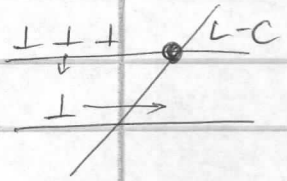
feljebb menjen \rightarrow az ottani atomnak ehhez el kell mennie
 vakanciaval oda kell menni (diffúzió)



\rightarrow egy atom helyén feljebb van az extra felület tete

kell tehát feszültség + többletvakancia (az es-rior képest)
 + mozgékonyan kell lennie a vak-nak

\rightarrow magashőm. def-ndel jelentős folyamat az elsősorban
 Lefele fordul az el \rightarrow atomnak kell odamenni, vakancia keletkezik
 intrinsic atom is jól jöhet, de abból kevés van!

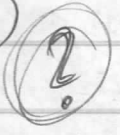


minden segítségével ki tud szabadulni a L-C aradály
 mögül

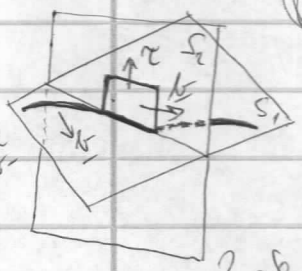
Ha E (def.) nő \Rightarrow P is nő \Rightarrow σ is nő, ezt hívjuk alakítási keményed.-nek
 egyre nagyobb fesz. kell, hogy folytatni tudjam a képletemy alakvált-t
 Nemcsak a nyúlófesz.-get nővel, a nyomó / húzó fesz. is
 \rightarrow magas hőm. sem kell, a nagy σ is előidézi a mindő mozgást

+ P nő \Rightarrow vak-k diffúziója is gyorsabb a dl mentén
 \rightarrow keresztcsúszás (csavardl-k!) (ez kőszemvált!) cross-slip
 minos kitüntetett csúszással

• ana megy, amerre a nyúlófesz. irányába (első. irányába)
 (valójában nem, a dl nem vonal hanem felület, nem egyformán
 könnyen csúszik kül. irányokban, de az igaz, h. könnyebben
 vált irányt)



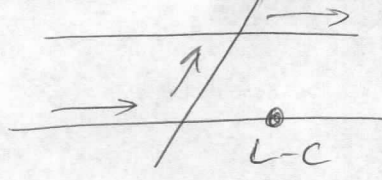
alapból
 eme az
 az az
 csúsz



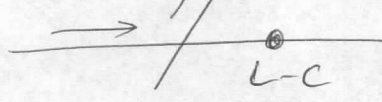
S_1 síkban aradály \rightarrow nem tud ott mozogni az egész dl
 ha van S_2 ir. fesz. \rightarrow ott tud mozogni az a rövid
 szakas (ez csavar jellegű)

2 el szakaszt húz megával, ez növeli a dl-sűrűséget

• ami S_1 -ben van \rightarrow el szakasok, azok megálltak

Double cross slip:  ha van ilyen is.

többszörös keresztcsúszás



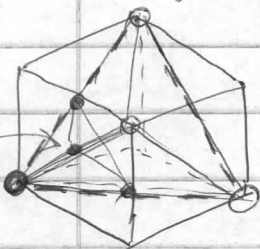
ellenfélés elmozdított \rightarrow vonzzák egymást
↑ ↓ túl hosszú \rightarrow csav. szel. leszakad, el szel.-ök annihilálódnak
különböző cs. síkú ellenfélés \rightarrow vonzzák egymást, de nem
felmer egymáshoz \rightarrow módszerrel annihilálódnak (lehetéjes)
ker. csúsz: szintén szerepe van az annihil.-ban

Outkati rendszer:

fcc $\underline{b} = \frac{1}{2}[110]$ típusú vektor

cs. sík: $\{111\}$ tip. sík

síkel együttess: (hány ilyen van?)



tetraéder \rightarrow kicsinyített az él felére
kisebb tetraéder (pontok: pont lapközepek)

$[111]$ vektor: kocka átlója \rightarrow az a normálisa az $\{111\}$ síkoknak

--- vonalakkal kijelölve (tetr. nagy lapja)

\hookrightarrow pont az (111) síkhoz

$(111), (\bar{1}11), (1\bar{1}1), (11\bar{1})$

tetraéder lapjai: csúcsokhoz

élei: Burg.-vektorok

Thompson - tetr.

\forall él 2 síkhoz tart \rightarrow de 2 cs. síkon tud csúszni

4 cs. sík, 6 db Burg.-vektor $\rightarrow 6 \cdot 2 = 12$

1 cs. sík: 3 felle \underline{b} vektor, 4 cs. sík $\rightarrow 4 \cdot 3 = 12$

12 csúcsra is van

(24 is igaz \rightarrow kül. irányokat megkül.-tetem)

fcc → sok easy glide (könnyű csúszási rds.) (egyeneságúak) egyformán könnyen aktiválódhatnak
 hexag. → nincs ilyen sok egyf.

Dl. csúszási rds. hexagonális krist-ekben

↳ dl típusok

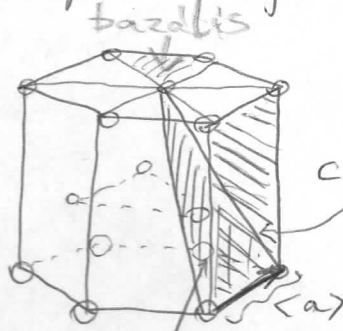
lehet őket csoportosítani

másik csúszási de $u.a.$ a b vektor → csoportosíthatjuk b vektor szerint legkönnyebb rdsvektor: $\langle a \rangle$ - típusú:

Bravais-celleja a hexag.-nak

$\langle a \rangle$ a b → a diszlok csúszhat

bazális sík \triangleleft : csúszási sík, ebben tud csúszni $\langle a \rangle$ Burg-vektorú diszlok.



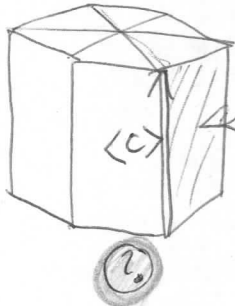
prizmatikus sík (több is van belőle) → több rds is van

piramidális sík

csavar dl: nincs kitüntetett irány

az anyag irányított a legkönnyebb b -ű dl-eket létrehozni. Ferde irányú nyúlásokhoz szelők, hogy produktívok is a def -t.
 $\langle c+a \rangle$ dl: átmenő mentén is lehet adni b

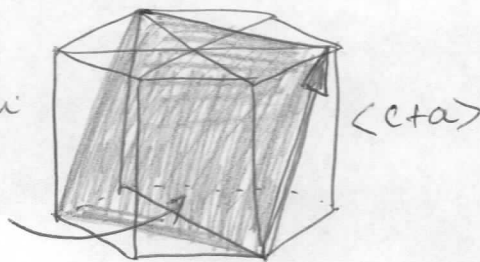
$\langle c \rangle$ - típusú:



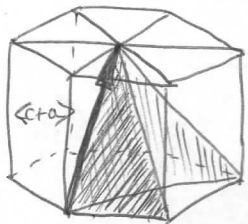
csak prizmatikus csúszási sík van

$\langle c+a \rangle$ típusú:

a síkhoz tartozó szelők piramidális sík



2



+ a csavar típusú $\langle c+a \rangle$ dl is van még

dl-ek 70%-a $\langle a \rangle$ - típusú, 30% $\langle c \rangle$ és $\langle c+a \rangle$ típusú

itt a nyúlás sokkal nagyobb, de az alakváltozás kevesebb dl-el is megoldható

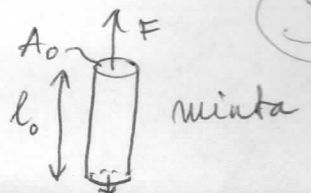
(a dl mozgja máskepp tejed ki a keresztmetszetek folyamán)

Mechanikai tulajdonságok (fémek viselkedésüket magyarázta dl-ek)

nyújtási kísérlet, 1 tengely mentén

össenyomás = zömítés (mezősök)

probatest: egy darabig homogén deformálódjon id. eset.



3

gyarolatlában: a testet be is kell fogni → kutyacsont alár
 (pl. extenzometernél, v. pofát elmozdulása) ennek a def.-ját vizsg.

merjük: $\Delta l = l - l_0$

$F \rightarrow$ mg. def. \rightarrow képl. def. \rightarrow : $l_0 \rightarrow l$, $A_0 \rightarrow A$

számoljuk: \triangleright mérnöki feszültség: $\frac{F}{A_0}$ (σ_m)

\triangleright — — — deformáció: $\frac{\Delta l}{l_0}$ (dim. tlan) = $\frac{l - l_0}{l_0}$ (ϵ_m)

nem vessük figyelembe A_0 változását!

\hookrightarrow valódi értékben figy-be vessük:

\triangleright valódi fesz.: $\sigma = \frac{F}{A}$ \rightarrow számolni kell (true stress)

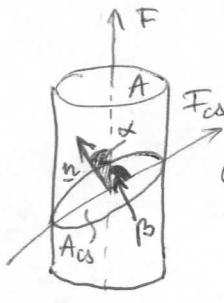
\triangleright — — — def.: $d\epsilon = \frac{dl}{l} \rightarrow \epsilon = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \ln \frac{l}{l_0}$

mg. any. vált. $\rightarrow V$ változik

képl. $\rightarrow V$ nem vált. (jelentősen) \langle varancia azert itt is fennmarad

$A_0 l_0 = A l \rightarrow A = A_0 \frac{l_0}{l}$

dl-er mozgása, külső fesz. \rightarrow irányú vetülete der egy kritikus irányat.



krit. csúsztató fesz. (τ_{CRSS})

F_{cs} ehhez kell a Schmid-faktor

csúsztató, nyíl: lehetséges elcsúszás iránya

F, F_{cs}, m nem feltétlenül azonos síkban!

