Óbudai Egyetem

HABILITÁCIÓS TÉZISEK

KÉPLÉKENY ÉS KÚSZÁSI ALAKVÁLTOZÁS KÖLCSÖNHATÁSA ÉS SAJÁTOSSÁGAI A STATIKUS ÉS DINAMIKUS IGÉNYBEVÉTELNÉL

Dr. Ruszinkó Endre
egyetemi docens

Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Mérnöki Kar
Mechatronikai és Autótechnikai Intézet

Budapest, 2013

Tartalomjegyzék

BEVEZETÉS: Kutatási célkitűzések

A rohamosan fejlődő ipari ágazatok, főleg a járművek (repülőgép, gépkocsi) előállítása egyre újabb igényeket támaszt a felhasználandó anyagokkal szemben. Elsősorban a felhasznált fémek szilárdsági paramétereinek növekedését célozzák meg a gyártók. Ezzel együtt a gazdasági és környezetvédelmi szempontoknak megfelelően az alkalmazható alapanyagok skálájának szélesítését is elvárják. Ez az egyik fontos oka annak, hogy az utóbbi évtizedekben óriási kutatómunka folyt annak érdekében, hogy újabb és újabb, a kitűzött céloknak jobban megfelelő anyagokat állítsanak elő, valamint jobban és részletesebben megismerjük azokat a folyamatokat, amelyek a fémek szilárdságnövelő mechanizmusaival kapcsolatosak.

Napjainkra jelentős mértékben megnőtt a képlékeny és kúszás alakváltozás speciális feladatai iránti érdeklődés. A feladatok kutatásának egyik fontos témaköre a képlékeny és kúszási alakváltozás kölcsönhatása, valamint irreverzibilis deformáció fejlődése az ultrahang, illetve kombinált, termikus- és mechanikai terhelés hatására. Számos érdekes eredmény született ezen a területen, amelyek klasszikus elképzelésekkel szemben gyakran elvi ellenmondást mutatnak.

<u>Vizsgálatom középpontjában a következő feladatok állnak:</u>

- ✓ Kúszás és képlékeny alakváltozás kölcsönhatása, azaz milyen hatású kezdeti képlékeny deformáció, amelyről indul a kúszás, az $\varepsilon \sim t$ diagramra.
- ✓ Előzetes *mechanikai-termikus kezelés* (MTK) hatása a szekunder kúszás sebességére, ill. a *többszörös MTK* alkalmazása a turbinatárcsa anyagának szilárdságnövekedéséhez.
- ✓ Képlékeny és kúszási alakváltozás a vibrációs, ultrahang frekvenciájú terhelés alatt: (a) ultrahang hatása a fémek folyási határára, (b) képlékeny alakváltozás fejlődése az együttes, statikus és ultrahangos terhelés alatt (c), fémek szekunder kúszássebessége az előzetes *ultrahangos kezelés* (UK) függvényében.
- ✓ Kúszás fejlődése a változó terheléskor, amikor ún. negatív *Bauschinger effektus*, ill. *kúszás-késedelem* (creep delay), *reverzív* és *inverzív kúszás* tapasztalható.

Azért választottam megoldandó feladatként a felsorolt témák matematikai modellezését, mert a képlékeny és kúszás alakváltozás klasszikus elméletei nem bizonyultak hatásosnak ebben a feladatkörben.

Matematikai apparátusként a felsorolt feladatok analitikai leírásához a ***szintézis elméletet*** választottam, amely a Batdorf-Budiansky-féle csúszási koncepciót és Sanders-féle folyási elméletet egyesíti magában. A választásomat a szintézis elméletnek a következő előnyei indokolják.

1. A szintézis elmélet kétszintű, fizikai modell: a makroszkopikus alakváltozás kialakulása a mikroszkopikus szinten lejátszódó elemi, deformációs aktusok együtteseihez vezethető vissza.
2. A szintézis elmélet keretében, a képlékeny alakváltozás, primer és állandósult kúszás, valamint a relaxációs folyamatok leírásához szükséges összefüggések az egyetlen konstitutív egyenletből levezethetők.
3. Egyetlen fogalmat – irreverzibilis (irrecoverable) deformáció – használunk, amely, a terhelési és termikus körülményektől függően, mind a plasztikus, mind a viszkózus (kuszás) komponenseket tartalmazza meghatározott arányban.
4. A szintézis elmélet alapján kapott eredmények jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal.
5. Tenzoranalizis helyett a vektoralgebrát használjuk, ami komoly egyszerűsítést nyújt a deformáció számításához és elemzéséhez.
6. A kihirdetett vizsgálati körön kívül, a szintézis elmélet egy hatásos, analitikai eszköznek bizonyult a fázis transzformáció, törés mechanika, stb. modellezésénél.

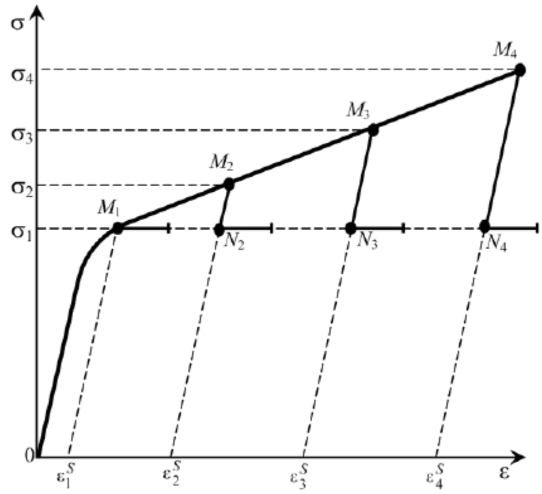
I. A kutatás előzményei

1.1 A kutatási téma ismertetése

A kitűzött kutatási céljaimnak megfelelően a következő jelenségekkel foglalkozom.

I. Kúszás a terhelési pre-históriája függvényében

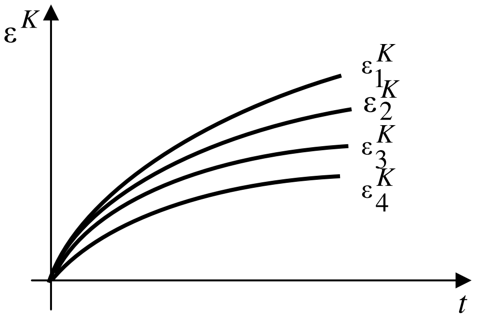
Tekintsük meg a következő kísérleteket egytengelyű húzó igénybevétellel.



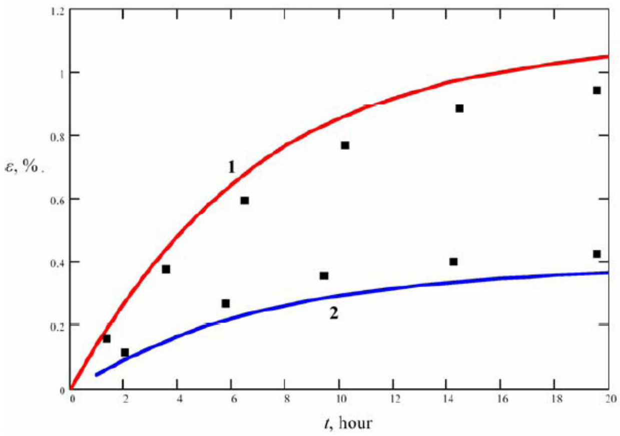
1. ábra Terhelési programok [Ohasi, Y. et al., 1986]

A próbapálcák terheléseit az 1. ábra szemlélteti. A σ_1 húzó feszültség az első próbapálca (jele **I**) ε_1^S képlékeny alakváltozását hozza létre. Továbbá (az M_1 ponttól kezdve), az időbeli állandó feszültség $\sigma_1(t) = \acute{a}ll.$ az **I** próbapálca kúszás alakváltozását indítja meg. A **II** próbapálcát az OM_2N_2 terhelés-leterhelésnek vetünk alá és az N_2 ponttól kezdve a feszültség állandó marad. Tehát, a második próbapálca kúszás alakváltozása a σ_1 feszültség alatt fejlődik, bár a nagyobb plasztikus deformációtól (ε_2^S) indul ki. A **III** és **IV** próbapálcák hasonló módon deformálódnak.

Ohashi-féle kísérletek szerint, a $\sigma_{M_1} = \sigma_{N_2} = \sigma_{N_3} = \sigma_{N_4} = \sigma_1$ feltétel mellett, a próbapálcák kezdeti képlékeny deformációjának növekedése ($\varepsilon_4^S > \varepsilon_3^S > \varepsilon_2^S > \varepsilon_1^S$) az $\varepsilon \sim t$ diagram laposabb menetét eredményezi: $\varepsilon_1^K(t) > \varepsilon_2^K(t) > \varepsilon_3^K(t) > \varepsilon_4^K(t)$ (a 2. és 3. ábra).



2. ábra Kúszás vázlatos diagramjai a különböző kezdeti plasztikus deformációkkal: $\varepsilon_4^S > \varepsilon_3^S > \varepsilon_2^S > \varepsilon_1^S$

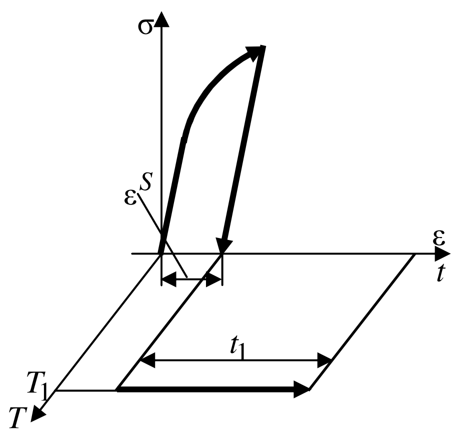


3. ábra A 316-os rozsdamentes acél kúszásdiagramja az **I** (1) és **II** (2) próbapálcára; ■ – kísérlet [Ohási, Y. et al., 1986], vonalak – analitikai eredmények [14]

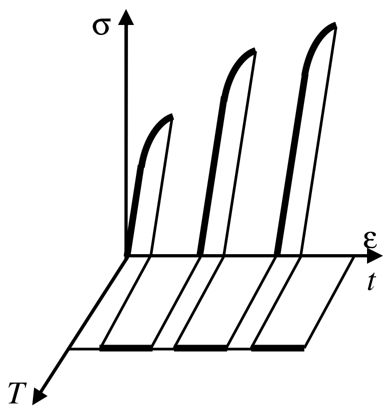
Az $\varepsilon^K = f\left(\varepsilon^S\right)$ funkció csökkenő jellegének oka a képlékeny alakváltozás (OM_i) alatti keletkezett kristályrács hibái (diszlokációk, ponthibák, ikrek, stb.) és szabálytalanságai. Minél nagyobb az ε_i^S értéke, annál nagyobb a kristályrácshibák száma, ami a kúszás fejlődésének korlátozását okozza.

II. Előzetes mechanikai-termikus kezelés (MTK) és hatása a rákövetkező kúszásra

Mechanikai-termikus kezelés két műveletből áll (4. ábra) [Ivanova, V., 1964; Rozenberg, V., 1961]: a) képlékeny alakítás: egy próbapálcát egytengelyű húzó igénybevételnek vetünk alá, ami a képlékeny alakváltozást (ε^S) eredményezi; b) hevítés (termikus kezelés): a hevítés hőmérséklete és időtartama rendre T_1 és t_1; $T_1 < T_0$, ahol T_0 az újrakristályosodási hőmérséklet.