$\sigma = \frac{F}{A}$, $\tau = \frac{F_{cs}}{A_{cs}} = \frac{F \cdot \cos \beta}{A / \cos \alpha} = \sigma \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta$

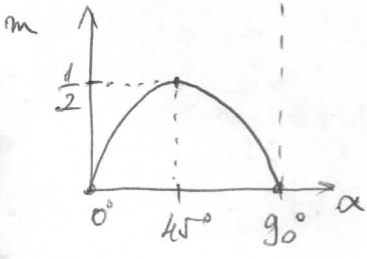
m : Schmid-faktor

$\tau = \tau_{CRSS} \rightarrow$ megindul a csúszás

m számolható mind a 12 csúsztási irányra \rightarrow

" m_{max} " irányban indul meg először a csúszás

ha α, F, F_{cs} 1 síkban $\rightarrow \alpha$ és $\beta = 90^\circ$



1x-es csúszás: akkor indul be, amikor az orientáció úgy történik, h. m a legnagyobbat az m

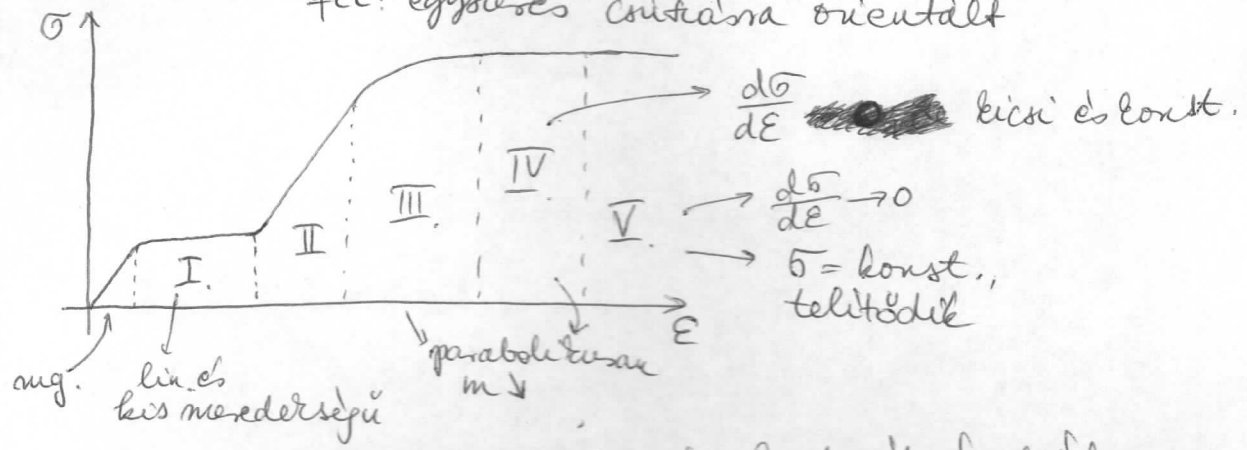
pl. $F \parallel \langle 123 \rangle$

" m " egyben meggy: $\tau_i = \tau_{CRSS}$ egyenese \rightarrow (24 dbból)

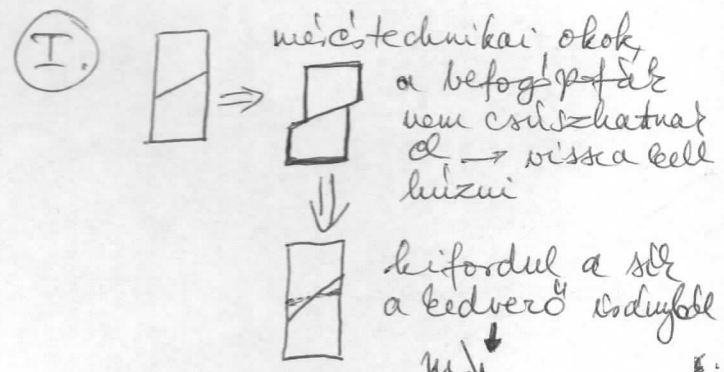
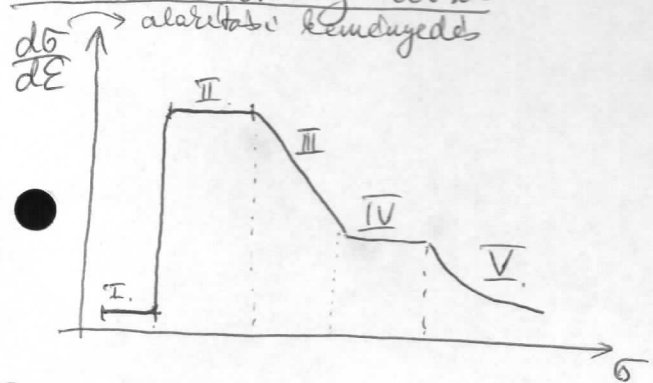
többirányú csúszás, pl. $F \parallel \langle 112 \rangle \rightarrow$ köbös irány
 2 cs irányban, $F \parallel \langle 001 \rangle \rightarrow 8$ cs.

úgy vagyunk ki a unitát, h. 1x es vagy többszörös csúszásra legyen orientálva

fcc: egységes csúszásra orientált



Kochs-Mecking-ábra: a deriváltat ábrázolják



de más irányban kérvetőbb $m \uparrow$

$\sigma \uparrow = \tau \uparrow \Rightarrow \sigma \uparrow \rightarrow$ keményedik az anyag

II. $m \uparrow = m \downarrow \Rightarrow$ többszörös csúszás
 dl. maradvány \rightarrow Lomer-Cottrell aradályok
 $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ nagy! az aradályoknál szemben nagy σ kell a kieléréshez

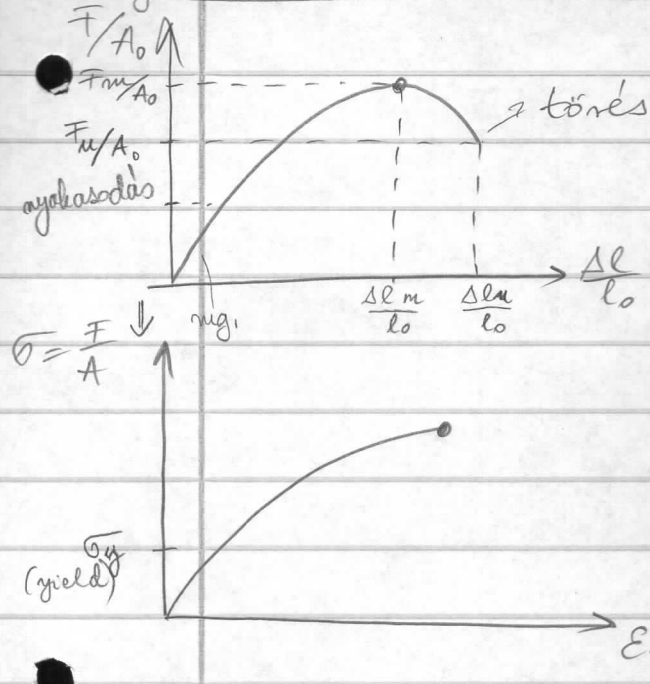
III. dl. annihiláció (keresztcsúszás, mászás) elég nagy σ (vagy T-n) (dl. szorosozódás)

IV. keletkezés és annihiláció egyensúlyba kezd jutni

V. kel. és annihil. egyensúlyban (keresztcsúszás: csavardl.-el) de mindig keletkezik mászás (diffúzió által kontrollált, nagy σ és T)

Polykristályos minta húzása:

szarvató diagram



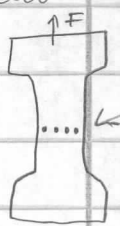
$\frac{\Delta l_m}{l_0} \rightarrow$ itt kezdődik a befűződés (inhomogén plasztikus def.)

ket II csúcsok

lépcső \rightarrow el sodorva ennek a csúcsok közötti rész
 ill. lépcső (jög) kint: cs. síkban
 ↑ arra ill. aradály van \Rightarrow keresztcsúcsok belekerül a lépcső
 ha a cs. síkban van: lépcsőrenység \rightarrow az nem aradályozza úgy a mozgást, az nem lépcső (jög), hanem kint

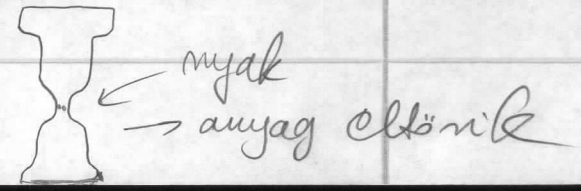
megy fer. hatással ki tud lépni a síkból \rightarrow másod.:
 var.-kat fog elnyelni / temelni
 sok var. temelődés lesz, mert a mozgáskor szükséges,
 összességében a var. konc. \uparrow

ha lehetőség van rd \rightarrow var. blaszter \rightarrow üreget
 ahol nagyobb vágás keletkezik üreget \rightarrow nyakasodás
 monovar: \rightarrow blasz. \rightarrow üreget (befűződés)



lecsúskén a minta effektív keresztmetszete \rightarrow
 $\sigma = \frac{F}{A} : A \downarrow \Rightarrow \sigma \text{ valódi } \uparrow \rightarrow$ itt def.-dik
 tovább az anyag, lokalizálódik

V állandó \rightarrow keresztmetszet \downarrow :
 a folyamat felgyorsul \rightarrow



az egyik befogófej huz csat állando sebességgel
(állando keresztfej sebességű huzás)

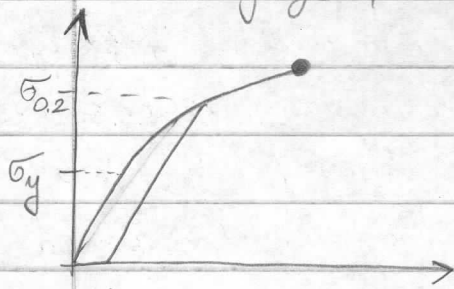
állando sebességhez csökkenő σ húzóerő

minden pontnál más kereszt-tel kellene leosztani \rightarrow más
számmal kellene jellemezni a mintát \rightarrow nyabaszás után
formálisan nem szabadna ábrázolni a grafikonon

$A_0 l_0 = A \cdot l \rightarrow A = \frac{A_0 l_0}{l}$, ez számolható, ceteris paribus
ábrázolható, pedig helytelen, mert a feszültség nem
hat végig a teljes keresztmetszeten

σ_y : folyáshatár (yield), valódi fesz., ahol a képlékeny def.
kezdődik

általában nem jól definiált törés a diagramon \rightarrow
nehéz meghatározni \rightarrow definíció szerint: def. indul
az anyagot, megszüntetjük, magamatosan relaxál
 \rightarrow ellenőrizhetik



0,2%-os valódi def.-nal

ahol kimetszi a görbét: proof stress: $\sigma_{0.2}$

R_m : szarításihatár = $\frac{F_m}{A_0}$ (működési fesz.)
mélora volt F , ahol elindult a befürödés

R_u : törőfeszültség, = $\frac{F_u}{A}$ (működési fesz.?)

innenlől kezdve garantált a törés, ha tovább alakítjuk
(viszonylag hamar bekövetkezik)

\rightarrow anyag ellenanyag lehet a def. sebességére

$v \uparrow \Rightarrow F \uparrow$

seb. ellenanyag paraméter: $n = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \Big|_{\epsilon, T}$

anyag érellemy \Rightarrow σ valódi \uparrow , befűződés lelassul, jobban megőrzi a homogenitását

Igy védeberék az anyag a nyakosodás ellen 10 μ m finomszemcsés anyagok:

- m nagy (jól bírja a nyakosodást)
- alaktási kem. az olvadáspont felett legyen
- kemcselható, mert folyamatosan lehetnek csúszni

$$\frac{\Delta l_m}{l_0} : \text{egyenletes nyúlás}$$

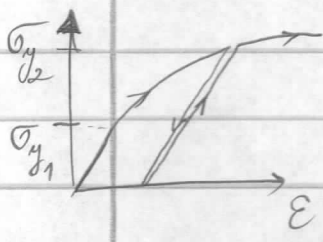
$$\frac{\Delta l_u}{l_0} : \text{teljes nyúlás}$$

($\dot{\epsilon}$: def. sebesség, T) - től független csak a mennyiségjele és a szakítási diagram

a mikrostruktúrához is függ (václóba konc. stb.)

vagyis az előletről is függ (hőkezeltéssel nagy résszel eltartható)

v. ismételtesen képezve lett -e, stb.

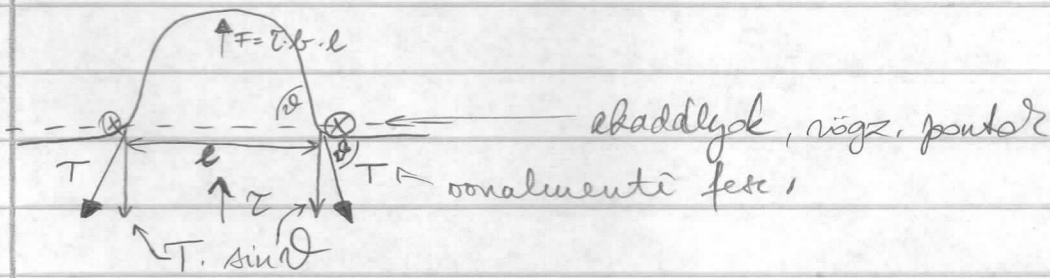


def. \rightarrow megszüntetlem \rightarrow alakítom

$$\sigma_{y2} > \sigma_{y1}$$

innen folytatódik a def.

Taylor-egyenlet: dl. sűr \sim folyáshat. Körött kemcselható, idegen fázisok aradályozzák a dl. mozgást



$$\tau \cdot b \cdot l = 2T \sin \vartheta$$

$$\tau = \alpha \frac{Gb}{l}$$

$$\frac{Gb^2}{4\pi A} \ln \frac{R}{r_0}$$

$$A = 1 - \nu \quad (\text{cl})$$

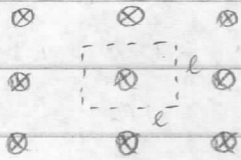
$$A = 1 \quad (\text{csavar})$$

$$\alpha = \frac{\ln \frac{D}{r_0} \sin \theta}{2\pi A}$$

$$\alpha = 0,36$$

pl.: $\left\{ \begin{array}{l} D = 50 \mu\text{m} \\ b = 0,25 \text{ mm} \\ \theta = 30^\circ \text{ (nem túl nagy)} \\ \text{célér a dl- és a dl-a miatt} \\ A = 1 \end{array} \right.$

ha dl-erdő van a két átadály helyett:



l kifejezhető a dl-sűrűség
 ρ : egységnyi felületet dőfő dl-ek
 száma

$\frac{1}{\rho}$: 1 dl-re jutó terület

$$\frac{1}{e} = \sqrt{\rho}$$

$$\tau = \alpha G b \sqrt{\rho}$$

többszörös csúszás esetén: $\tau \xrightarrow{\text{konvok.}} \text{húzófesz. gé}$
 (ezt kell bevezetnie a Schmid-faktor)

minden irányban állandó csúszási erő \rightarrow Schmid-fakt.
 átlagát kell venni.

krit. fesz. is kell (rács által kifejtett ellenállás a
 dl-val szemben: Peierls-ell.)

\downarrow

$$\tau = \tau_0 + \alpha G b \sqrt{\rho}$$

+ polikrist. anyagban: $\bar{\sigma}_y = M \cdot \tau$

Schmid-faktorok reciprokainak átlaga
 név: Taylor-faktor

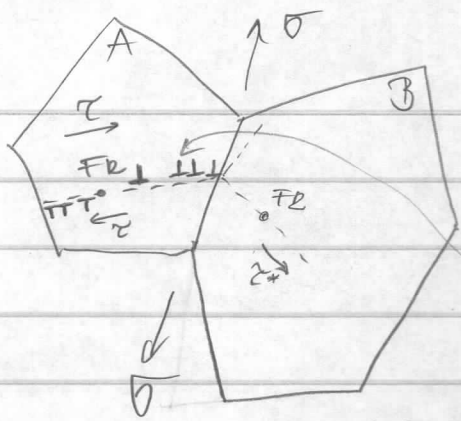
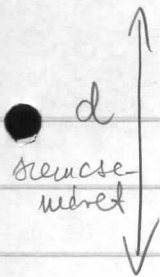
random orientált polikristályra $M = 3,06$

tekintélyes (preferált orientált): nem mindig M
 sokat ($M = 3,05$)

$$\bar{\sigma}_y = \sigma_0 + \alpha M G b \sqrt{\rho} \quad \text{Taylor-egyenlet}$$

(dl. sűr. $\uparrow \Rightarrow$ folyóhat. \uparrow)

anyag beményedez a szemcselátórok miatt (σ_y -ra)



fh. A-ban több a kedvező irányú cs. sík σ -hoz
 ---: csúcsos irány (és cs. sík)

FR: Frank-Read-forrás feltételezve, a szemcselátó akadályozza a mozg.-t

mg. fesz. tei, ami hat a másik dl-ra

$\tau^* < \tau$, de a dl-er fesz. tere rásegíthet σ -ra

hogy B-ben is elinduljon a dl - és szorodó

$\perp \perp$ tasútyár egymást és a forrásból jövő új, azonos előjelű dl-eket

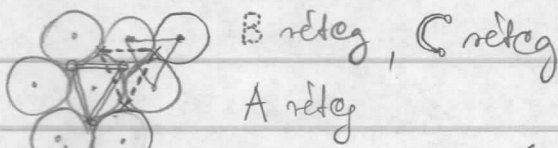
$d \downarrow \Rightarrow$ kevesebb dl. a feltételében $\Rightarrow \sigma \uparrow$

(belső fesz. adór foly. hat, amikor makroszkóposan minden szemcsében elindultak a dl-k.)

Hall-Petch-egyenlet: $\sigma_y = \sigma_0 + K \cdot d^{-1/2}$

Rétegződési hibák szoros illesztésű testek esetében (fcc, hcp)

1 szor. ill. sík:

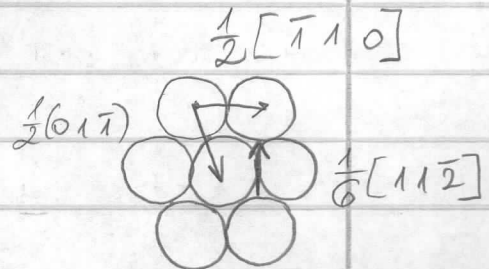
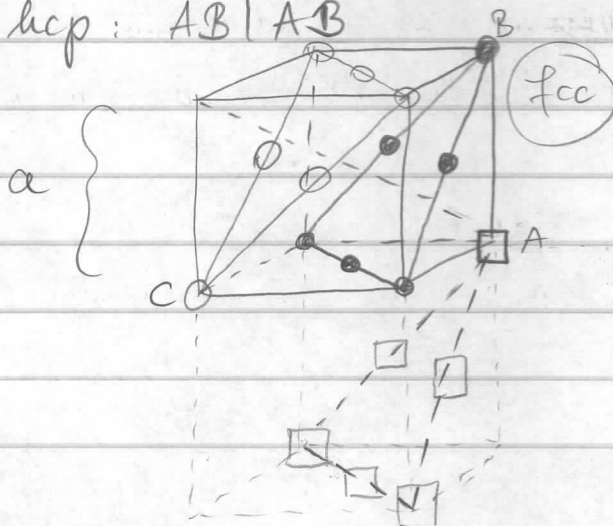


(4)

rétegzés: hogy teljesüljön a transzl. sík (2 féle)

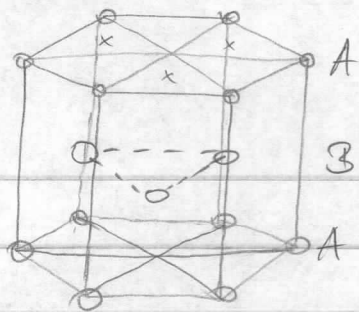
fcc: ABC|ABC|ABC (111 indexű síkok a testben)

hcp: AB|AB



$a \circ$ előjel nem számít, h. hol van.

hcp



(001) v. (0001)

hibás rendeződés fcc-ben

① hibátlan: ABC | ABC | ABC

hibás: ABC A'CA BCA

hibás hiba (stacking fault) → előlva $\frac{1}{6}(11\bar{2})$ tip. a vektorral, a C-be lépés

I. tip. ú. hib. (intrinsic s.f.)

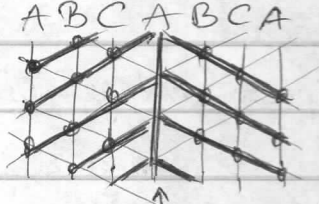
(2) hibátlan: ABCA'BC ABC → elcsúsztatjuk $\frac{1}{6}\langle 11\bar{2} \rangle$ vektorral
 hibás rétegződés: ABCA'BCA
 ABCA'BCAB (mintha 1 réteget kivettünk volna)
 ABCA'BCAB (mintha egy réteget betoltunk volna a rézsba)

II. típusú rétegződési hiba (extrinsic stacking fault)
 valószínűleg: 2 elcsúszás egymás után

(3) hibátlan: ABCA'BCA
 hibás: ABCA'BCA
 ABCA'BCA
 ABCA'BCA
 # (stb. amíg ki nem érünk a kristály oldalára)

ABCACBA

a kezdeti réteget területre tükrösszimmetrikusan helyezkednek el a síkok



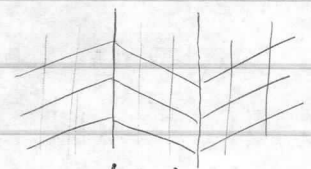
a két kristályfél: ikerék
 (alkalmasan megválasztott tengely!)

koherens ikerhatás

definíció nem kell, h. a két kristályfél illeszthető legyen
 rcsdeformáció (kötésor váltása) nem kell hozzá!

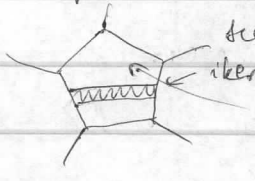
ha k-60°-nál történik csak az elcsúszás, akkor a rétegszerevény az eredeti alapján folytatódik (legalább 3 csúcs)

ABCA'BC ABC
 CA'BCA
 B' CAB
 ABC
 ABCA'CB ABC



ikerlamella

TEM képen: ikerlamella orientációja más

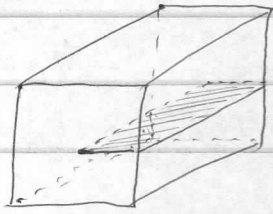


kemcska.
 ikerhat.
 Enél diffrakció → világos, a másik sötét
 nagyon egyenes határok; pellegrekes!

Ha az elcsúsztatások nem mennek végig: részdiszlokációk
(partial disloc., parciális dl.)

FCC-ben: a krist. belsejében véget ér a dl.

(1)

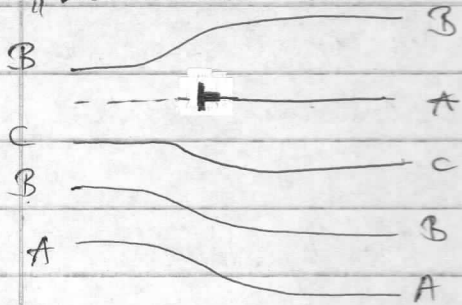


$\frac{1}{6} \langle 11\bar{2} \rangle$ típusú elcsúsztatás
 $\langle 111 \rangle$ sík mentén végig, felső felém
 rétegződési hibát határoló vonal a p. dl.
 I. típusú (intrinsic) rétegz. hiba
SCHOCKLEY-féle parc. dl.