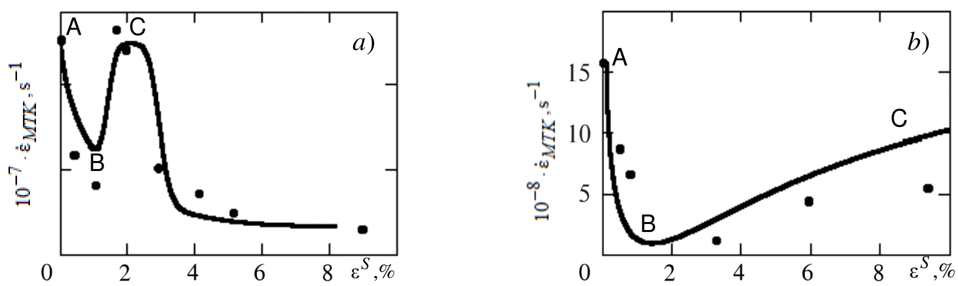


4. ábra A mechanikai-termikus kezelés vázlata



5. ábra Többszörös MTK

A kísérletben a próbapálcák készlete vesz részt. Minden próbapálca különböző értékű plasztikus deformációt (ε^S) kap az MTK folyamán (T_1 és t_1 változatlan az egész készletre). Az MTK-t követően a próbapálcák kúszásvizsgálatát végzik; a kúszás hőmérséklete és feszültsége azonos az egész készletre. A próbapálcák szekunder kúszássebessége ($\dot{\varepsilon}_{MTK}$) az ε^S függvényében a 6. ábra szerint viselkedik. Az $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim \varepsilon^S$ görbe nem monotonos alakja az MTK és kúszás folyamán lejátszódó folyamatokra vezethető vissza. Közismert, hogy képlékeny alakváltozás a kristályrácshibák számának drasztikus növekedésén megy keresztül. A felhalmozott kristályrácshibák (főleg diszlokációk és ponthibák) a hevítés folyamán az energetikai kedvezőbb konfiguráció felé igyekeznek – a diszlokációk egymás alá, szubszemcsehatárokká rendeződnek, mozaikblokkok jönnek létre, a ponthibák rögzítik a diszlokációkat [Buerger, M., 1979; Cottrell, A., 1953; McLean, D., 1957,1977]. Az MTK folyamán létrehozott kristály-szubstruktúra jelentősen fékezi a kúszásra jellemző folyamatokat (csökken a diszlokációk szabad úthossza, mászása, stb.) (AB szakasz a 6. ábrán, ε_B^S – optimális deformáció). Ugyanakkor, ha az ε^S túllép egy optimális értéket, az MTK pozitív hatása fokozatosan csökken (BC szakasz): az $\dot{\varepsilon}_{MTK}$ kúszássebesség visszatér az eredeti, az MTK nélküli értékhez ($\dot{\varepsilon}$). Ennek az oka az, hogy az MTK-szubstruktúra veszíti a kúszással szembeni ellenálló képességét. Ha az MTK-szubstruktúrát alkotó diszlokációk energiája túllép egy meghatározott kritikus értéket, akkor a kuszás folyamán a MTK-szubstruktúra instabillá válik: a szubszemcsehatárok szétesnek, vagy az újrakristályosodás (rekrisztallicázió) központjává[1] válnak [Buerger, M., 1979; Cottrell, A., 1953; McLean, D., 1957,1977]. Mind a két folyamat a 6. ábrán látható BC szakaszt okozza.



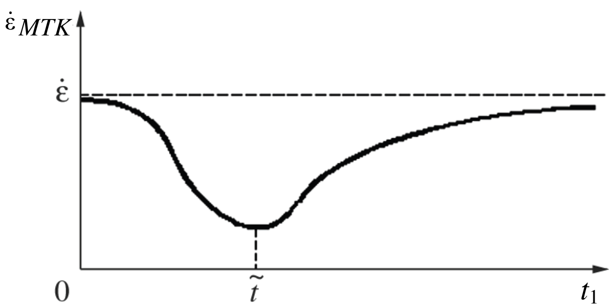
6. ábra Szekunder kúszássebesség az előzetes MTK keretében létrehozott képlékeny alakváltozás függvényében (feszültségállapot – egytengelyű húzás): a) aluminium: kuszás paraméterei $\sigma_x = 9{,}6$ MPa, $T = 260^\circ C$; a stabilizációs hevítés hőmérséklete és időtartama $T_1 = 260^\circ C$, $t_1 = 1$ óra; b) réz $\sigma_x = 15$ MPa, $T = 500^\circ C$, $T_1 = 500^\circ C$, $t_1 = 1$ óra. ● – kísérlet [Bazelyuk, B. et al., 1970,1971], vonal – analitikai eredmény [6,4].

[1] A rekrisztallizáció diszlokáció-szegény szerkezetet alkot, ezért ennek alakíthatósága jobb, mint a deformált anyag.

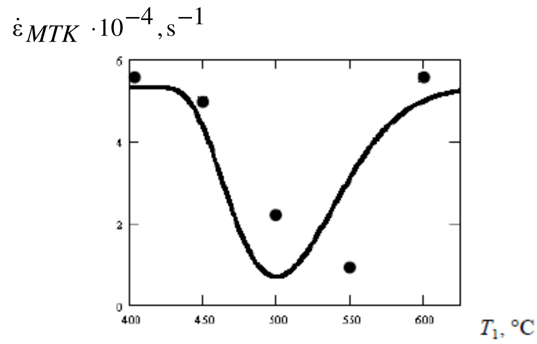
A 6a. és 6b. ábrák közötti különbség – az $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim \varepsilon^S$ görbe újra csökken C ponttól kezdve a 6a. ábrán – az anyag rétegződésihiba-energiához (γ) (Stacking Fault Energy), valamint a ponthibák pozitív hatására vezethető vissza. Alacsony γ-értékű anyagoknál a szekunder kuszás lágyítási folyamata, – amely egyensúlyt tart a keményedéssel, – az újrakristályosodás. A magasabb γ-vál bíró anyagok esetében pedig szekunder kuszást poligonizáció vezérli.

Nagyobb értékű előzetes plasztikus deformációtól kezdve (nagyobb, mint 4%; 6a. ábra), a ponthibák száma annyira magas, hogy nagyon aktívan tartják rögzítve a diszlokációkat és az MTK-szubstruktúrát különösen stabillá teszik. A ponthibákkal rögzített diszlokáció-szubstruktúra jelentős ellenállást fejt ki a szekunder kúszást vezérlő poligonizációval szemben. Ugyanakkor, ha szekunder kúszás rekristállizáció réven fejlődik, amikor hibamentes szemcsék keletkeznek, a ponthibák járulékos, pozitív hatása nem nyilvánul meg (6b. ábra).

Hasonló, nem-monoton alakú $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim t_1\big|_{\varepsilon^S, T_1 = áll.}$ és $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim T_1\big|_{\varepsilon^S, t_1 = áll.}$ görbéket mutatnak a 7. és 8. ábrák.



7. ábra Az $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim t_1$ vázlatos görbe: t_1 az előzetes MTK stabilizáló hevítésnek időtartama; az MTK többi paraméterei – a képlékeny deformációja és a hevítés hőmérséklete – állandóak; $\tilde{t}$ – optimális kezelés. [Ivanova, V., 1966], [9]



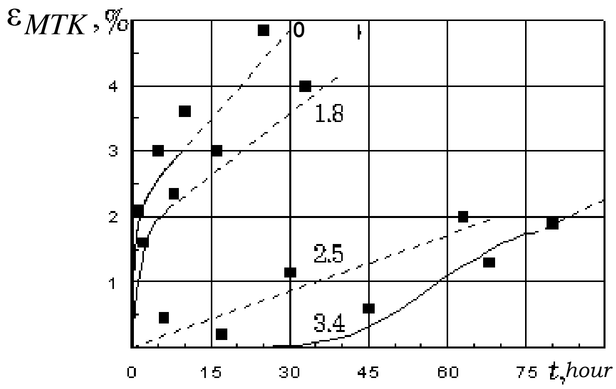
8. ábra Armko-vas $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim T_1$ függvénye (kúszás paraméterei: egytengelyű húzás, $\sigma = 20 MPa$, $T = 400^\circ C$): T_1 az előzetes MTK stabilizáló hevítésnek hőmérséklete; az MTK képlékeny deformációja és hevítés-időtartama rendre 5% és 25 óra. ● – mérések [Ivanova, V., 1966], vonal – analitikai görbe [8].

Ami az MTK utáni primerkuszást illeti, a következő törvényszerűségek tapasztalhatók, amelyek az $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim \varepsilon^S$ diagrammal szoros kapcsolatban vannak.

a) $\varepsilon^S < \varepsilon^S_{opt}$ tartomány: a primerkuszás nagysága, sebessége és időtartama kisebb az MTK mentes esethez képest (9. ábra).

b) $\varepsilon^S = \varepsilon^S_{opt}$ (2,5 % a 9. ábrán): az $\varepsilon_{MTK} \sim t$ kúszás diagramon a primerkúszás egyáltalán nincs jelen, az $\varepsilon_{MTK} \sim t$ diagram állandósult (szekunder) fázissal (egyenessel) indul az origóból. Ez az eset akkor alakul ki, amikor az előzetes MTK szubstruktúra (szemcsék mérete, határai, orientációja, stb.) ugyanolyan, mint a szekunderkúszásé.

c) $\varepsilon^S > \varepsilon^S_{opt}$ tartomány: inverzív, növekvő intenzitású kúszás tapasztalható, amely a szubstruktúra instabil állapotából ered: a felhalmozódott energia, amely a kritikus értéket túllépi, számottevő lágyítási folyamatokat indít és a $\varepsilon_{MTK} \sim t$ növekvő sebességét okozza.



9. ábra Nikkel próbapálcák kúszásdiagramjaik ($\sigma_x = 25$ MPa , $T = 700^\circ$ C) a különböző plasztikus deformációknál (a görbék melletti számok) az előzetes MTK folyamán (a képlékeny- és kúszás-alakváltozás közötti stabilizáló hőkezelés paraméterei: $T_1 = 800^\circ$ C , $t_1 = 1$ óra); feszültség állapot – egytengelyű húzás mind a képlékeny alakításnál, mind a kúszásnál; $\varepsilon^S_{opt} = 2,5$ % ; ■ – kísérlet [Rozenberg, V., 1961], vonalak – analitikai diagramok. [5,10,18]

MTK mellett ún. többszörös MTK-t alkalmaznak, melynek a vázlata az 5. ábrán látható. A többszörös MTK előnye abban áll, hogy mindegyik fokozatában kisméretű plasztikus deformáció jön létre, így az anyag szubstrúktúra messzebb van a kritikus (instabil) állapottól, azaz amikor túl nagy diszlokáció-energia számottevő lágyítási folyamatok indítana. Tehát, a többszörös MTK-val sokkal stabilabb szubstruktúrákot lehet létrehozni, amelyek a kúszási alakváltozást nagyobb méretben csökkentik.

III. Többszörös mechanikai-termikus kezelés kéttengelyű feszültségállapotban

Tekintsük az 5. ábrán látható többszörös MTK-t kéttengelyű feszültségállapot esetében. Vizsgálatunk objektuma egyenszilárdságú turbinatárcsa (10. ábra), amelynek minden pontjában (abroncson kívül) közel azonos feszültségek – σ_r és σ_φ – ébrednek. A tárcsa az 1X12B2MB acélból készült, geometriai paraméterei: $h_0 = 0{,}062$ m , $h_C = 0{,}018$ m , $\delta = 0{,}04$ m , $H = 0{,}04$ m [Vasilchenko, G. et al., 1969].

A tárcsát mechanikai és termikus igénybevételek vetik alá:

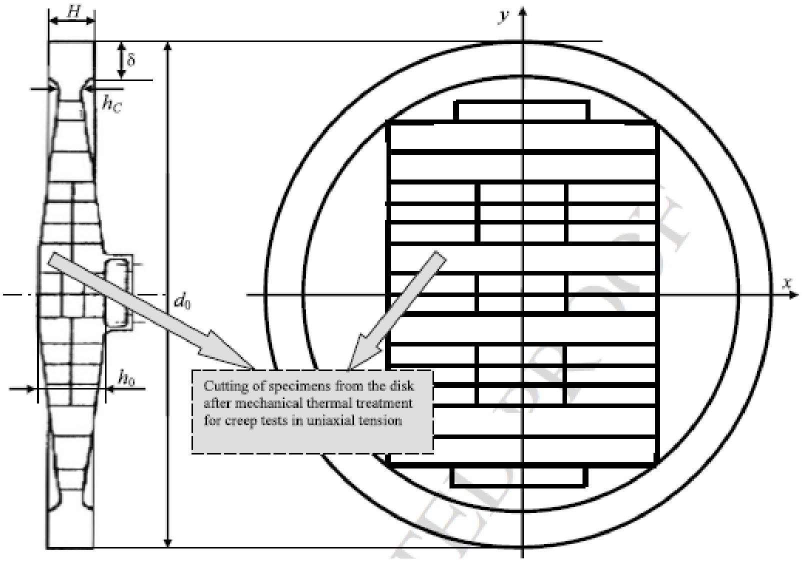
1. A tárcsát forgásba hozzák, amelynek hatására az képlékenyen deformálódik; a plasztikus alakváltozás méretét a tárcsa átmérőjének növekménye tükrözi (1. táblázat).
2. Öregedés: a hevítés hőmérséklete 200ºC, időtartama 6 óra.
A fenti pontokban felsorolt műveleteket háromszor megismételik.
Az MTK után lapos próbatesteket vágnak ki a tárcsából a 10. ábrán látható módon. Tekintettel arra, hogy az egyenszilárdságú tárcsával foglakozunk, a tárcsából kivágott próbatestek feszültségi állapotuk azonos és, tehát, azonos méretű a keményedésük.
Ezt követően a próbatestek szekunder kúszássebességeit mérik, a következő paraméterek mellett: húzó feszültség $\sigma = 360\,\mathrm{MPa}$, hőmérséklet $t = 500^\circ\,\mathrm{C}$.
Három tárcsából (U-, S-, R-tárcsa) kivágott próbatestek kúszássebességeit tárgyaljuk: az U-tárcsán MTK-t nem végzünk, az S-tárcsa és R-tárcsa rendre egyszeres és háromszoros MTK-t szenved.