Burg.-vektora: $b_p = \frac{1}{6} \langle 11\bar{2} \rangle$, ez nem rácsvektor!
 térgörbe is lehet a ~~vagasi~~ felület határa, de a
 parc. dl. mindenképp az $\langle 111 \rangle$ síkban felső felém
 ez a dl. mozgathat (akkenti v. növekszik a hiba nagysága)

(2) Negatív Frank-féle diszlok.

"húzzunk ki síkot részlegesen"



I. típusú rétegz. hiba (intrinsic)
 + parc. dl. keletkezik a határon,
 ha az meőrleges a síkra: \otimes
 (negatív F.-dl.)

Burg. vektor $\perp \langle 111 \rangle$

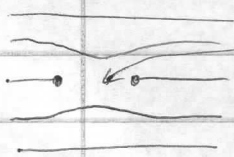
Bravais cellán belül 3 db ilyen vektor
 töltésdús: $\frac{1}{3}$

$b_p^F = \frac{1}{3} \langle 111 \rangle$ (különbözik a b_p^S -től)

függőleges síkban mozgatható, de az nehéz \rightarrow
 \rightarrow rögzült dl. (sessile dl.)

más dl.-et mozgását akadályozza

befogynak a vak. ár \rightarrow fen. fél síkál kisebb, ha klaszterbe
 állnak be \rightarrow vak. klaszter határa a F-féle dl.



vak. klaszter, ma' nehezen mozgatható

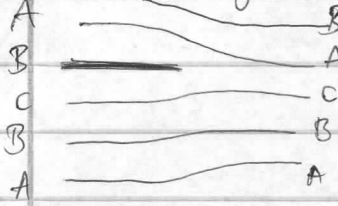
vak. t nyíl el / bocsát ki \rightarrow váltunk az alól,
 vad. diffúzió kell, de ez nem olyan könnyű

$T_{PT} - n \rightarrow$ nem mozdulnak el.

③ Pozitív Frank-dl.

extrinsic rétegr. hibát tartalmazó (II. típusú S.F.)

B \hookrightarrow betölti a réteget



$$b^F = \frac{1}{3} \langle 111 \rangle$$

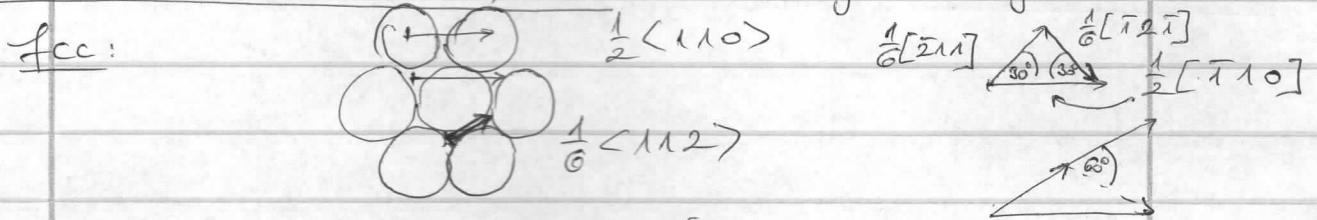
tulajdonságai hasonlóak a negatívhoz, a két dl. általában két dl-gyűjtemény formájában alakul ki az anyagban.

Képlekény def. szempontjából az ① a leggyűjtőbb.

Valóságban a révedl. általában két par. dl-re



KITERJEDT (dissociated) dl. (ha energetikailag kedvező a rétválás)



[...] - vektor: konkrét irányú plöölök

<...> - vektor: típusú plöölök vele

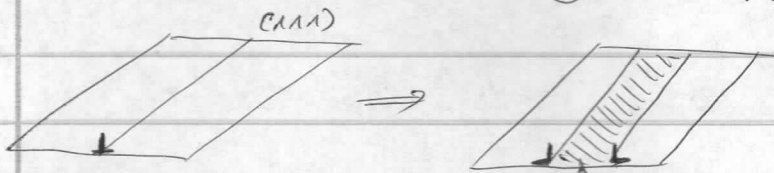
(...) - síkornál a normálvektor jele

{...} - beletartozik a vele ekvivalens kristallografiai síkhoz.

ha leggyűjtőbbet választjuk be \Rightarrow elődemonstráció az 1 Burg-vektorú dl-vel valóvalása 2 $\frac{1}{6}$ -s dl-ekre szétválása. $(b_p^2 > b_{p1}^2 + b_{p2}^2)$

$$\frac{1}{2} [110] \rightarrow \frac{1}{6} [211] + \frac{1}{6} [112]$$

a köztük lévő távolság pont egy rétegrétegnyi hibára lesz.



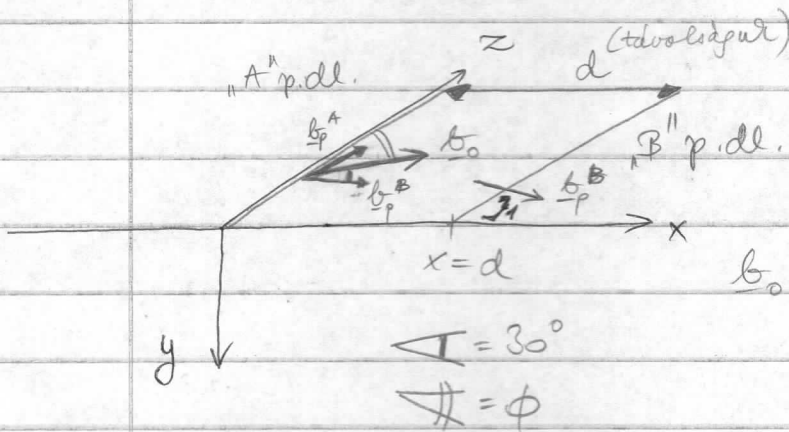
rétválás után a paracitálisok távolságát egymástól, távolodva $F \downarrow$, de összehúzó σ_0 : hatással ϵ -ja befektetést igényel, egysegnyi hosszon, dx infiu. elmozd. alatt ϵ mennyiség növekedése \Rightarrow

$$F_{akad.} = \frac{d\epsilon}{dx}$$

ahol a két σ_0 egyensúlyba kerül \rightarrow egyensúlyi távolság ott alakul ki

ϵ -nál a sötétlős $< b \rightarrow$ ott nem kell figyelembe venni, de
 $A_1, A_u \rightarrow$ más jelentős: $10 \cdot b$ meggyőződés is lehet, kiteszést
 laka és nem vonallalca
 \hookrightarrow mérés lesz a hulladék kibőlés (előbb össze kell
 majd ugrania)

Anyagi paraméterek, amelyek befolyásolják a sötétlős:



$z \parallel d$
 $x \parallel$ páros, dl. ir.
 az egyik páros-t tartás
 a "s" tengelyben

b_0 : eredeti (teljes) dl. függvény

$$|b^0| = \frac{a\sqrt{2}}{2} = b$$

$$|b_p^A| = |b_p^B| = \frac{a\sqrt{6}}{6} = b_p \quad \frac{b}{b_p} = \sqrt{3}$$

A^A fekt. tes. milyen σ velle hat B^B -re? (tanult σ, δ) (egysegnyi
 (Beach-Kochler-erő) $F = (\sigma_{xx}^A \cdot b_p^B) \times m^B \rightarrow$ B ir.-d egy. vektor

$$b_p^B = (b_{px}^B; 0; b_{pz}^B)$$

$$m^B = (0; 0; 1)$$

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{px}^B \\ 0 \\ b_{pz}^B \end{pmatrix}$$

$$F_x = \sigma_{yx}^A \cdot b_{px}^B + \sigma_{yz}^A \cdot b_{pz}^B$$

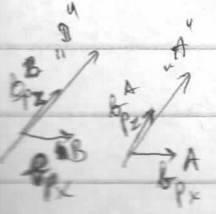
$x \ y \ z$
 $\begin{pmatrix} \Delta & \square & \square \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow$ mitx adhat, a
 A_{11}

F -nél F_x komp-e mozgathatja x ir.-ban
 dl komp-t kell beinni

$$\sigma_{xy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}$$

$$\sigma_{yz}^A =$$

σ_{xy} a csavordl-vel
 $\neq 0$
 \downarrow
 a dl-vel csak az
 dl komp-e fog
 fekt. et oloni



$$\sigma_{xy}^A = \frac{G b p_x^A}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{d}$$

$$\begin{pmatrix} y=0 \\ x \rightarrow d \end{pmatrix}$$

σ_{yz} eldl. esetben: nulla

csavar: $\sigma_{yz} = \frac{G b}{2\pi} \frac{x}{(x^2+y^2)^{3/2}}$ ($x \rightarrow d$, $b \rightarrow$ csavar körp.)

$$\sigma_{yz}^A = \frac{G b p_z^A}{2\pi d}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{px}^A = b_p \cdot \sin(\phi - 30^\circ) \\ \text{hossz.} \end{array} \right.$$

$$b_{pz}^A = b_p \cdot \cos(\phi - 30^\circ)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{px}^B = b_p \cdot \sin(\phi + 30^\circ) \\ b_{pz}^B = b_p \cdot \cos(\phi + 30^\circ) \end{array} \right.$$

$$F_x = \frac{G}{2\pi d} \left(\frac{b_{px}^A \cdot b_{px}^B}{1-\nu} + \frac{b_{pz}^B \cdot b_{pz}^A}{1-\nu} \right) =$$

$$= \frac{G \cdot b_p^2}{2\pi d} \left[\frac{(\sin\phi \cos 30^\circ - \cos\phi \sin 30^\circ) \cdot (\sin\phi \cos 30^\circ + \cos\phi \sin 30^\circ)}{(1-\nu)} + \right.$$

$$\left. + \frac{(\cos\phi \cos 30^\circ + \sin\phi \sin 30^\circ) \cdot (\cos\phi \cos 30^\circ - \sin\phi \sin 30^\circ)}{(1-\nu)} \right] \leftarrow \dots =$$

$$= \frac{G b_p^2}{8\pi d} \cdot \frac{1}{1-\nu} \cdot \left(\underbrace{3 \sin^2\phi - \cos^2\phi}_{\cos 2\phi} + (1-\nu) \left(\underbrace{3 \cos^2\phi - \sin^2\phi}_{\cos 2\phi} \right) \right) =$$

$$\cos 2\phi = \cos^2\phi - \sin^2\phi$$

$$\frac{2 \sin^2\phi - 2 \cos^2\phi + \sin^2\phi + \cos^2\phi}{-2 \cdot \cos 2\phi} + 1$$

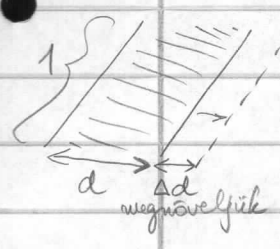
$$= \frac{G b_p^2}{8\pi d} \cdot \frac{1}{(1-\nu)} \cdot (2 - \nu - 2\nu \cos 2\phi)$$

Rácslevegő (9. EA)

parcidlis
bűg-velés
kossza

tasult: $F_x = \frac{Gbp^2(2-\nu)}{8\pi d(1-\nu)} \left[1 - \frac{2\nu}{2-\nu} \cos 2\phi \right]$

$\phi = 0^\circ$ csavar dl.
 $\phi = 90^\circ$ éldl.



E-befertelés \rightarrow vonzza a 2 parcidlist

vonzó: $F_v = \frac{\Delta E}{\Delta d} = \frac{\gamma \cdot \Delta d \cdot 1}{\Delta d} = \gamma$

γ : rátegz. hiba energ.
(egységnyi felületen, kétféle E)

$F_x = F_v \rightarrow \boxed{d = \frac{Gbp^2(2-\nu)}{8\pi\gamma(1-\nu)} \left[1 - \frac{2\nu}{2-\nu} \cos 2\phi \right]}$

fcc anyagban a parcidlisok effizienzily: távolsága

$bp^2 = \frac{b^2}{3} = \frac{a^2}{12}$

$\rightarrow d = \frac{Gbp^2(\dots)}{24\pi\gamma(\dots)} [\dots]$

fcc: (tiszta)

Al	200 $\frac{m^2}{m^2}$	Cu: 50-60	Ag: 16
Ni: 160		Au: 30	

(ν durván $\frac{1}{3}$)

Ni, Cu: 3,6 Å a legkisebb rácspar. (átlag $\pm 10\%$ 4Å)

G és γ fogja meghatározni, mennyire valószínű sőt a dl-ek.

	d [nm] [csavar]		d (nm) [csavar]	d (nm) [él]
Al	0,25 (bb, b)	Au	1,1 (4,5)	
Ni	0,8	Ag	2,5 (10,5)	6,4
Cu	0,9			

$\nu = \frac{1}{3}$
 $\gamma = 16 \frac{mJ}{m^2}$
 $G = 306 Pa$
 $b = 0,29 nm$

nagyon távol! (a közelebbi 1 dl-
hoz tartozó parcidlisok)

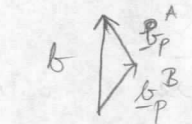
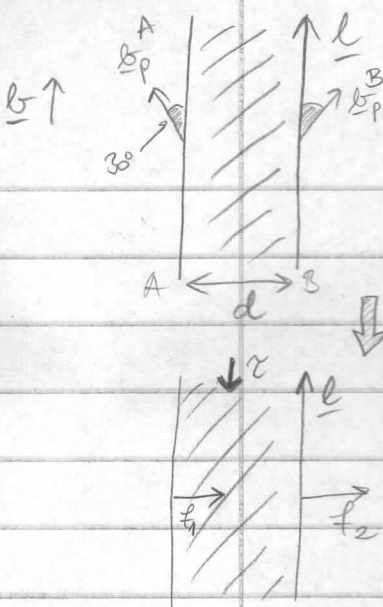
a dl-ek inkább szalagok

nanorcsk: nem tud benne létrejönni teljes dl.

lokális feszültségtől meg tudja változtatni esetleg a d-eket
akár Al-ban is jelentőssé válhat a szemcséméret növekedésével

A feszültség hatása a kitéjt dl-ra

① tfl: az eredeti dl. csavar volt



Peack-K.-cört itt is használhatjuk

$$\underline{f} = (\hat{\sigma} \underline{b}) \times \underline{dl} \quad \text{az egy vonalvektor, de nem (egységnyi hosszra)}$$

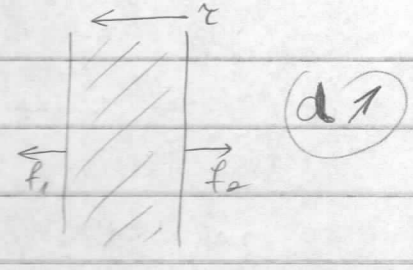
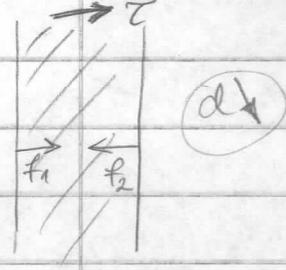
$(\underline{b} \parallel \underline{an})$

csak a síkban lévő nyírófeszültséget változtatják!
 τ ($\hat{\sigma}$ -vel számolható) nyírófesz. (fcc-ben (111)-síkban)

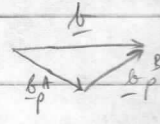
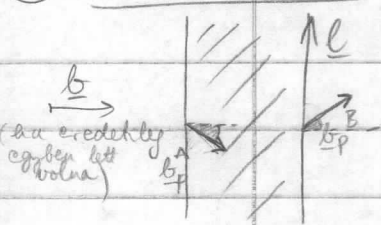
$d = \text{áll.}$ f_1, f_2 , d nem változik
 $\tau \uparrow \Rightarrow f_1, f_2 \leftarrow$

b vekt. irányában lévő τ csak mozgát, de $d = \text{áll.}$

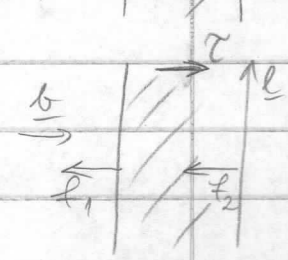
ami nem a b irányába $\rightarrow d$ változik



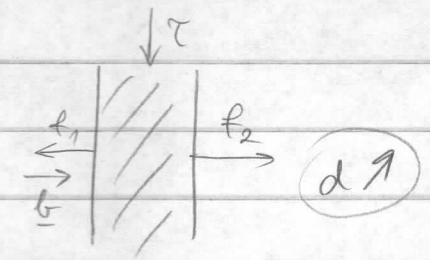
② Tfl: Előrel



nyírófesz.-ek: vegyes irányúak



$d = \text{áll.}$



Következmények:

a csavarok átmérete csökkentett, amire a lokális nyírófesz. miatt de a csavarok is kiterjedt (a csúcsoknál)

cs. dl. kiterjedten csúcsok \rightarrow keresztmetszet \rightarrow

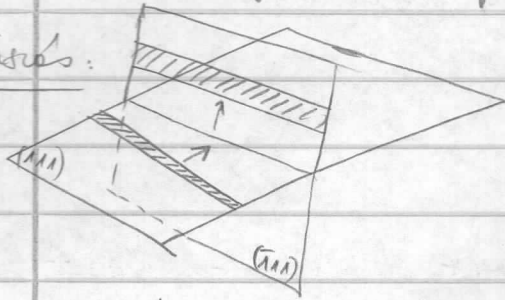
csak (111) síkra mehet át, de az sem egyszerű, mert előbb ott kell ugrania, aztán ki kell terjednie

várakozásokat kell odamenni (dl. csúcsoknál)

dl. szorot: pile-up

cs. dl. - erkeszeses a temikusan aktivalt flyamat
(at kell lepnie a pt. gdon)

keresztcsúsás:

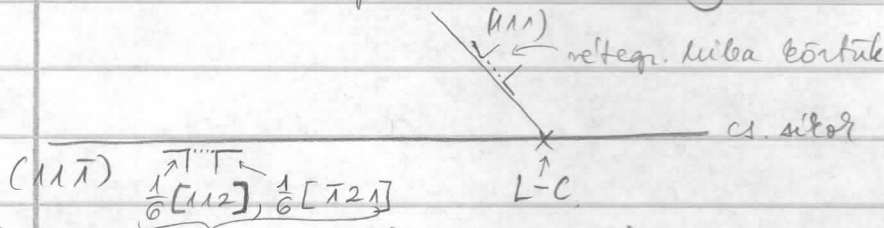


metatronalnal a dl. osszeugrit,
ehes kell a tem. ardt.

Deformacio ireresedesi:

dl. mozgás mellett ireresedések jönnek létre
egyik mechanizmus: parcidlisora felvdás

(pl. L-C. akadályt tartalmaz)



b cs l detal / kijelölt sz nem (111) -> nem fog tudni csúsni, megarad
a többi dl is hat a feltoldottakra $\frac{1}{2}$ -prc. Frank-dl.

összeugrona: $\frac{1}{2}[011] \rightarrow$ felvdás: $\frac{1}{6}[\bar{2}11]$ és $\frac{1}{3}[111]$

ezt csúsztípus (S-dl) parcidlisor, de a Frank-féle nem csúsir,

vagyis meőslőgy is két tudna valói

energetikailag kedvezőbb a felvdás (a rdpar. csységben)

méggzetek: $\frac{1}{4}a^2(0^2+1^2+1^2) = \frac{1}{4}a^2 \cdot 2 = \frac{1}{2}a^2$ a vektor hossza

$\frac{1}{36}a^2 \cdot 6 = \frac{1}{6}a^2$

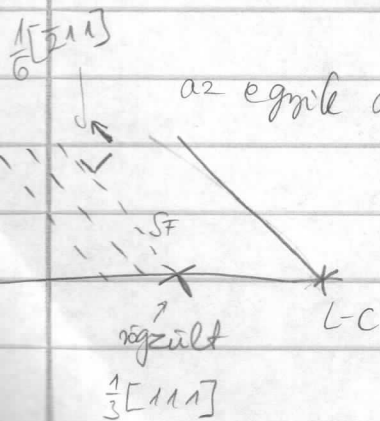
$\frac{1}{9}a^2 \cdot 3 = \frac{1}{3}a^2$

energetikailag se nem nyereség,
se nem veszteség a felvdás

a lob. fer. dönti el, h. melyik-e

a₂ egyik dl rögzült, a másikat mozgathatja

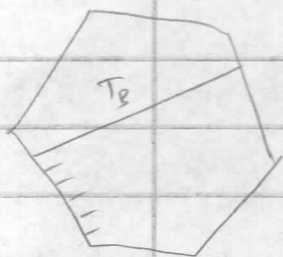
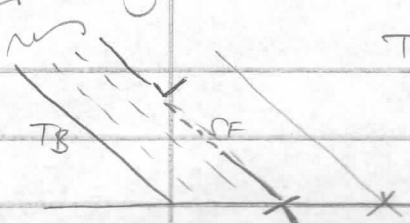
S-dl mozg → intrinszc rétegc. hibák
höz maga után (SF)



ha több palánnyal rétegen
 ikerhatalam - lamella (2-8 rétegen át)

TB: twin-boundary (ikerhatalam)

ikerkristály



átlagos szemcsesétség $E: 500-1000 \frac{N}{m^2}$

ikerhatalam $E: 10-20 \frac{N}{m^2}$

2 nagyságrenddel kisebb

sírikerhatalam létrejöhet, mert eredet előnyös



liőkeresés: lubár elvezetés (megújul (újralapít))

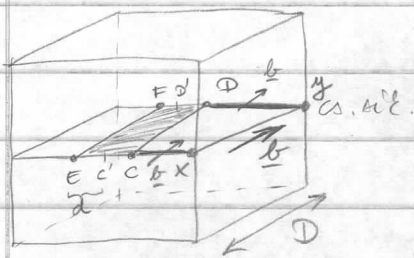
a dl-cr eltűnése \rightarrow lubamentes br.

absztrahálással (V-bev. kedverés, kis részlethez koncentráció) \rightarrow krit. méretek fölött kedverés

ha ikerhatalam \rightarrow kisebb E , vételeg f , de f \rightarrow

újratr. \rightarrow sírikerhatalam, ha deformálódik és utána liőkeresés

szemcseség \rightarrow \rightarrow hogyan befolyásolja a parcellizálást vagy a szövetet?