1. Táblázat [Vasilchenko, G. et al., 1969]
Tárcsa radiális alakváltozása

Tárcsa-típus	Fordulatszám n, 1/min	Átmérőnövekmény per ciklus Δd, mm	Maradó alakváltozás per ciklus, %	A tárcsából kivágott próbapálca szekunder kúszássebessége, $\dot{\varepsilon}$, %/h
U-tárcsa	**0**	**0**	**0**	**$1{,}34\cdot10^{-3}$**
S-tárcsa	**22800**	**8,24**	**1,65**	**$1{,}6\cdot10^{-3}$**
R-tárcsa	**22250**	**2,58**	**0,516**	
	23200	**1,97**	**0,395**	
	23600	**3,31**	**0,662**	
		Σ	**1,573**	**$1{,}6\cdot10^{-4}$**

Az 1. táblázatban lévő adatokból levonható következtetések:
a) A háromszoros MTK jelentős, majdnem tízszeres kúszási sebességcsökkenést eredményez a kezelésmentes esethez képest: $\dot{\varepsilon}_U / \dot{\varepsilon}_R = 8{,}34$. A többszörös MTK minden fokozatában lejátszódó folyamatok a tézis **II.** pontjában tárgyalt elemzéseken alapszanak: előzetes képlékeny alakváltozás csak akkor képes effektív ellenállást kifejteni a kúszási alakváltozással szemben, ha a kezelés okozta diszlokáció-szubstruktúra termikusan stabil. Ebből a tényből a többszörös kezelés fő előnye származik: a minden lépésben létrejött viszonylag kis plasztikus deformáció stabil szubstruktúrát hoz létre, amely a kúszást jelentősen fékezi.
b) Az S-tárcsa kúszássebességéből látjuk, hogy egy fokozat alatti nagy értékű képlékeny alakváltozás nem stabil szubstruktúrát eredményez. Bár az S-tárcsa képlékeny alakváltozása (1,65 %) majdnem

azonos nagyságrendű, mint az R-tárcsá összes alakváltozása (1,57 %), az S-tárcsából kivágott próbapálca kúszássebessége még nagyobb az U-tárcsáénál is.



10. ábra Lapos próbapálcák kivágásának vázlata

IV. Kúszási alakváltozás változó terhelésnél: negatív Bauschinger effektus, kúszási késedelem, reverzív és inverzív kúszás

A modellezendő jelenségek az alábbi kísérletben nyilvánulnak meg (11. ábra):

a) kúszásalakítás σ_1 húzó feszültség alatt, amely ε_1^S képlékeny alakváltozásról indul ki;

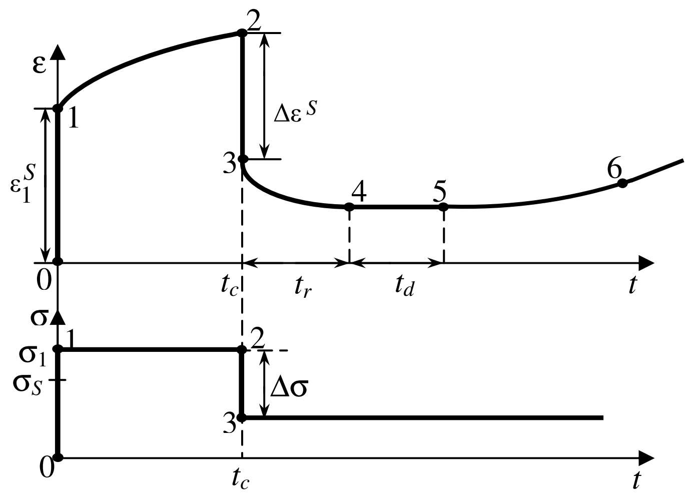
b) feszültségcsökkenés $\sigma_1 - \Delta\sigma$, amely a továbbiakban változatlan marad az időben.

Ennek az igénybevitelnek megfelelő deformáció számos különleges jelenséget mutat:

1. A $\sigma_1 - \Delta\sigma$ feszültségcsökkenés hatására a munkadarab **plasztikus** ugrásszerű **rövidülést** szenved ($\Delta\varepsilon^S$) és a $t \in [t_c, t_c + t_r]$ időintervallumban **negatív előjelű kuszás** fejlődik. Ezeket a jelenségeket rendre ***negatív Bauschinger effektusnak*** és ***reverzív kúszásnak*** nevezik; ezek direkt ellenmondásban vannak a klasszikus elképzelésekkel. Íme, közismert, hogyha plasztikus/kúszás alakváltozás folyamán teljesen vagy részlegesen leterheljük az anyagot, akkor a leterhelés pillanatáig felhalmozódott irreverzibilis deformáció változatlanul fog maradni, nem beszélve arról, hogy a feszültségcsökkenést követő deformáció a terhelés ellenkező irányában fejlődne. A 11. ábra szerint azonban $\Delta\varepsilon^S < 0$ a $t = t_c$ pontban, $\partial\varepsilon/\partial t < 0$ és $\partial^2\varepsilon/\partial t^2 > 0$ a t_r időintervallumban.

2. Amikor a reverzív kúszás véget ér, a pozitív irányú deformáció (nyúlás) nem egyből indul, hanem bizonyos időszakasz elteltével, amelynek a neve ***kúszási késedelem*** (creep delay, t_d).

3. A kúszás-késedelmet követően ($t > t_c + t_r + t_d$) a kuszás alakváltozás nem szokásos módon fejlődik, hanem növekvő időszerinti deriváltjával – $\partial\varepsilon/\partial t > 0$ és $\partial^2\varepsilon/\partial t^2 > 0$ – azaz ún. ***inverzív kúszást*** tapasztalunk.



11. ábra Lépcsőszerű terhelésnek megfelelő alakváltozás [Osipiuk, W., 1990, 1991]

Bauschinger effektus azzal magyarázható meg, hogy bizonyos irányú terhelésnek (σ) megfelelő képlékeny alakváltozás folyamán a diszlokáció-erdőn belül keletkező taszítási erők csökkentik az ellentétes irányú terhelést (σ_S^-), amely a képlékeny alakváltozás indításához szükséges. Mivel $\sigma_S^- = \sigma_S^-(\sigma)$ növekvő funkció, bizonyos σ értéktől kezdve a σ_S^- feszültség pozitívvá válhat, az negatív Bauschinger effektus tapasztalható.

A 3-4 szakasz az anyagnak a kúszás jellegű reakciója a $\sigma - \Delta\sigma$ időben állandó feszültségre: a t_r idő alatt a negatív $\Delta\sigma$ okozta diszlokációk torlódásának és csomópontjainak, valamint a rácsszerkezet-eltorzulásnak fokozatos feloldódása megy végbe. Ez a kúszás azonban csökkenő lefutású, mert a próbapálca feszültség-állapota húzás. Tehát, a reverzív kuszás a $\Delta\sigma$-val bevitt energia kimerüléséig tart.

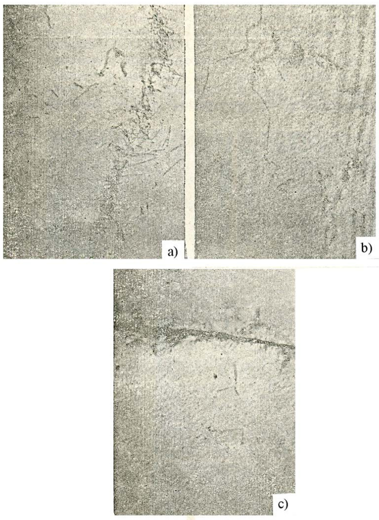
A t_d szakasz egy inkubációs időintervallum, amelyen belül az anyag rácsszerkezete a pozitív előjelű deformáció fejlődésére „felkészül”. Abban az időpillanatban, amikor egy csúszásrendszer kedvező állapotba kerül, pozitív irányú kúszás indul el ($t > t_c + t_r + t_d$). Mivel a kedvező orientációjú csúszásrendszerek száma nő az időben, a növekvő sebességű, inverzív kúszás fejlődik. Bizonyos idő elteltével az inverzív kúszás állandósult kúszássá alakul át.

V. Ultrahang és irreverzibilis alakváltozások

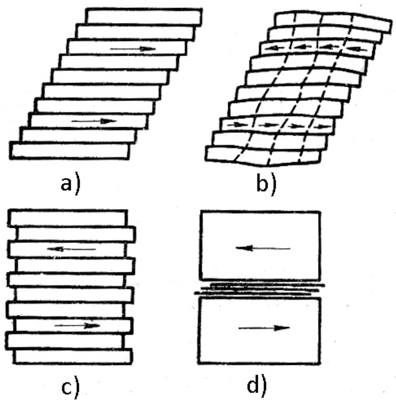
Az ultrahang – egy nagyfrekvenciás hanghullám ($f > 20\,\mathrm{kHz}$) – igen használhatónak bizonyult az orvosi, a műszaki gyakorlatban, a kémiában. Aktív ultrahangokat a műszaki életben megmunkálásra (forgácsolás, vágás, hegesztés, forrasztás, hőfejlesztés, gáztalanítás, tisztítás, stb.) alkalmaznak. Ilyenkor a mechanikus rezgés munkavégző képességét használják ki.

A vizsgálati darabba bevezetett ultrahang jelentős változásokat idéz elő az anyag kristályos szerkezetében [Severdenko, V., 1973, 1979; Mordyuk, N., 1975; Kulemin, A., 1978; Peslo, A., 1984; Kirchner, H. et al., 1988; Daud, Y. et al., 2007; Huang, H. et a., 2009; Siu, K. and Ngan, A., 2012]. A cink-, kadmium-, alumínium-, réz- és acélokból készült darabokon végzett számos kísérletek igazolják, hogy az akusztikai energia a kristályrács hibáinak (diszlokációk, ponthibák, stb.) számottevő növekedését eredményezi. Egyirányú (statikus) terheléssel ellentétben, a vibrációs terhelés okozta diszlokációs struktúra kifejezetten lokális jellegű: diszlokációk koncentrálódnak a csúszósávokon belül, míg a többi anyag érintetlennek marad (12. és 13. ábra). Ez a tény abból adódik, hogy az ultrahang rendkívül magas terheléssebessége miatt az anyag dinamikus folyáshatára emelkedik és a csúszásrendszerek túlnyomó többsége aktiválatlannak marad és csak kevés, kedvezőirányú csúszásrendszerek plasztikus mikrodeformációra képesek. Statikus igénybevételnél a csúszósávok a terhelés növekedésével szélesednek, vibrációs igénybevétel esetén pedig szélességük nem változik és a mikroplasztikus alakváltozás kizárólag ezeken belül zajlik. Tehát a darab makroszkóposan tekintve képlékeny alakváltozást nem szenvedhet. Ez a tény nagy fontosságú, hiszen a mechanikai tulajdonosságok jelentős változása a darab változatlan méreteivel párosul. A diszlokációkon kívül a ponthibák száma is jelentősen nő az akusztikai mezőben; az ultrahang okozta pont hibák rögzítik a diszlokációkat. Még egy előnye van az ultrahang nagy frekvenciájának, a jelentős akusztikai energia bevezetése viszonylag rövid idő alatt zajlik le.