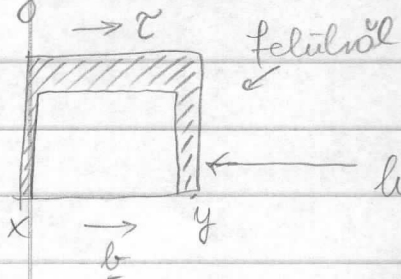
xy élről dl kibocs.

ha szemcsék belül dl-cr kibocs. a

nem működik

parcella szemcsé \rightarrow kicsi távolság a F-R pontok között \rightarrow csak nagy τ -val lehetne dl.

eredetileg csavar dl.



XEFY: vezető par. (leading partial)

XCDY: követő -"- (trailing -"-)

hatalam összehúzódnak \rightarrow teljes dl-t alkotnak

EF és CD: Shockley-paradliso
c'd' : az egyensúlyi távolság
EF és c'd' között d a távolság

Flu. EF négyz., megegyező viszálkíródni CD-be, mert
egy kisebb ϵ -ú par. keletkezik (pedig ott a négyz.,
léha ϵ -je nő)

deff: FD távolság

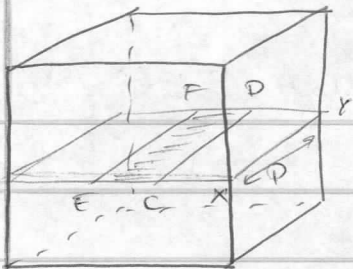
$$J \cdot D = \frac{Gb^2(2-3\nu)}{24\pi(1-\nu)d} \cdot D$$

tasultó

↙ csavarásnál $\phi=0^\circ$

est fogja módosítani

Dácsolódás (10 EA)



előző órai ábra

Ha nagy szemcsémet és csak a réteg. liba lenne →
→ d lenne az egyenlő. parciális felvétel

b_1 : leading (vezető) part $\times E \neq \gamma$

b_2 : trailing (követő) $\times CD \gamma$

valójában a szemcsémet miatt → parciálisra bomlik → en. nyereség
(amit elve a réteg. liba energia → e.s.) → d_{eff} .

Ha a szemcsémet nagy lenne:

$$g_D = \frac{Gb^2(2-3\nu)}{24\pi(1-\nu)d} \cdot D$$

($\phi=0$ -ra egyenlőgyi D-re

ezt az erő es-t $\pm 2.21.17.$
már felitál)

↑ vezető

b_1 és b_2 között

↑ taszító

Kis D szemcsémet esetén:

$$g_D = \frac{Gb^2(2-3\nu)}{24\pi(1-\nu)d_{eff}} D + 2(E_f - E_p)$$

↑ vezető

↑ 2 szatár

↑ egy. hosszán átváldott teljesből (b)
parciálisra → ebből adódó en.
vált. (teljes en. - par. en.)
egyenlőgyi hossza perke

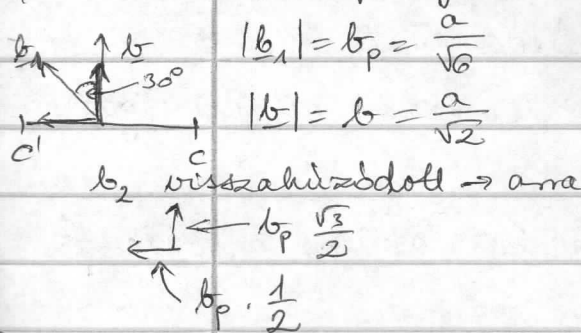
teljes: dldl: $E_f = \frac{G \cdot b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{D}{b}$

van itt az első lapu

(külső belső lev. sug.)

● parc. se nem él → $E_p = E_p(\text{csavar komponens}) + E_p(\text{él komp.}) =$
se nem csavar

felületet. (111) a lap állja most



$$= \frac{Gb_p^2 \frac{1}{4}}{4\pi} \ln \frac{D}{b} + \frac{Gb_p^2 \frac{3}{4}}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{D}{b} =$$

$$= \frac{Gb_p^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{D}{b} \left(\frac{1}{4}(1-\nu) + \frac{3}{4} \right)$$

$$1 - \frac{1}{4}\nu$$

$$g_D = \frac{Ga^2(2-3\nu)}{48\pi(1-\nu)d_{eff}} D + 2 \left[\frac{Ga^2}{8\pi(1-\nu)} \ln \frac{D\sqrt{2}}{a} - \frac{Ga^2(1-0.25\nu)}{24\pi(1-\nu)} \ln \frac{D\sqrt{2}}{a} \right]$$

$$\frac{Ga^2(1+0.75\nu)}{24\pi(1-\nu)} \ln \frac{D\sqrt{2}}{a}$$

est + a $\gamma D = \frac{\dots}{\dots d} - t$ tatalmarb egyenletet felhasznalva:

$$d = \frac{Ga^2(2-3\nu)}{4\pi\gamma(1-\nu)D} \rightarrow D \text{ dg/} d_{\text{eff}} \text{ jelenik meg fenn}$$

(...) $\rightarrow \frac{d_{\text{eff}}}{d}$ kijön

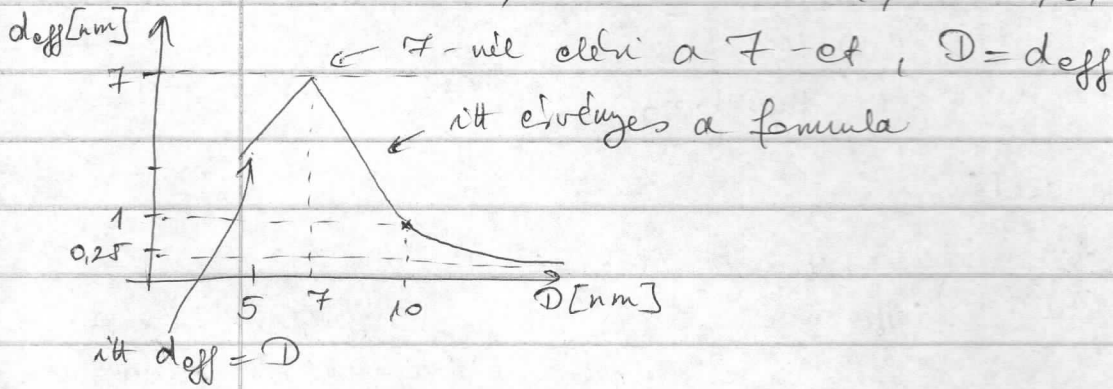
Eredmény:

$$d_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{\gamma - \frac{Ga^2(2+\nu)}{4\pi(1-\nu)D} \text{ en } \frac{D\sqrt{2}}{a}} \cdot d$$

γ, G, D mondják meg, mellesz az a hatás minden esetben nő a d (d_{eff} !)

Pl: Al $d(\approx b) = 0,25 \text{ nm}$

$G = 26 \text{ GPa}, a = 0,405 \text{ nm}, \nu = 0,34, \gamma = 166 \text{ mJ/m}^2$



D_{crit} : szemcselától szelvéstől kezdve a rétegződési hullám itt Al-nél 7 nm

Ni $\rightarrow 30 \text{ nm}$

Cu $\rightarrow 44 \text{ nm}$

Ag $\rightarrow 140 \text{ nm}$

a szemcsés alapján

az a szemcsés csak akkor elvágás, ha a szemcselától kezdődne ki.

nagy szemcséméret: belül tört. a kibocsátás \rightarrow hurkok \rightarrow ott nem igaz 10-20 nm \rightarrow jó modell ez

nagyobb szemcséméret \rightarrow óvatosan kell kezelni ezt az eredményt

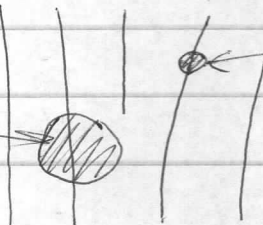
Szilárdoldatos keményedés

Kölcs. hatás dl-k és oldott atomok között

1) Méret hatás (elsőrendű)

dl dl-ra csak:

nagyobb a szubszt. oldott atom: jó, ha a dl. dilatált zónájában van \rightarrow az egész kr. def. energiáját csökkenti



his a szubszt. oldott atom: kedvező, ha a komprimált zónában van

5

(kül. a metálban ~ 10-20%)

oldott atom felhő: Cottrell-felhő

↳ gábrisimmetrikus dilatációs centrumnak tekinthető

↳ csak hidrosztatikus feszültséggel hat kölcsön

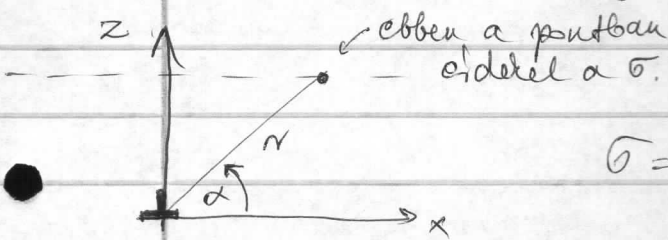
↳ csak éldl. esetben van ez az elsőrendű meőothadás

ΔV : a téf. vált. 1 substitúciós atom rácsba juttatásával
(az egész anyag téf. vált.-a)

1 oldott atoma a kl -i E : $E_k = \Delta V \cdot \sigma \frac{1-\nu}{1+\nu} \cdot 3$

hidrosztatikus feszültség

éldl. : $\sigma = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3}$

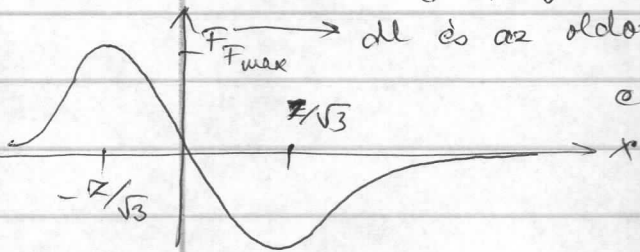


$\sin \alpha = \frac{z}{r} = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}$

$\sigma = \frac{G \cdot b \cdot \sin \alpha}{3 \pi r} \frac{1+\nu}{1-\nu}$

$E_k = \frac{G b \Delta V}{\pi} \frac{z}{x^2 + z^2} \rightarrow F = - \frac{\partial E_k}{\partial x} \Big|_z$ erő

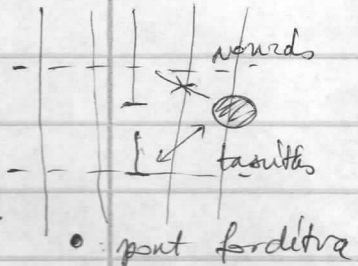
$F = \frac{G b \Delta V}{\pi} \frac{2xz}{(x^2 + z^2)^2}$



éldl. és az oldott atom közti erő

egy adott z-re így néz ki:

ΔV előjelettől és z előjelettől függ, h. taszítás v. vonzás



z minél kisebb, F annál nagyobb $F_{max}(z)$

legyen: $z = \frac{a}{\sqrt{3}}, b = \frac{a}{\sqrt{2}} \Rightarrow z = b \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}$

$x = \frac{z}{\sqrt{3}} \quad F = \frac{G b \Delta V}{\pi} \frac{2z^2}{\sqrt{3} (\frac{4}{3} z^2)^2} = \frac{G b \Delta V}{\pi} \frac{2 \cdot b^2 \cdot 2 \cdot 9 \cdot 9}{\sqrt{3} \cdot 3 \cdot 16 \cdot b^4 \cdot 4} =$
 $= \frac{G \Delta V}{b} \frac{81}{48 \pi \sqrt{3}}$

$\Delta V = 3 \cdot \Omega \cdot d$

Ω atomtérf. az eredeti rácsban

$d = \frac{d \ln a}{dc} = \frac{1}{a} \frac{da}{dc}$

a: rácspar. c: oldott atom konc.

egysegnyivel növelve az oldott atom konc.-t mennyivel vált. relative 1 ir.-ban a rácspar.