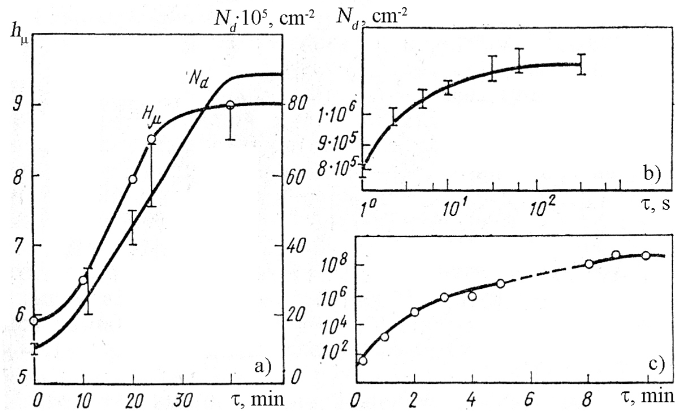
Az ultrahang okozta diszlokációk számának (sűrűségének) időbeli változását a 14. ábra szemlélteti. A diszlokációk jelentős szaporodása csak az ultrahanghatás kezdeti fázisában tapasztalható, bizonyos időponttól kezdve ($\tau > \tau*$) diszlokációk sűrűsége (N_d) állandó szinten marad. Ennek az oka (a) a Frank-Read források működésének fokozatos apadása, amelyet az előző ciklusokon keletkezett diszlokációk okoznak és (b) a párhuzamos kristálysíkon kibocsátott diszlokációk megsemmisülése (annihilációja). A τ további növekedése fáradt töréshez vezet. Megjegyezendő, hogy a $\tau*$ értéke csökken a hőmérséklet növekedésével, továbbá minél nagyobb a vizsgált anyag statikus folyáshatára annál hosszabb $\tau*$ idő telik el a telített állapotig az $N_d \sim \tau$ görbén.



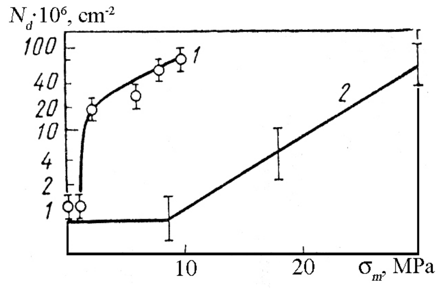
12 ábra Ultrahang okozta vas-fólia (széntartalom 0.003 %) elektronmikroszkópos képe; az ultrahang frekvenciája $f = 20\,\mathrm{kHz}$ [Kulemin, A., 1978]



13 ábra Képlékeny mikro-alakváltozások (csúszások) sémája: a) és b) statikus igénybevétel, c) lassú alternáló terhelés, d) gyors alternáló terhelés

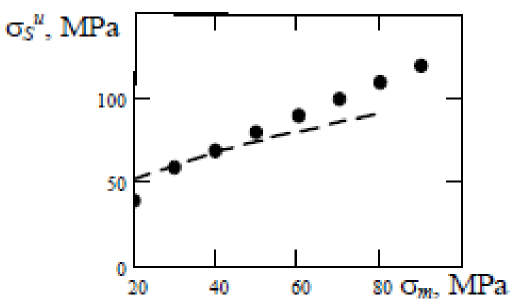


14. ábra Ultrahang okozta diszlokációk sűrűségének (N_d) és mikrokeménységének (H_μ) időbeli növekedése: a) és b) alumínium, c) germánium; a) $t = -50°\,\mathrm{C}$, a longitudinális rezgések feszültség-amplitúdója $\sigma_m = 20\,\mathrm{MPa}$, b) $t = 20°\,\mathrm{C}$, $\sigma_m = 18\,\mathrm{MPa}$, c) $t = 700°\,\mathrm{C}$, $\sigma_m = 18\,\mathrm{MPa}$ [Kulemin, A., 1978]

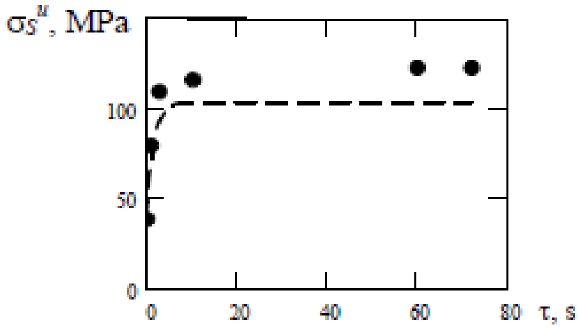


15 ábra Ultrahang okozta diszlokációk sűrűsége (N_d) az ultrahang feszültség-amplitúdójának (σ_m) függvényében (húzás-nyomás): 1) réz, $t = 450^\circ\,\mathrm{C}$; 2) aluminium, $t = 20^\circ\,\mathrm{C}$ [Kulemin, A., 1978]

Az ultrahang okozta diszlokációk növekedése összhangban van az ultrahangnak kitett anyag statikus folyáshatárával (σ_S^u) (14-17. ábrák). A σ_S^u -növekedés oka az ultrahanggal létrehozott kristályrács hibainak hálózata, amely a statikus terhelés esetében akadályozza és fékezi a diszlokációk forrásainak működését és a testben lévő diszlokációk mozgását.

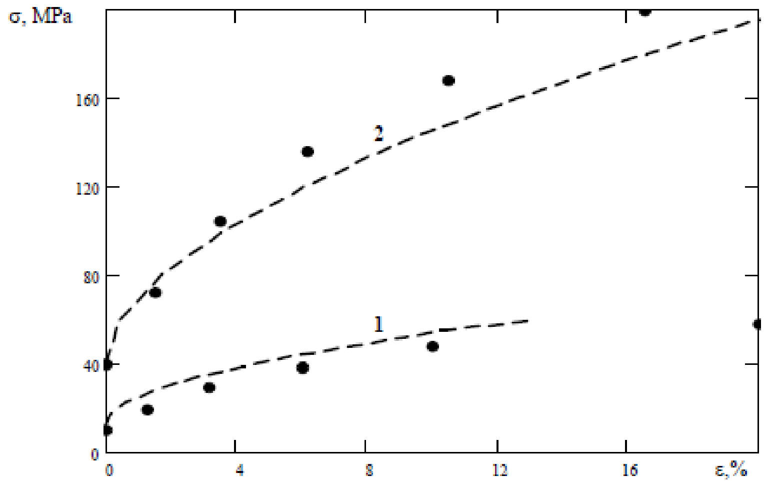


16. ábra Az ultrahang feszültség-amplitúdó (σ_m) hatása a réz folyáshatárának növekedésére: $f = 20\,\mathrm{kHz}$, $\tau = 60\,\mathrm{s}$, $t = 20^\circ\,\mathrm{C}$; • – kísérlet [Kulemin, A., 1978], vonal – *analitika* [2,16]



17. ábra Réz folyáshatár növekedése (σ_S^u) az ultrahang kezelési idő (τ) függvényében: $f = 20\,\mathrm{kHz}$, $\sigma_m = 100\,\mathrm{mPa}$, $t = 20^\circ\,\mathrm{C}$; • – kísérlet [Kulemin, A., 1978], vonal – *analitika* [2,16]

Összefoglalva, az ultrahang frekvenciájú rezgések az anyag keményedését okozzák, amely az anyag folyáshatárának emelkedésében nyilvánul meg. Ezt a jelenséget *ultrahangos keményedésnek* nevezik. Abban az esetben, amikor egy munkadarabot (próbapálcát) statikus és vibrációs egyidejű terhelésnek teszünk ki (pl. egytengelyű statikus húzás + longitudinális rezgések), a $\sigma \sim \varepsilon$ diagramra két jellegzetesség a jellemző (18. ábra): a) képlékeny alakváltozás a statikus folyáshatárnál kisebb feszültség alatt indul; b) a $\sigma \sim \varepsilon$ diagram laposabb, mint csak a statikus igénybevételnél, azaz a képlékeny alakváltozás létrehozása kisebb feszültségnövekedést igényel. Ebből az következik, hogy az akusztikai energia elősegíti és intenzívebbé teszi a képlékeny alakváltozásért felelős folyamatokat (a diszlokációk számának szaporodása és a diszlokációk mozgása fokozódik). A statikus terhelésszükséglet csökkenése a berendezés energiafogyasztásának és hatásosságának javítását jelenti, továbbá olyan anyagokat lehet deformálni, amelyek rendes (statikus) terhelésnél eltörnek.



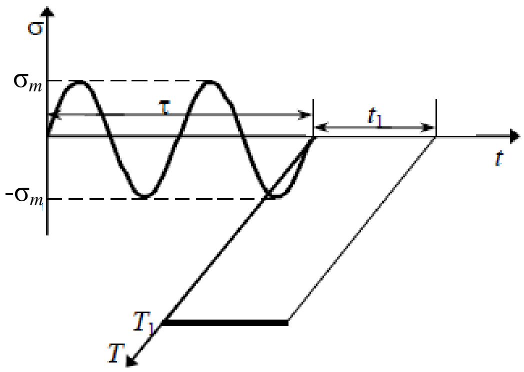
18 ábra Húzófeszültség-nyúlás diagram a statikus + vibrációs együttes hatás alatt; az ultrahang paraméterei: frekvencia $f = 20\,\text{kHz}$, feszültség-amplitúdó $\sigma_m = 130\,\text{MPa}$; $t = 20\ ^\circ\text{C}$; • – kísérlet [Severdenko, V., 1979], vonalak – a szintézis elmélet keretében kapott eredmények [2,3,16]

Az a) és b) pontban felsorolt jelenséget *ultrahangos lágyításnak* nevezzük, amelynek a hatása az ultrahang intenzitásával (I, W/m^2) arányosan nő. Ezen kívül, számos kísérlet szerint, az ultrahangos lágyítás nem reagál a frekvencia változására a 15-80 kHz tartományban, valamint nem függ a 16%-nál kisebb előzetes képlékeny nyúlástól 30 és 500°C között.

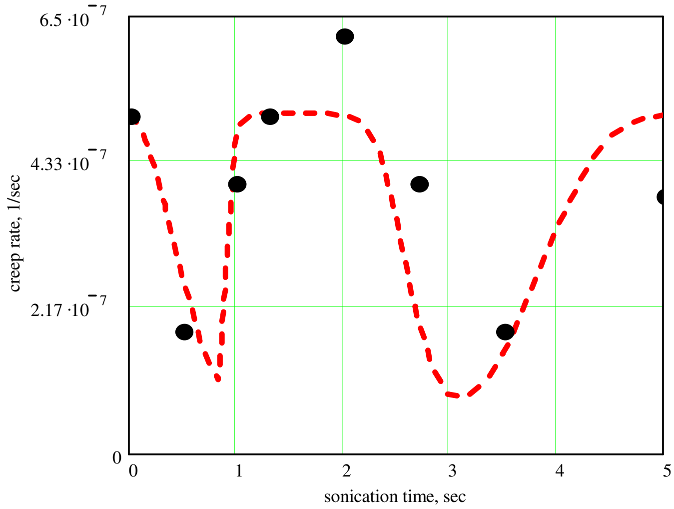
A 18. ábrán látható 1-es jelű diagram magas hőmérsékletű statikus húzás esetében is létrehozható, de a hőenergia-szükséglet több nagyságrenddel magasabb, mint a statikus-vibrációs szuperpozíciónál. Ez a tény azzal magyarázható, hogy az akusztikai energiát főleg az anyagban lévő diszlokációk veszik fel, míg a hőenergia egyenletes eloszlású.

Számos kísérlet szerint előzetes ultrahangos kezelés (UK), amelynek a menetét a 19. ábra szemlélteti, jelentős hatású a rákövetkező kúszásnak a sebességére, $\dot{\varepsilon}_{UK}$. Az $\dot{\varepsilon}_{UK}$ az előzetes ultrahang időtartama (τ) függvényében a 20. és 21. ábrán látható (az ultrahang-feszültség nagysága, valamint a kúszás és hevítés paraméterei változatlanok). Könnyű belátni, hogy az $\dot{\varepsilon}_{UK} \sim \tau$ görbék viselkednek úgy, mint az MTK-hoz tartozó $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim \varepsilon_0$ grafikonok mind magas, mind alacsony rétegződésihiba-energiánál (γ).

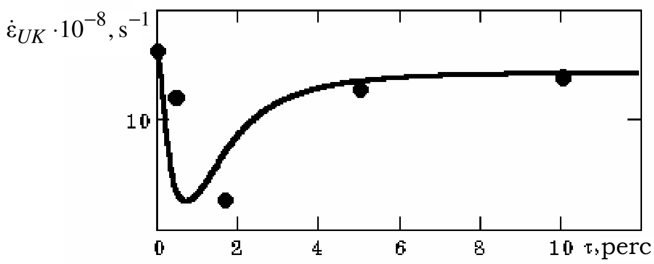
A 20. és 6. ábra közötti különbség csak abban áll, hogy a τ növekedésével ($\tau > 3\,\text{min}$) a kúszássebesség újra nő, ami az ultrahang okozta mikrorepedések keletkezésén alapszik. Az $\dot{\varepsilon}_{UK} \sim \tau$ és $\dot{\varepsilon}_{MTK} \sim \varepsilon_0$ görbék hasonlósága miatt ugyanazok az érvek hozható fel, mint az MTK elemzésekor.