← $x \cdot 3$ ← Vegard-szab: az egy konc. → $x \cdot \Omega$ → absz. téf. vált.

1 atomra kék, Burg, vektor³ térf. jut: $\Omega \approx b^3$

$$F_{\max} = \frac{G \cdot 3b^3 \delta}{b} \cdot \frac{f_1}{\underbrace{4\pi\sqrt{3}}_{\approx 1}} \approx Gb^2\delta$$

csavardl: nincs ez, de van másodrendű m. effectus (de is van)

$$E_2 \approx \frac{c}{r^2}$$

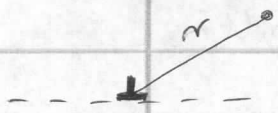
oldott atomból távol nem fogja érezni annyira közel: ez is jelentős járuléka

Rácslibát (M.EA)

② Moduluskötés

idegen atom közelében \rightarrow kötésterovolságot megváltoztat \rightarrow rugalmas modulusok lokálisan megváltoznak

\rightarrow dl. energiáját befolyásolja \rightarrow cs. menti: vonzó hatás
 el-cs csavardl-ra egyaránt működik \rightarrow növeli: tasító hatás



$$E_k = E_{sv} \cdot \Omega \cdot \eta$$

bk-i energia

dl. saját cu. \leftarrow ez veszi figy., a rug. dl. vált-t

térfogategységére vonat.

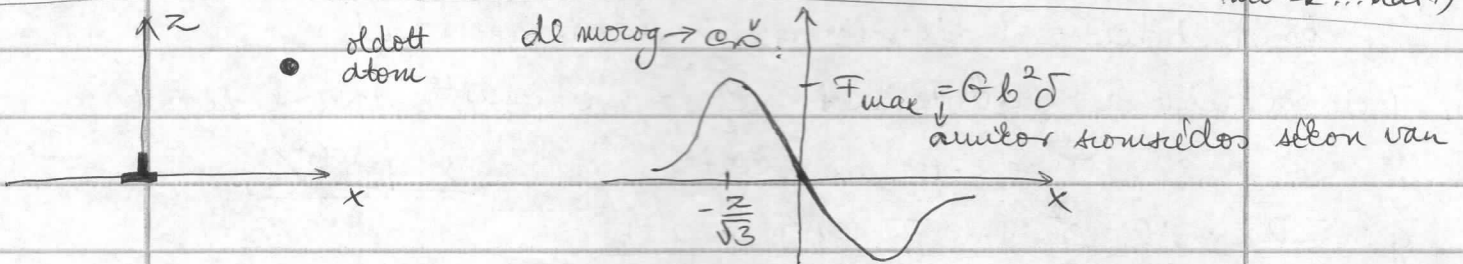
$$\eta = \frac{d \ln G}{d c} = \frac{1}{G} \frac{dG}{dc}$$

↑
 koncentráció változással h. vált. meg a rug. modulus (pl. a rugósí)

El. dl. $E_{sv} = \frac{G b^2}{\pi^2 (1-\nu)^2} \cdot \frac{1}{r^2}$ (ezt számoltuk már korábban)

$E_k \sim \frac{1}{r^2}$ a távolságfüggése olyan, mint a 2. rendű méretkötésnek

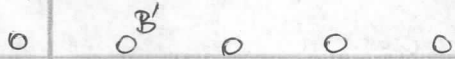
\Rightarrow Ezal a legjelentősebb \rightarrow fő járulék a sülédésnövekedéshez (1. rendű, 2. rendű mo-k ... hat.)



fth.: dl. nagyon közel az oldott atomhoz

(na. a csúcsnál, vagy valahány cs. síkon belül)

és használjuk a fenti F_{max} -ot
 felületet (csúcsnál a lap síkja)

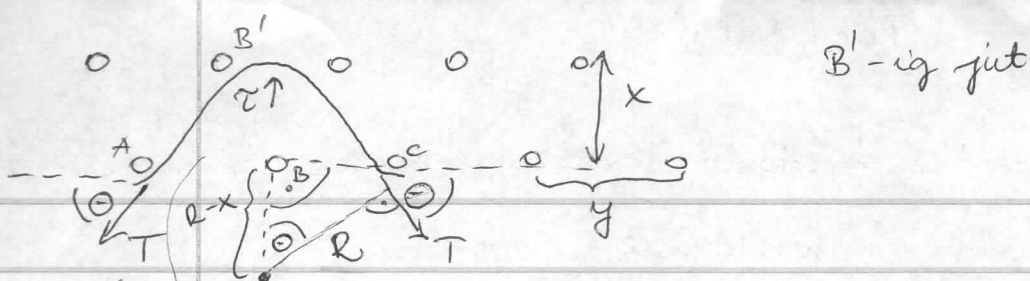


dl. A0 - B0 - C0 - ... $\uparrow \tau$
 mindig eljött

cs \rightarrow pt. deriváltja \rightarrow oldott atomok környezetében a dl síkjára egy pt. völgy van.

\rightarrow először fth. B-nél leszorítja a dl-t a τ , és tovább is mozgatja

(hug oldaltólra igaz \rightarrow elég távol vannak \rightarrow nem többről szárad le egyeteme)



B'-ig jut

itt ható erő (erre a skalaszra): $\tau b 2y$

vonalmenti feszültség: $T \approx \frac{1}{2} G b^2$

$$\tau b 2y = 2T \sin \theta$$

mivel B-nél már lezsaladt

kilajlott dl skalasz \sim körív $\rightarrow R$ görb. sugár

$$\Rightarrow \sin \theta = \frac{y}{R}$$

$$(R-x)^2 + y^2 = R^2$$

$$R^2 - 2Rx + x^2 + y^2 = R^2$$

Ha $x \ll R$ (hig oldat \rightarrow az atomok távol vannak a soroktól belül)

$$\hookrightarrow x^2$$

$$\underline{y^2 = 2Rx}$$

$$\tau = \frac{T}{2b}$$

1 atomra jutó terület: $\sim b^2$ (közelítés)

koncentráció: 1 nácsatomra? oldott atom jut

1 oldott atomra jutó terület $\frac{b^2}{c}$ c : oldott atom koncentr.

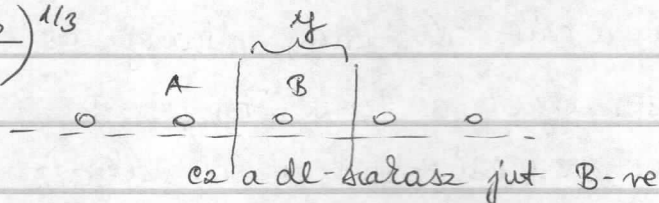
$\hookrightarrow = x \cdot y$ másrészt

$$\underline{x \cdot y = \frac{b^2}{c}}$$

$$y^2 = 2Rx = 2R \frac{b^2}{cy} = 2 \frac{T}{\tau b} \frac{b^2}{cy} = \frac{2Tb}{\tau c y}$$

$$y^3 = \frac{2Tb}{\tau c} \rightarrow y = \left(\frac{2Tb}{\tau c} \right)^{1/3}$$

$$F_{\max} \approx G b^2 \delta$$



ez a dl-skalasz jut B-re

$\tau b y$ erő hat erre a skalaszra

$$G b^2 \delta = \tau b y \text{ leszalítja}$$

leszalítás után $\tau b 2y$ hajlítja és dolgozik a $2T \sin \theta$ von. menti fes. ellen

$$F_{\max} = \tau b \left(\frac{2Tb}{\tau c} \right)^{1/3} = \tau^{2/3} (2T)^{1/3} b^{4/3} c^{-1/3}$$

$$\tau = \frac{F_{\max}^{3/2}}{(2T)^{1/2} b^2} \cdot c^{1/2} = G \delta^{3/2} c^{1/2}$$

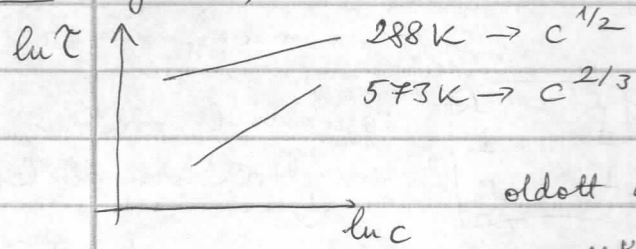
\hookrightarrow ennél nagyobb fes. kell, h. magatni tudjam.

$\Rightarrow \sqrt{c}$ -vel arányos a τ (húg szilárdítástól esetleg $c \sim \text{tized}\%$, $\text{pa}\%$)

ha c meli nagy $\Rightarrow \tau \sim c^{2/3}$

\hookrightarrow itt is több oldott atomnál szabad le egysege, nem egyből.

Pl. $\text{Ag}(\text{Cd})$ ötvözet



oldott atom koncentráció nem küll. a két méretnél, az ettől való függés változik.

termikusan aktivált a folyamat \rightarrow term. fluktuációt segítők, kisebb fess. esetén is le tud szakadni. \Rightarrow könnyebb leszakadás miatt itt is többet szabad le egysege, ezért **na**, a $2/3$ jelenik meg, mintha c nagy lenne.

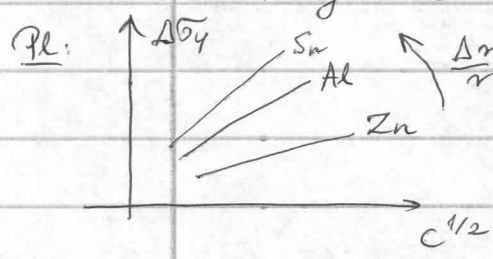
\Rightarrow másik fontos: $\tau \sim \delta^{3/2} - \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^{3/2}$

r : atomsugár

Δr : oldott és alap atom sugarának különbsége

folyásihatai növekedése: ΔG_y

$\Delta G_y \sim \tau \sim \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^{3/2}$



alapfém: Cu

Zn, Al, Sn

\hookrightarrow mind $>$ mint a réz

de egymás közt is vannak küll-ek.