19. ábra Az ultrahangos kezelés sémája



20. ábra Az alumínium szekunder kúszássebessége $\dot{\varepsilon}_{UK}$ ($\sigma = 9{,}6\,\mathrm{MPa}$ $T = 260^\circ\mathrm{C}$) az ultrahangos kezelés időtartamának függvényében (τ); az ultrahang frekvenciája $f = 20\,\mathrm{kHz}$, a rezgés amplitúdója $A = 15\,\mu\mathrm{m}$; a stabilizáló hőkezelés hőmérséklet és időtartama rendre $T = 260^\circ\mathrm{C}$ és $t = 1\,\text{óra}$. • – kísérlet [Bazelyuk, G. et al., 1970,1971], vonal – a szintézis elmélet eredménye [2,24,25]



21. ábra A réz szekunder kúszássebessége ($\sigma = 15\,\mathrm{MPa}$ $T = 500^\circ\mathrm{C}$) az ultrahangos kezelés időtartamának (τ) függvényében; az ultrahang frekvenciája $f = 20\,\mathrm{kHz}$, a rezgés amplitúdója $A = 25\,\mu\mathrm{m}$; a hevítés hőmérséklete és időtartama rendre $T = 500^\circ\mathrm{C}$ és $t = 1\,\text{óra}$; • – kísérlet [Bazelyuk, G. et al., 1970,1971], vonal – a szintézis elmélet eredménye [2,18,25]

1.2 A képlékenységtan és a kúszás elméletei és kritikus elemzése

A kúszás alapelveit és jelenlegi állapotát a következő – korántsem teljes – publikációk listája mutatja be: [Nabarro, F., 1948; Kennedy, A., 1962; Coble, R., 1963; Garofalo, F., 1965; Rabotnov, Yu., 1966; Josef, B., 2003; Betten, J., 2005].

Kúszás – emelt hőmérséklet és mechanikai terhelés együttes hatása. Összefoglalva, a kúszás matematikai modelljeit (pl. egytengelyű húzás esetén) a következő csoportokra oszthatók:

A: $\varepsilon = f(\sigma, T, t)$ **– time-hardening theories** (I.1)

Ide tartozik például az egyik legelterjedtebb Bailey-Norton-féle [Norton, F., 1929; Baily, R., 1935] hatványtörvény: $\varepsilon = A\sigma^n t^m$.

B: $\dot{\varepsilon} = f(\varepsilon, \sigma, T)$ **– strain-hardening theories** (I.2)

Ebben a verzióban Bailey-Norton-féle hatványtörvény: $\dot{\varepsilon} = A^{1/m} m \sigma^{n/m} \varepsilon^{(m-1)/m}$

C: $\dot{\varepsilon} = f(\sigma, T, t)$ **– flow theories** (I.3)

Itt illendő megemlíteni Andrade-féle törvényt $\dot{\varepsilon} = \dfrac{\beta}{3} \dfrac{1}{t^{2/3} + \beta t} + k$ [Andrade, E., 1910], az exponenciális törvényt $\dot{\varepsilon} = A \exp(\sigma/B)$, ill. a hiperbolikus-szinusz-függvényt $\dot{\varepsilon} = A \sinh(\sigma/B)$.

D: $\dot{\varepsilon} = f(\sigma, T, \chi_1, \chi_2, \ldots)$,**– kinetic creep equation.** (I.4)

ahol $d\chi_i = \chi_i' d\varepsilon + \chi_i'' d\sigma + \chi_i''' dT$ [Betten, J., 2005].

E: (általános feszültségállapotra) $\dot{\varepsilon}_{ij} = \dfrac{\partial W}{\partial \sigma_{ij}}$ **– creep potential theory** [Rabotnov, Yu., 1966] (I.5)

A három első felsorolt modellek fő hátrányai:

a) Az (I.1)-(I.3) egyenletek nem időeltolási invariánsok: korrekt eredményeket csak akkor adnak, ha az időt a kúszási deformáció elejétől mérjük.

b) Az (I.1) egyenlet a kísérleti adatoktól jelentős (elvi) eltéréseket mutatja a változó feszültség esetében.

Mind az öt elmélet nem képes

a) a Bauschinger negatív effektus, a kúszás késedelem, ill. reverzív/inverzív kúszás leírására;

b) figyelembe venni a kúszás alakváltozás előtti folyamatokat: előzetes mechanikai-termikus kezelést, ill. előzetes ultrahang-kezelést.

A képlékenységtan a XIX század végétől a mai napig aktívan fejlődik: [Saint-Venant, B. 1870; Hencky, H., 1924; Nádai, A., 1927; Hill, R., 1950; Kaliszky, S., 1975; Asaro, R., 1983; Béda, G., 1986; Khan, S., 1995; Chakrabarty, J., 2000; Lemaitre és Chaboche, 1994].

A **képlékenységtan anyagmodelljeit** két nagy csoportba sorolhatjuk. Az egyikbe az úgynevezett deformációs elmélet modelljei tartoznak. Ezek jellegzetessége, hogy mindig a teljes alakváltozás és feszültségtenzor között teremtenek kapcsolatot egy

$$\sigma_{ij} = F(\sigma_{ij})\varepsilon_{ij} \tag{I.6}$$

feszültségállapot-függő kapcsolati egyenletrendszer segítségével.

A másik – elméleti és gyakorlati szempontból jelentősebb – családot a növekményelmélet modelljei alkotják. Itt a feszültség – alakváltozás közötti kapcsolatot kizárólag a növekményekre lehet felírni, és ezek a növekményi egyenletek általában nem integrálhatók:

$$d\sigma_{ij} = \tilde{F}(\sigma_{ij})d\varepsilon_{ij} \tag{I.7}$$

A kapcsolati függvényt itt is elsősorban a pillanatnyi feszültségállapot határozza meg,

A *deformációs elméletek* egyik leghíresebb képviselője Hencky-Nádai deformációs modell:

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = \frac{3\gamma_0}{2\tau_0}\bar{\sigma}_{ij}, \tag{I.8}$$

ahol $\bar{\varepsilon}_{ij}$ és $\bar{\sigma}_{ij}$ rendre az alakváltozás deviátor és a feszültség deviátor tenzor, γ_0 és τ_0 rendre az alakváltozás- és a feszültség-tenzor második invariánsa. A Henki-Nádai elmélet egyik legjelentősebb általánosítását a Prager-Hodge deformációs elmélet tükrözi [Prager, W. és Hodge, P., 1951]:

$$D_{\bar{\varepsilon}} = A_1 D_{\bar{\sigma}} + A_2\left(D_{\bar{\sigma}}^2 - \frac{2}{9}\tau_0^2 E_0\right), \tag{I.9}$$

ahol $D_{\bar{\varepsilon}}$ és $D_{\bar{\sigma}}$ rendre az alakváltozástenzor és feszültségtenzor mátrixa, E_0 egységmátrix, A_i a γ_0 és τ_0 függvénye.

A deformációs elméletek széleskörű alkalmazása ellenére két komoly hátránnyal rendelkeznek: a) feszültség-deformáció jelenlegi kapcsolat az adott állapothoz vezető terhelési pályától nem függ; b) a Henki-Nádai elmélet csak akkor vezet korrekt eredményekhez, ha a feszültségtenzor komponensei vagy arányosak, vagy kissé eltérnek az arányos terheléstől a Budiansky által meghatározott határokon belül [Budiansky, B., 1959].

A képlékeny folyás elméletek: **A. izotrop keményedési modell:**

$$de_k^S = S_k C(\tau_0)d\tau_0, \quad C(\tau_0) = \frac{1}{2\tau_0}\left(\frac{1}{G_t} - \frac{1}{G}\right), \tag{I.10}$$

ahol e_k^S képlékeny alakváltozásvektor komponensei, S_k feszültség-deviátor-vektor komponensei az ötdimenziós Ilyushin térben, G és G_t rendre a rugalmasság érintő és metsző (secant) modulusa. Az izotrop keményedési modellnek a legnagyobb hátránya az, hogy egyes terhelési pályáknál alkalmazhatatlanná válik, mert ellentmondásban van a Drucker-féle stabilitási posztulátummal [Drucker, D., 1959], [13].

B. kinematikus keményedési modell:

$$de_k^S = \frac{3}{2c_0\sigma_S^2}\left(S_k - c_0 e_k^S\right)\left(S_k - c_0 e_k^S\right)dS_i, \quad c_0 = áll., \tag{I.11}$$

Ennek a modellnek a fent említett Drucker-féle stabilitási posztulátummal való problémája nincsen.
Az izotrop és kinematikus modelleken kívül számos más, általánosabb jellegű folyás elméletet dolgoztak ki: vegyes (kinematikus-izotrop) modell, Handelman-Lin-Prager elmélet, Prager-Hodge elmélet, stb.
Egyik legnagyobb probléma, amellyel kutatók találkoznak a folyás elméletek használatakor az, hogy az elméletek sima keményedési felületet (loading surface) írnak elő. Ez a tény komoly, elvi problémákat von maga után a kísérlet és elmélet közötti viszonyokban. Például, törtvonalú terhelési pályák bizonyos eseteiben, amikor az elemi feszültségnövekmény a második szakaszán derék-, vagy akár tompaszöget zár be az első szakaszával, a képlékeny alakváltozás növekménye tapasztalható [Anin, B. és Zsigalkin, V., 1999]. Ugyanakkor a sima keményedési felületek alkalmazásakor olyan típusú feszültségnövekmények neutrális terhelésnek, vagy leterhelésnek számít, azaz a plasztikus deformáció növekménye egyenlő nullával.
Figyelmet érdemel Sanders-féle folyás elmélet [Sanders, I., 1954], amelyben a keményedési felületet érintőihez belső burkolatfelületként tekintik. Terheléskor a feszültségvektor az érintőket eltolja a végpontján. Ez a koncepció szinguláris (nem sima) keményedési felületekhez vezet.
Fizikai elméletekből a Batdorf-Budiansky csúszási elmélete (slip concept), Assaro-féle modell (crystal plasticity theory) és Chaboche által kidolgozott elmélet kiemelkednek [Budiansky, B., 1949; Asaro, R., 1983; Lemaitre, J. and Chaboche, J., 1994]. A fizikai modellek legfontosabb előnye abban áll, hogy a képlékeny alakváltozás fejlődésének leírása az anyagban reálisan lejátszódó folyamatok figyelembevételén alapszik. Budiansky volt az első, aki a keményedési felületen keletkező szögletes pont koncepcióját dolgozta ki. Ennek köszönhetően számos nem-klasszikus feladatot sikerült megoldania a csúszási elmélet keretében. Ugyanakkor megjegyezendő, hogy proporcionális terheléseknél a csúszási elmélet nem tesz eleget a deviátorok arányosságának. Ez a tény komoly hátránynak tekinthető, de megjegyezendő, hogy Leonov M. akadémikusnak sikerült felszámolnia ezt a problémát [Leonov, M., 1972]. Például, a **IV.** pontban tárgyalt jelenségek a csúszás-koncepció keretében elemezhetők [Osipiuk, W., 1990, 1991]. De ennek az elméletnek mégis még egy „kényelmetlen" oldala van – elég bonyolult matematikai apparátust igényel, ami túl terjedelmes képletekhez vezet.
Még egyszer aláhúzandó, hogy az áttekintett elméletek –a Chaboche elmélet (sima felületet használ) és a Budiansky-Leonov csúszás elmélet kivételével – amelyeknek a listáját még sokáig lehet folytatni, kizárólag plasztikus deformációval foglalkoznak.
Ami az ultrahang okozta effektusokat illeti, kutatók két csoportra osztható: akik kizárólag ultrahangos lágyítással foglalkozok – [Kirchner, H. et al., 1985; Daud, Y. et al., 2007; Siddiq, A. and Tamer El Sayed, 2011; Huang, H. et al. 2009; Siu, K. and Ngan, A., 2011] –, a második csoport fő célja az

ultrahangos keményedése: [Peslo, A., 1984; Cravotto, G. and Cintas, P., 2012; Blagoveshchenskij, V. and Panin, I., 2007].

Elmélet, amely egy konstitutív egyenletrendszer alapján mind a két jelenséget figyelembe venne a szakmai irodalomban nem található, nem szólva az előzetes UK és kúszás közötti viszonyokról.

Összefoglalás. Szélesebb értelemben véve, a képlékeny/kúszás deformációval foglalkozó elméletek tartományában az a tendencia tapasztalható, hogy számos tudományos irányzatokon belül elért óriási eredmény mellett az interdiszciplináris haladás mégis csekély és további fejlesztést igényel.

1.3 Szintézis elmélet alapjai

A klasszikus elméleteknek az előző pontban felsorolt hátrányai és az irreverzibilis alakváltozással foglalkozó elméletekkel szemben álló kihívások figyelembevételével új, szintézis elmélet jött létre. Ennek az elméletnek az alkotói a Lemberg Műszaki Egyetem munkatársai Prof. Ruszinkó Konstantin és Dr. Andruszik Jaroszlav [Andrusik, J. and Rusinko, K., 1993]. A szintézis elmélet első verziója csak a képlékeny alakváltozás modellezésére volt alkalmas.

Alább az általánosított szintézis elmélet, amely a fémek kis képlékeny/kúszás alakváltozás leírásához alkalmazható, alapvető elvei röviden le vannak írva [1,13,14,15,19,22,23].

Terhelés alatti test minden pontját (makroszint) egy elemi térfogatnak $\mathbb{V}$ tartjuk, amely végtelen számú, minden lehetséges orientációjú mikro-térfogatokból (szemcsékből) $\mathbb{V}_0$ tevődik össze. A $\mathbb{V}_0$ elem (mikroszint) egy csúszási rendszerként működik, a képlékeny/kúszás alakváltozás elemi aktusa az, hogy a részei elcsúsznak egymáson. Tegyük fel, hogy a csúszási rendszereken belül kialakuló feszültségállapot egyezik meg a makro-feszültségállapottal. Annak ellenére, hogy minden $\mathbb{V}_0$ azonos feszültségállapot alatt deformálódik, a $\mathbb{V}_0$ rendszeren belüli csúszás mérete erősen függ a csúszási rendszer térbeli orientációjától és a ható feszültség irányától. Makro-deformáció a mikro-csúszások összegeként határozható meg.

A) **Mikroszint.** Irreverzibilis (képlékeny vagy kúszási) alakváltozás modellezése az Ilyushin ötdimenziós feszültség-deviátor térnek ($\mathbf{R}^5$) a háromdimenziós alterében $\mathbf{R}^3$ megy végbe [Ilyushin, A., 1963]. Terhelést az $\mathbf{R}^3$-ban a *feszültség vektor* ad meg:

$$S_1 = \sqrt{3/2}S_{xx}, \quad S_2 = S_{xx}/\sqrt{2} + \sqrt{2}S_{yy}, \quad S_3 = \sqrt{2}S_{xz}, \tag{I.12}$$

ahol S_{ij} $(i = x, y, z)$ a feszültség-deviátor-tezor komponensei. Új folyási felületet használunk, amely az $\mathbf{R}^5$-ben sem a Tresca-féle, sem von-Mises-féle folyási feltételével sem egyezik meg. Ugyanakkor, ennek a felültnek a vetülete az $\mathbf{R}^3$-ban szféra:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 2\tau_T^2, \tag{I.13}$$

ahol τ_T tiszta nyíráshoz tartozó folyás/kúszás-határ a feladattól függően. Az ötdimenziós folyásfelület minden pontjában érintőt húzunk, így a folyásfelületet az érintő síkok belső burkolatfelületének tekinthető. Ezeknek a síkoknak a vetületeik az $\mathbf{R}^3$ térben a következő képet adják: a (I.13) szféra minden pontján áthaladó érintő + vele párhuzamos síkok végtelen halmaza, amelyek folytonosan kitöltik az $\mathbf{R}^3$ teret a szférán kívül (22a. ábra). Egy sík állását a sík normálisa ($\vec{\mathbf{N}}$) és az origó és a sík közötti távolság (H_N) adja meg.

A síkok fizikai értelmezése az, hogy a mindegyik síkhoz meghatározott csúszási rendszer $\mathbb{V}_0$ rendelhető hozzá. Ezen a tényen a képlékeny alakváltozás modellezése alapul. Feszültségvektor $\vec{\mathbf{S}}$ párhuzamosan eltolja végpontján azokat a síkokat, amelyeket elér a terhelés folyamán. A feszültségvektor végpontján való egy sík elmozdulása a megfelelő csúszási rendszeren belüli képlékeny alakváltozást jellemzi. A síkok elhelyezkedését a kezdet, ill. terhelési állapotban a 22. ábra szemlélteti. Ahogy látjuk, a szintézis elmélet keretében, szinguláris keményedési felületek adódnak. Ha a feszültségvektor egy síkot elér

$$H_N = \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{N}}, \qquad H_N = \left(S_1 m_1 + S_2 m_2 + S_3 m_3\right)\cos\lambda, \text{ ha } \vec{\mathbf{S}} \in \mathbf{R}^3 \tag{I.14}$$

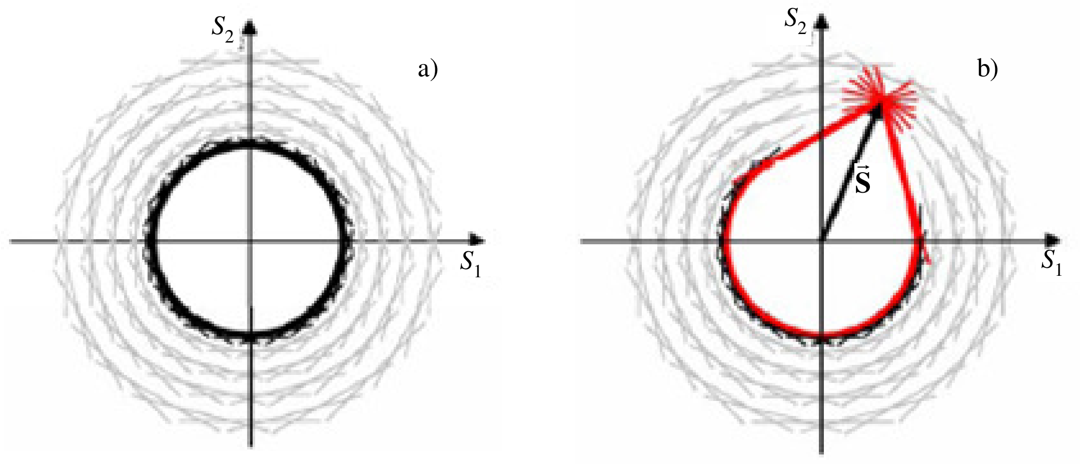
$$m_1 = \cos\alpha\cos\beta, \quad m_2 = \sin\alpha\cos\beta, \quad m_3 = \sin\beta, \tag{I.15}$$

ahol $\vec{\mathbf{m}}\ \left(m_1, m_2, m_3\right)$ egy sík normálisa az $\mathbf{R}^3$-ban, λ pedig az $\vec{\mathbf{N}}$ és $\vec{\mathbf{m}}$ vektorok közötti szög. Teljesen világos, hogy a H_N távolság az anyag keményedésének mértékét szimbolizálja: minél nagyobb a távolság, annál nagyobb feszültégvektor szükséges ahhoz, hogy elérje a síkot és a képlékeny alakváltozást indítsa el (a síknak megfelelő csúszási rendszerben).

Közismert, hogy az irreverzibilis alakváltozás hordozója a kristályrácshibák (diszlokációk, ponthibák, stb.). Plasztikus deformálódáskor, egy csúszás rendszeren belül keletkezett hibák ún. hibaintenzitással (ψ_N) definiálhatók, lineáris vagy 2-odrendű alakban,

$$\psi_N = H_N - I_N - \sqrt{2}\tau_P \tag{I.16a}$$

$$\psi_N = H_N^2 - I_N^2 - 2\tau_P^2. \tag{I.16b}$$



22. ábra A folyásfelület a) és a keményedési felület b)

Megjegyezendő, hogy a fenti képletben a ψ_N csak akkor pozitív, ha $H_N = \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{N}}$, azaz ha egy adott sík a feszültségvektor végpontján helyezkedik el. Az ellenkező esetben ($H_N > \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{N}}$) a ψ_N-t nullává tesszük. A (I.16) egyenletben álló I_N sebesség-integrál:

$$I_N = B\int_0^t \frac{d\vec{\mathbf{S}}}{ds} \cdot \vec{\mathbf{N}} \exp(-p(t-s))ds, \qquad B = B_1 + B_2\Theta, \qquad p = p_1 + p_2\Theta \tag{I.17}$$

ahol $p_i, B_i = const$ ($i = 1,2$), Θ homológ hőmérséklet. Az I_N két funkciót tölt be: a) megszabja a terhelési sebesség hatását a folyási határ értékére, b) meghatározza a primer kúszás kinetikáját. Amikor a sebesség-integrál nullához tart, a szekunder kúszás stádium indul el. Megjegyezendő, hogy a sebesség-integrál csak a magas hőmérsékleteken számottevő értéket vesz fel (pl. szobahőmérsékleten végbemenő képlékeny alakításkor az I_N értéke gyakran elhanyagolható).

Egy csúszási rendszeren belüli alakváltozást un. alakváltozás-intenzitással fejezhető ki (φ_N), amely a hiba-intenzitással és az idővel a következő kapcsolatban van:

$$d\psi_N = r d\varphi_N - K\psi_N dt , \tag{I.18}$$

ahol $r = áll.$ az anyag állandója, K pedig az $\vec{\mathbf{S}}$-hossz és a hőmérséklet függvénye:

$$K = K_1 \exp(K_2\Theta)\left(|\vec{\mathbf{S}}|/\sigma_P\right)^{K_3}, \tag{I.19}$$

ahol σ_P az anyag kúszáshatár az egytengelyű húzásnál, $K_i = const$ ($i = 1,2,3$) anyagállandók. Ahogy látszik a (I.18) kifejezésből, az irreverzibilis alakváltozás során az anyag keményedésnövekménye $d\psi_N$ két párhuzamos, konkurenciás folyamat függvénye: a) az alakváltozás fejlődéséből ($d\varphi_N$-ből) eredő keményedés (a kristályrácshibák szaporodása/kölcsönhatása) és b) az időbeli lágyítás (relaxáció)

($-K\psi_N dt$) (a kristályrácshibák megsemmisülése, diszlokációk mászása, sokszögesedés, dinamikai újrakristályosodás, a diszlokáció feszültségmező és a kristályrács eltorzulásának relaxációja, stb.).

B) **Makroszint.** Makro-deformáció az irreverzibilis alakváltozás vektorral ($\vec{\mathbf{e}}$) fejezhető ki, amelynek a komponensei az alakváltozás-intenzitás integrálásából adódnak:

$$e_k = \frac{1}{r}\int\limits_{\alpha}\int\limits_{\beta}\int\limits_{\lambda} \varphi_N N_k dV\,,\quad dV = \cos\beta d\alpha d\beta d\lambda\,,\quad k = 1,2,3\,. \tag{I.20}$$

Az integrálási határok a $\varphi_N = 0$ feltételből meghatározhatók. Az $\vec{\mathbf{e}}$ vektor komponensei

$$\varepsilon_x = \sqrt{\frac{2}{3}}e_1\,,\quad \varepsilon_y = -\frac{e_1}{\sqrt{6}} + \frac{e_2}{\sqrt{2}}\,,\quad \varepsilon_z = -\frac{e_1}{\sqrt{6}} - \frac{e_2}{\sqrt{2}}\,,\quad \gamma_{xz} = \frac{e_3}{\sqrt{2}} \tag{I.21}$$

összefüggések alapján a képlékeny deformációtenzor komponenseivé (ε_{ij}) konvertálhatok.

A (I.18) képlet speciális esetei:

a) $d\psi_N = 0$, a hibák száma változatlan, azaz az anyag keményedése és lágyítása egyensúlyban van, ami a szekunder kúszásra jellemző. Ebben az esetben állandó alakváltozási intenzitás sebessége adódik:

$$r\dot{\varphi}_N = K\psi_N = \acute{a}ll.\,,\quad \text{vagy}\quad r\varphi_N = K\psi_N t\,. \tag{I.22}$$

Minthogy a szekunder kúszás sebessége nagyon kicsi a $K\psi_N t$ szorzat csak a számottevő terhelési idő mellett (pl. napok, hetek alatt) véges értéket vehet fel.

b) Az előző pont alapján, viszonylag rövid idejű terheléskor a $K\psi_N dt$ elhanyagolható és (I.18) képlet

$$r\varphi_N = \psi_N \tag{I.23}$$

alakban irható fel. Ez az eset a képlékeny alakváltozás és a primer kúszás modellezéséhez tartozik.

c) $d\varphi_N = 0$: a plasztikus alakváltozás utáni részleges, vagy teljes leterhelés. Ebben az esetben a (I.18) képlet a következő alakú:

$$d\psi_N = -K\psi dt \Rightarrow \psi_N = \psi_{N0}\exp(-Kt)\,, \tag{I.24}$$

ahol ψ_{N0} az irreverzibilis alakváltozás során felhalmozódott hibák. A fenti képlet a rácshibák relaxációját írja le: ha egy szobahőmérsékleti képlékeny alakítás után hevítést végeznek, a síktávolságok csökkenését (a keményedés csökkenését) az alábbi összefüggés adja meg

$$H_N^2 = \psi_{N0}\exp(-Kt) + 2\tau_S^2\,. \tag{I.25}$$

Összefoglalva, a szintézis elmélet keretében a képlékeny alakváltozást, kúszást, ill. relaxációs folyamatokat modellező képletek az egyetlen (I.18) konstitutív egyenletből levezethetők.