Megújulás és újratristályosodás:

defundáció \rightarrow beleteszünk egy csomó részecskét, pl. dl-t nem konz. dl, mozgás \rightarrow vakanciát, ... stb.

növelik az anyagban tartott E-t (szabadon)

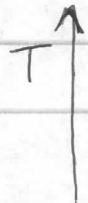
(cs - indk több vak. dl-k, szemcselatarok)

magasabb hőm.: vak-k migrációja meglökhöz, stb., mozgást a részecskék

Termikusan aktivált folyamatok a hibaeltűnési folyamatok

\hookrightarrow ezek sebge: $\sim c^{-Q/kT}$ Q: aktiv. E

hibaeltűnési folyamatok nem egysege zajlanak (Q-tól függ)



(5) nagy szemcsék keletkezése (egybeolvadnak a k. pontnál keletkező hajtberő. szemcselatai csökkenés)

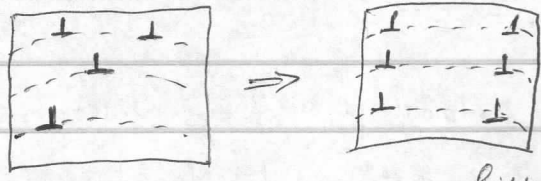
(4) új "hibamentes" (kevésbé vak. dl) szemcsék keletkezése és növekedése



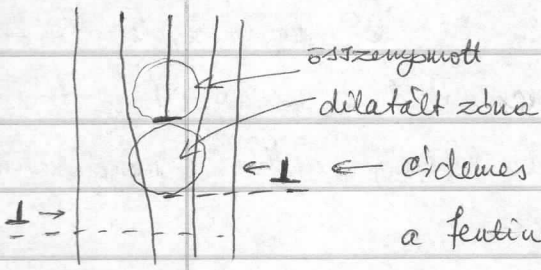
T ↑

- ③ azonos előjelű dl-k átrendeződése alacsonyabb energiájú konfigurációba (poligonizáció)
- ② ellentéző b-vektori dl-k annihilálódnak (ellentétes előjelű dl-ek) pl. vak. elnyelés következtében 2 dbdl azonos csúszáslejtőre került.
- ① pontkiből eltűnő (annihilációja) myelőzőn (→ dl-ken, szemcsék -on) vak-k, interstic. atomok ezek még vannak

③ → poligonizáció:

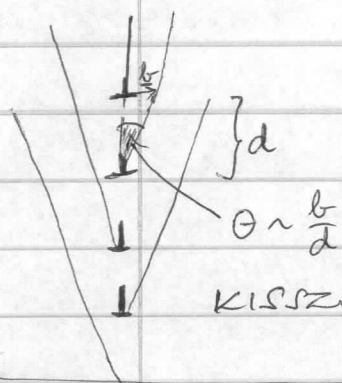


egyenesebb lesz a cs. sík,
görbültől síknövi lesz
↓
kristályi szemcséket alkotnak



← dl ← oldemes betenni, mert neki pont ott van az összenyomott, mint a fejtűnél a dilatált

Egységnyi old. rendeződnek csúcsokkal.



$b \approx 0,2 \text{ nm}$

$d = 2 \mu\text{m}$ (ennél sűrűbb nem nagyon törött lenne)

$\theta \sim \frac{b}{d}$

$\theta_{\text{max}} \sim 0,1 \text{ rad} \sim 6^\circ$

KISSZÖBŰ SZEMCSÉHATÁR → néhány fok

① - ③ megújulás

recovery

④ - ⑤ újratr. -ás

h: primáris ~

recrystallization

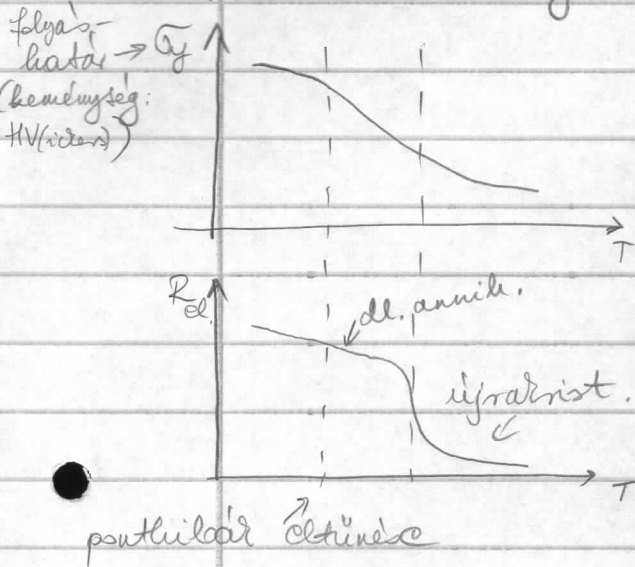
S: szekunder ~

De ③-nál állap a 2 tartomány

↳ itt beletk. tartományról az újratr. magjai

Kinetikai különbségek, gátló folyamatok

Tulajdonság változások a megújulás és újratr. hatására
 plast. defm.: felkeményedés \rightarrow 8-10%-os tartózkodó folyáshatárt
 határozott meg.



az R_{el} is érzékeny a kibővítésre
 (c -es sebvétele miatt, kibővítés
 eltűnése $\Rightarrow R \downarrow$)

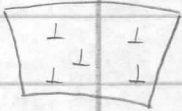
$$\sigma_y = \frac{HV}{3}$$

lambdasabban megy az újratr.-ig, ott
 viszont nagy leesés
 így vizsgálható a T -függés
 vagy adott T -n, t -függéssel a
 kinematika vizsgálata

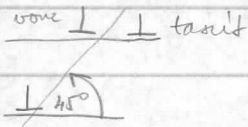
magas T -n újratr. megújulás nélkül nincs.

R_{el} vizsgálattal a megújulás:

élel-k (csavarok könnyebben annihilálódnak)

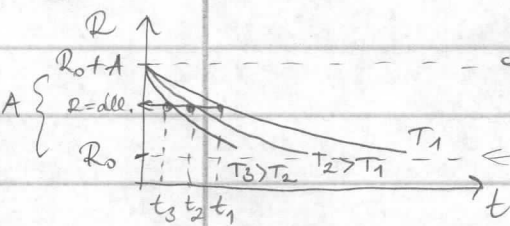


szűkül, pedig tartózkodó egyenlőt



↑ ha több vannak egyenlőtől
 \perp = stabil ez lesz

csomósodási folyamat, a közeli csomók összeállnak



rácskibővítés miatt $R = R_0 + A$ jelölés
 kibővítéses keményítésre jellemző R

$$R = R_0 + A e^{-Bt}, \quad B = B_0 \cdot e^{-\frac{Q}{RT}}$$

ha több kibővít. mechanizmus \Rightarrow mindkettő
 relatív mennyiség bevezetése: (0, 1) között

$$\frac{(R_0 + A) - R}{A} = 1 - e^{-Bt}$$

$$t=0 \Rightarrow 0$$

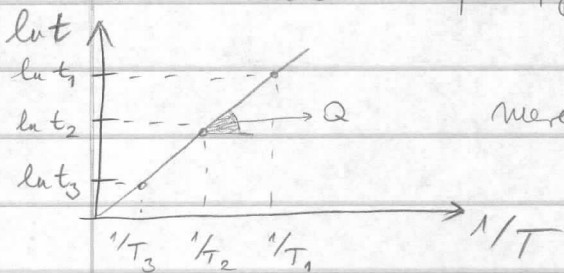
$$t \rightarrow \infty \Rightarrow 1$$

nézzük adott R -en \rightarrow mennyi idő alatt
 elv. el a rács.

$$Q = \text{all.} \Rightarrow Bt = \text{all.}$$

$$t \sim e^{\frac{Q}{k_B T}}$$

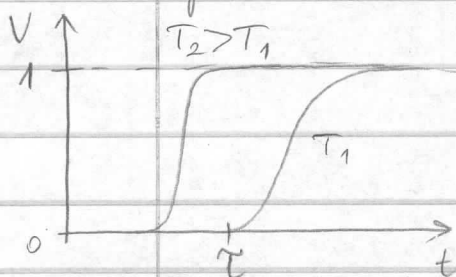
lut és $\frac{1}{T}$ fgv-ben ábrázolva:



meredékségéből kapom Q-t

Ujvárnistályosodás:

mikroszkópos módszerrel



V: aktív. térfogathányad (%)

τ : inkubációs idő (nem történik vele addig semmi)

csak egy bizonyos méret fölötti csóvár

tudnak növekedni, a kisebb visszaoldódnak

csóvárakhoz idő kell, amíg kialakulnak

csúcs elérése

Abrahami-formula:

$$V = 1 - e^{-B(t-\tau)^n}$$

$$B = B_0 \cdot e^{-\frac{Q}{k_B T}}, \quad n \approx 2-3$$

"n" a fgv. deriváltját jelentősen meghatározza inflexiós pont \rightarrow 2. deriv. csővelet vált

Ujvárn. hőm. defundálása:

ahol az adott anyag 1 óra alatt lefagyásuk után

$$T \approx 0,5 T_{\text{melt}} \quad (\text{defundálási hőmérséklet tipikusan})$$

Primær (elsődleges) Ujvárnist.

Secundær (másodlagos) Ujvárnist.

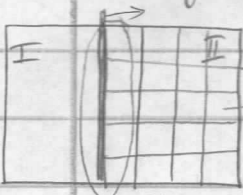
\rightarrow nagyszögű határ, körül látszólagos szer. kialakulása, amikor csak csúcsok \rightarrow megáll.

a szemcséknek pár μm nagyságúra nő (pl. 5 μm), de még is szemcsésítés van benne

\rightarrow duvul a szemcsét, a határokat csökkentve látszólagos szemcsét növekednek

olyan, mint a krist. folyamattal
 a térfogat hajtóerő: mag kialakul + semmelhatal plusz energia, kitérés
 mielőtt elbese → szabad E felderme fogja

Dinam. hajtóerője:



hatali pobra megy → I, tat. növekszik

→ P disz. sűrűség

↑ D semmelhatal

lúttalan / kr. n dt semmel
 ↑ fúonsemelés, srt dl.

I-ben nem felület, medorra a semmelhatal, II-ben igen (D)

Térf. egysejben: a szabad E - nyereség: (b → j mozgás lúttar)

$$\Delta F = \Delta F_1 + \Delta F_2$$

dl. sűrűség csökkenéséből → semmelhatalot eltűnéséből

$$\Delta F_1 = \rho \cdot G b^2$$

egységnyi hásszalag

dl. E-ja kb. $G b^2$

ρ : semmelhatalot fajlagos ϵ -ja
 (egységnyi felületre)

→ megszűnt felület, ami megszűnt a hatali továbblépéssel

$$\Delta F_2 = \rho \cdot \frac{3}{D}$$

semmelhatali felület: $n G D^2$

mindegyik hatali 2 $\xrightarrow{2}$ semmelhatali tatarok

Térf. $n D^2$

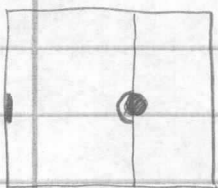
$$\Delta F = \Delta F_1 + \Delta F_2 = \rho G b^2 + \frac{3\rho}{D}$$

Araddalyozó folyamattal:

- ötvözők, keményezők jelenléte, ezek mozgás, a rdcshatal-
 hoz szeretnek segregálódni (homogénitási)

a mobilitásukat araddalyozza (csak nek el kell tűnnie)

- zavaróanyag (másként fázisú részecskék) → dl-ek és semmel-
 hatalok mozgását is araddalyozza



a semmelhatal. a zavaróanyagnál fog futni, a
 hatali fel. ϵ E csökken (a zavaróanyag felületével
 ϵ nő, ha leválik róla

inhib. idő növekedhet.