II. Új tudományos eredmények

1. Tézis: A szintézis elmélet alapján, a különböző kezdeti képlékeny deformációról induló kúszási alakváltozást számítottam ki.

Az eredmények részletezése:

Két próbapálca (**I** és **II**) primer kúszását határoztam meg az 1. ábrán látható igénybevételeknél: OM_1 és OM_2N_2, azaz az M_1, ill. N_2 ponttól kezdve mind a két próbapálca azonos húzó feszültség alatt (σ_1) kúszik, a kezdeti deformációja azonban különböző ($\varepsilon_{\mathbf{II}}^S > \varepsilon_{\mathbf{I}}^S$). Egytengelyű húzásnál, az $\vec{\mathbf{S}}$-vektor egyetlen komponense nullától különbözik: $S_1 = \sqrt{2/3}\sigma_1$.

A (I.15), (I.16a), (I.17) és (I.18) képletek alapján a kúszási alakváltozás intenzitásának növekménye mind a két próbapálcára [1,14,20,21]

$$rd\varphi_N = d\psi_N + K\psi_N dt = \left(dS_1 - dI\right)\Omega + K\left[\left(S_1 - I\right)\Omega - S_P\right]dt, \tag{II.1}$$

ahol $\Omega = \cos\alpha\cos\beta\cos\lambda$, $S_P = \sqrt{2/3}\sigma_P$, $I = BS_1\exp(-pt)$. Annak ellenére, hogy a fenti képletek mind a kettő próbapálcára alkalmas, a $d\varphi_N$ pozitív növekménye különböző t értéktől (t_S) indul

$$\textbf{I}\text{ próbapálca: az iránytól (}\alpha, \beta, \lambda\text{ szögektől) függően } t_{S\mathbf{I}} = 0\text{, vagy } t_{S\mathbf{I}} = t_0 \tag{II.3}$$

$$\textbf{II}\text{ próbapálca: } t_{S\mathbf{II}} = t_z, \tag{II.4}$$

ahol t_0 és t_z rendre a következő két összefüggésből kiszámítható [1,14]:

$$S_P + BS_1\Omega\exp\left(-pt_0\right) = S_1\Omega \Rightarrow t_0\left(\Omega\right) = \frac{1}{p}\ln\frac{BS_1\Omega}{S_1\Omega - S_P}, \tag{II.5}$$

$$S_P + \left[S_2\left(1-B\right)\Omega - S_P\right]\exp\left(-Kt_z\right) + BS_1\exp\left(-pt_z\right)\Omega = S_1\Omega, \tag{II.6}$$

ahol S_2 az M_2 ponthoz tartozó feszültségvektor komponense ($S_2 > S_1$). A fenti két képletből következik, hogy minden irányban $t_z > t_0$.

A kúszási alakváltozás vektornak az egyetlen nem-zérus komponense

$$e_1 = \frac{1}{2r}\int_\alpha \cos\alpha d\alpha \int_\beta \sin 2\beta d\beta \int_\lambda \varphi_N \cos\lambda d\lambda, \quad \varphi_N = \int_{t_S(\Omega)}^{t} d\varphi_N \tag{II.7}$$

ahol $t_S\left(\Omega\right)$ a (II.3), vagy (II.4) képlettel kifejezhető. A fenti képletben:

I próbapálca: $$r\varphi_{NI} = BS_1\left[\exp(-pt_0) - \exp(-pt)\right]\left(1 - \frac{K}{p}\right)\Omega + K\left(S_1\Omega - S_P\right)\left(t - t_{SI}\right)$$

II próbapálca $$r\varphi_{NII} = BS_1\left[\exp(-pt_z) - \exp(-pt)\right]\left(1 - \frac{K}{p}\right)\Omega + K\left(S_1\Omega - S_P\right)\left(t - t_{SII}\right) \qquad \text{(II.8)}$$

A $t_z > t_0$ egyenlőtlenségből és a fenti képletekből következik, hogy a) $\varphi_{NII} < \varphi_{NI}$ minden irányban; b) a szögek tartománya, ahol $d\varphi_N > 0$, a **II** próbapálcára szűkebb, mint az **I**-re. A fizikai nyelven ezek az eredmények azt jelentik, hogy az **II** próbapálca összes csúszásrendszere később kezd részt venni a kúszás alakváltozás fejlődésében és az alakváltozás kisebb, mint az **I** próbapálca esetében. Ennek az oka az, hogy a **II** próbapálca magasabb értékű előzetes plasztikus deformációt szenvedett, amelynek hatására több diszlokáció halmozódik fel az anyagban, amelyek intenzívebb korlátozásra képesek a kuszással szemben az **I** próbapálcához képest.

A (II.7) és (II.8) képlet alapján megszerkesztett $\varepsilon \sim t$ diagramok az **I** és **II** próbapálca számára a 3. ábrán látható.

<u>2. Tézis:</u> Általánosítottam a szintézis elméletet a szekunder kúszássebesség modellezésre, amelyet mechanikai-termikus kezelés (MTK) előz meg. Az MTK paraméterei (a képlékeny alakváltozás, a hevítés hőmérséklete és időtartama) kúszássebességre gyakorolt hatását tárgyaltam.

<u>Az eredmények részletezése:</u>

A szintézis elmélet módosítása az (I.16), (I.17) és (I.19) kifejezést [4-11] érinti. Az (I.6) képlet helyett

$$\psi_{NM} = H_N^2 - I_N^2 - H_{NM}^2 \text{ [2]} \qquad \text{(II.9)}$$

kifejezést használjuk, ahol H_{NM} az előzetes mechanikai-termikus kezelés utáni síktávolságok az $\mathbf{R}^3$ térben, $H_{NM} \geq \sqrt{2}\tau_P$. A H_{NM} mennyiség az anyag keményedését fejezi ki, hiszen, ahogy a fenti egyenletből látszik, minél nagyobb a H_{NM}, annál kisebb a ψ_{NM} értéke. Tehát, az MTK hatására létrehozott diszlokáció-szubstruktúra csökkenti a kristályrács hibák számát, melyek a szekunder kúszás fejlődésért felelősek.

Az anyag állapotát az MTK után a (I.25) képlet adja meg

[2] A (II.9) képletet az $I_N = 0$ feltétellel használandó, amennyiben a szekunder kuszásról, vagy a szobahőmérsékleten lejátszódó képlékeny alakváltozásról van szó.

$$H_{NM}^2 = \psi_{N0}\exp(-K_M t) + 2\tau_P^2 = \left(\left(\vec{\mathbf{S}}_0 \cdot \vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2\tau_S^2\right)\exp(-K_M t) + 2\tau_P^2, \tag{II.10}$$

ahol τ_P a T_1 hőmérsékletre vonatkozó kúszáshatár, ψ_{N0} a képlékeny alakváltozáshoz, e_0^S -hoz tartozó hibaintenzitása; a (I.19) képlettel definiált K funkció helyett most új funkció (K_M) áll:

$$K_M = f\left(H_{\max}, T_1, t_1\right), \tag{II.11}$$

ahol $H_{\max}$ egy adott folyamathoz tartozó maximális síktávolság; T_1 and t_1 rendre a termikus kezelés hőmérséklete és időtartama.

Tekintsük először azt az esetet, amikor az előzetes MTK képlékeny alakváltozása ($e_{k_0}^S$) változó, a T_1 és t_1 pedig állandók. Minthogy az MTK folyamán a $H_{\max} = \left|\vec{\mathbf{S}}_0\right|$, ahol $\vec{\mathbf{S}}_0$ a képlékeny alakváltozást okozó feszültség vektor, a $H_{\max}$ az MTK-hoz tartozó plasztikus deformáció függvénye (monoton növekvő): $H_{\max} = H_{\max}\left(e_{k_0}^S\right)$. A (II.10) képlet alapján meghatározott H_{NM} mennyiség tükrözi az anyag képességét hatásos ellenállást kifejteni a kúszással szemben.

Abban az esetben, amikor a célunk a 6b. ábra modellezése a K_M funkció:

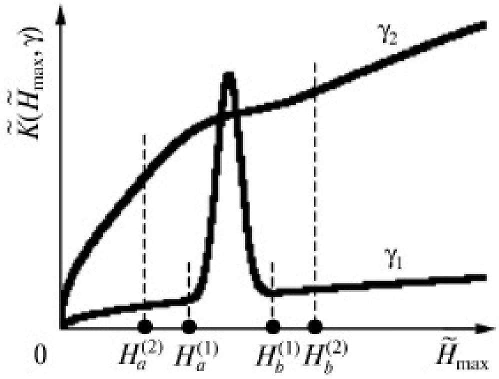
$$K_M = K_1 \exp(K_2\Theta) H_{\max}^{K_3} = K_M\left(e_{k_0}^S\right). \tag{II.12}$$

A fenti kifejezés csak az alacsony rétegződésihiba-energiával (γ) rendelkező anyagokra alkalmas. Különböző γ -ra alkalmas K_M :

$$K_M = K + \frac{H_{\max} - \left|\vec{\mathbf{S}}\right|}{H_{\max}} \tilde{K}\left(\tilde{H}_{\max}, \gamma\right) = K_M\left(\gamma, e_{k_0}^S\right), \tag{II.13}$$

$$\tilde{K}\left(\tilde{H}_{\max}, \gamma\right) = \frac{A}{1 + \gamma/4\Gamma}\left\{\sqrt{\tilde{H}_{\max}} + \exp\left[-\left[\left(\frac{10\gamma}{\Gamma}\right)^3 \tilde{H}_{\max}^2 + C\right]^2\right]\right\}, \quad \tilde{H}_{\max} = \frac{H_{\max} - \sigma_S}{\sigma_S}, \tag{II.14}$$

ahol A és C – anyagjellemző paraméterek, $\Gamma = 1\,J/m^2$ a mértékegységek szinkronizálására szolgáló együttható. A $\tilde{K}\left(\tilde{H}_{\max}, \gamma\right)$ grafikonjai két rétegződésihiba-energia esetben ($\gamma_1 > \gamma_2$) a 23. ábrán látható.



23 ábra $\tilde{K}\left(\tilde{H}_{\max},\gamma\right)$ funkció, $\gamma_1 > \gamma_2$; a γ_2-görbe a (II.12) egyenletből is adódik

Behelyesítve az (I.20) képletbe a (II.10) és (II.13) összefüggéseket, a (I.22) képletet és a $I_N = 0$ egyenlőséget figyelembe véve, az MTK-t követő szekunder kúszás sebességére ($\dot{e}_{k_{MTK}}$) jutunk:

$$\dot{\mathbf{e}}_{MTK} = \iiint\limits_{\alpha\beta\lambda} \dot{\varphi}_{NM}\vec{\mathbf{N}}dV = \frac{K}{r}\iiint\limits_{\alpha\beta\lambda} \psi_{NM}\vec{\mathbf{N}}dV =$$
$$= \frac{K}{r}\iiint\limits_{\alpha\beta\lambda}\left(\left(\vec{\mathbf{S}}\cdot\vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2\tau_P^2 - \left[\left(\vec{\mathbf{S}}_0\cdot\vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2\tau_S^2\right]\exp\left(-K_M t\right)\right)\vec{\mathbf{N}}dV \tag{II.15}$$

ahol $\vec{\mathbf{S}}$ a kúszást előidéző feszültségvektor ($\dot{\vec{\mathbf{S}}} = 0$). A fenti képlet pl. az egytengelyű húzás esetében

$$\dot{e}_{1_{MTK}} = \dot{e}_1 - K\frac{r_0}{r}e_{1_0}^S \exp\left[-K_M\left(e_{1_0}^S\right)\cdot t_1\right], \tag{II.16}$$

ahol $e_{1_0}^S$ az MTK képlékeny nyúlása; $\dot{e}_1$ szokásos, az előzetes MTK nélküli szekunder kúszás sebessége. Az $\dot{e}_1$ és $e_{1_0}^S$ az alábbi összefüggésekkel számíthatók [4-11,18]:

$$e_{1_0}^S = a_0\Phi(b_S), \quad \dot{e}_1 = Ka\Phi(b_P), \quad a_0 = \pi\sigma_S^2/(9r), \quad a = \pi\sigma_P^2/(9r) \tag{II.17}$$

$$\Phi(b) = \frac{1}{b^2}\left(2\sqrt{1-b^2} - 5b^2\sqrt{1-b^2} + 3b^4\ln\frac{1+\sqrt{1-b^2}}{b}\right), \quad b_S = \frac{\sqrt{2/3}\sigma_S}{S_{1_0}}, \quad b_P = \frac{\sqrt{2/3}\sigma_P}{S_1}. \tag{II.18}$$

Az alacsony γ esetében, a (II.16) képlet második tagja először nő az $e_{1_0}^S$ növekedésével (azaz az $\dot{e}_{1_{MTK}}$ csökken), de majd, amikor $\exp\left[-K_M\left(e_{1_0}^S\right)\cdot t_1\right]$ nullához tart, az $\dot{e}_{MTK}$ visszatér az $\dot{e}$-hez (6b. ábra). Magasabb γ értékeire, az $e_{1_0}^S\exp\left[-K_M\left(e_{1_0}^S\right)\cdot t_1\right]$ funkció kétszeres növekedést ad, azaz az $\dot{e}_{MTK}$

kétszeres csökkenést szenved. Pont így a kísérleti $\dot{e}_{1_{MTK}} \sim e_{1_0}^S$ görbék viselkednek a γ alacsony és magas értékével (6. ábra).

Amennyiben az előzetes MTK paraméterek közül az $e_{1_0}^S$ és T_1 változatlanok és csak a hevítési idő t_1 változtatható,

$$K_M = K + \left[1 - h\left(\left|\vec{\mathbf{S}}\right|\right)\right]\left[A_2 - A_1/t\right] \tag{II.19}$$

képlet használandó, ahol A_i ($i = 1,2$) állandók, $h\left(\left|\vec{\mathbf{S}}\right|\right)$ Heavyside lépés funkció ($h(0) = 0$). A terhelésmentes állapotban végbemenő hevítés folyamán, amikor $K = 0$,

$$K_M = A_2 - A_1/t\,. \tag{II.20}$$

Ebben az esetben az (I.24) differenciálegyenlet megoldása

$$\psi_N = \psi_{N0} t^{A_1} \exp(-A_2 t) \tag{II.21}$$

és az MTK miatt kialakult síktávolságok

$$H_{NM}^2 = \psi_{N0} t^{A_1} \exp(-A_2 t) + 2\tau_P^2 = \left(\left(\vec{\mathbf{S}}_0 \cdot \vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2\tau_S^2\right) t^{A_1} \exp(-A_2 t) + 2\tau_P^2\,. \tag{II.22}$$

Az MTK utáni egytengelyű szekunder kuszás sebessége

$$\dot{e}_{1_{MTK}} = \dot{e}_1 - K\frac{r_0}{r} e_{1_0}^S \cdot t^{A_1} \exp(-A_2 t) \tag{II.23}$$

alakban írható fel. A (II.16) képlethez tartozó megfontolásokat megismételve, a fenti képlet második tagja az $\dot{e}_{1_{MTK}} \sim t$ grafikon nem monoton alakját biztosítja, azaz létezik optimális hevítési idő ($\tilde{t}$), amelynél minimális $\dot{e}_{1_{MTK}}$ adódik (7. ábra). Ez a tény teljesen megfelel az experimentális eredményeknek.

Az utolsó eset: az előzetes MTK paraméterei $e_{1_0}^S, t_1 = const$, a hevítési hőmérséklet T_1 változik. A K_M funkció

$$K_M = K + \frac{H_{\max} - \left|\vec{\mathbf{S}}\right|}{H_{\max}} G(T_1)\,,\quad G(T_1) = \frac{C_1}{(T_1 - T_{\min})\exp\left[-C_2(T_1 - T_{\min})\right]}\,,\quad T_1 \geq T_{\min}\,, \tag{II.24}$$

ahol $C_i = áll.$ ($i = 1,2$), $T_{\min}$ a stabil diszlokáció hálózat létrehozásának indításához szükséges minimális hőmérséklet a hevítésnél. A fenti képlet a hevítés- és kúszáskor rendre

$$K_M = G(T_1) \quad \text{és} \quad K_M = K\,. \tag{II.25}$$

Az MTK után, az H_{NM} távolságok a (II.10) képlet alapján számíthatók és:

$$\dot{e}_{1_{MTK}} = \dot{e}_1 - K\frac{r_0}{r} e_{1_0}^S \cdot \exp\left(-kG(T_1)\cdot t_1\right). \qquad \text{(II.26)}$$

A (II.26) és (II.24) elemzése a 8. ábrán látható nem monoton $\dot{e}_{1_{MTK}} \sim T_1$ görbéhez vezet.

Abban az esetben, amikor célunk a primer kuszás modellezése az előzetes MTK függvényében, a primer kúszásért felelős sebesség-integrál (I_N) módosításokat igényel. Ennek megfelelően az (I.17) képletben álló B és p funkció helyett az alábbi funkciókat vezetjük be:

$$\begin{aligned} B_M &= B - B_3\left(H_{\max} - \sqrt{2}\tau_S\right) = B_1 + B_2\Theta - B_3\left(H_{\max} - \sqrt{2}\tau_S\right), \\ p_M &= p + p_3\left(H_{\max} - \sqrt{2}\tau_S\right) = p_1 + p_2\Theta + p_3\left(H_{\max} - \sqrt{2}\tau_S\right), \end{aligned} \qquad \text{(II.27)}$$

ahol az előzetes képlékeny alakváltozásra vonatkozó maximális síktávolság $H_{\max} = \left|\vec{\mathbf{S}}_0\right|$. Mivel a $H_{\max}$ az előzetes képlékeny alakváltozás függvénye, rajta keresztül a B_M és p_M funkciók befolyásolják a sebesség-integrál viselkedését. Minthogy a B_M és p_M funkció rendre a primer kuszás nagyságáért és időtartamáért felelősek a (II.27) képletek segítségével a 9. ábrán láthatók primer kúszás görbék modellezhetők. A B_M funkció csökkenésével, illetve a p_M funkció növekedésével az MTK utáni primer kúszás nagysága és időtartama csökken és a B_M és p_M meghatározott értéknél nullává válik. Ez az eset az MTK optimális képlékeny alakváltozásának felel meg, amikor az MTK utáni kuszás görbén nincs primer szakasz és egyből az állandósult kúszás fejlődik (9. ábra). Az inverzív kúszással, amely az $e_0^S \geq \left(e_0^S\right)_{opt}$ egyenlőtlenségnél tapasztalható, itt nem foglalkozom.

Az (I.17), (I.20), (I.23) és (II.7) képletek alapján:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{e}}_{MTK} &= \int_\alpha\int_\beta\int_\lambda \varphi_{NM}\vec{\mathbf{N}}dV = \\ &= \frac{1}{r}\int_\alpha\int_\beta\int_\lambda \psi_{NM}\vec{\mathbf{N}}dV = \frac{1}{r}\int_\alpha\int_\beta\int_\lambda\left(\left(\vec{\mathbf{S}}\cdot\vec{\mathbf{N}}\right)^2 - I_{NM}^2 - 2\tau_P^2 - \left[\left(\vec{\mathbf{S}}_0\cdot\vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2\tau_S^2\right]\exp\left(-K_M t\right)\right)\vec{\mathbf{N}}dV \end{aligned} \qquad \text{(II.28)}$$

Egytengelyű húzásnál, a (II.28) alatti integrálást elvégezve a következő képleteket kapjuk:

$$e_{1_{MTK}} = a\Phi\left(b(t)\right) - \frac{r_0}{r}e_{1_0}\exp\left(-K_M t_1\right) \qquad \text{(II.29)}$$

$$\Phi(b) = \frac{1}{b^2}\left(2\sqrt{1-b^2} - 5b^2\sqrt{1-b^2} + 3b^4\ln\frac{1+\sqrt{1-b^2}}{b}\right), \quad b(t) = \frac{\sqrt{2/3}\sigma_P}{\left[S_1^2 - \left(I_v(t)\right)^2\right]^{1/2}} \qquad \text{(II.30)}$$

$$I_v = B_M v\int_0^t \exp\left[-p_M\left(t-s\right)\right]ds \qquad \text{(II.31)}$$

ahol v az aktív igénybevétel sebessége; a (II.30) képletben $\sigma_P = \sqrt{3}\tau_P$.

Az analitikus eredményeimet összevetettem a kísérleti adatokkal és kielégítő egyezést tapasztaltam.

3. Tézis: A szintézis elmélet keretében, kidolgoztam egy modellt, amelynek segítségével leírtam:

- ✓ **az ultrahang okozta anyag keményedését és lágyítását**
- ✓ **az előzetes ultrahangkezelés hatását az anyag szekunder kúszására.**

Az eredmények részletezése:

Az ultrahang jelenlétét és az anyag mechanikai tulajdonságaira való hatását új funkció – az ultrahangos kristályrács-hibák intenzitása ψ_{Nu} – bevezetésével modellezhető [16,18,24,25].

$$\psi_{Nu} = U^2 \vec{\mathbf{u}} \cdot \vec{\mathbf{N}}, \qquad \vec{\mathbf{u}} = \frac{\vec{\mathbf{S}}_u}{\left|\vec{\mathbf{S}}_u\right|}, \qquad U = \left[\frac{\left|\vec{\mathbf{S}}_u\right| - \left|\vec{\mathbf{S}}_{u_0}\right|}{V_1}\right]^{V_2} \left\{1 - \exp\left(-\frac{V_3\left|\vec{\mathbf{S}}_u\right|\Theta}{\sigma_S}\tau\right)\right\} \tag{II.32}$$

ahol $\vec{\mathbf{S}}_u$ az ultrahang-feszültség vektor, amelynek a komponenseit (S_{u1}, S_{u2}, S_{u3}) a változó feszültségek amplitúdóik képezik; $\vec{\mathbf{S}}_{u_0}$ az $\vec{\mathbf{S}}_u$-nak az minimális értéke, amelynél az akusztikai energia a kristályrács hibainak fejlődését indíthatja: az $\vec{\mathbf{S}}_{u_0}$ amplitúdója $\approx 0.3 \div 0.5\sigma_S$; τ az ultrahanghatás időtartama, V_i ($i = 1,2,3$) az anyag állandók. Amennyiben $\left|\vec{\mathbf{S}}_u\right| < \left|\vec{\mathbf{S}}_{u_0}\right|$, $U = 0$.

Az ultrahangos kristályrács-hibák intenzitásának figyelembevételével, általánosított összefüggést állítottam fel, ahol statikus terhelés okozta rácshibák (ψ_N) mellett az akusztikus energia révén keletkezett hibák (ψ_{Nu}) szerepelnek:

$$H_N^2 = \psi_N + \frac{2}{3}\sigma_S^2 + F\left(\left|\vec{\mathbf{S}}\right|, U\right) \cdot \psi_{Nu}, \qquad F\left(\left|\vec{\mathbf{S}}\right|, U\right) = \left[1 - 2R\left(\left|\vec{\mathbf{S}}\right| \cdot U\right)\left(\frac{\left|\vec{\mathbf{S}}\right|^2}{2/3\sigma_S^2 - U^2}\right)\right]. \tag{II.33}$$

A fenti képletben R Heaviside funkció $R(0) = 0$, $\vec{\mathbf{S}}$ pedig a statikus feszültségvektor.

Az ultrahang okozta anyagkeményedést, amikor $\vec{\mathbf{S}} = 0 \Rightarrow \psi_N = 0$, a

$$H_N^2 = \frac{2}{3}\sigma_S^2 + \psi_{Nu} \tag{II.34}$$

összefüggés fejezi ki. Longitudinális rezgések estében ($\vec{\mathbf{S}}_u\left(\sqrt{2/3}\sigma_m, 0, 0\right)$, ahol σ_m a húzás-kompresszió feszültség amplitúdója) az anyag folyáshatár növekedése:

$$\left(\sigma_S^u\right)^2 = \sigma_S^2 + \frac{3}{2}U^2, \qquad U = \left(\frac{\sqrt{2/3}\left(\sigma_m - \sigma_{m_0}\right)}{V_1}\right)^{V_2} \left[1 - \exp\left[-\frac{V_3\sqrt{2/3}\sigma_m\Theta}{\sigma_S}\tau\right]\right]. \tag{II.35}$$

A fenti képletből látjuk, hogy a keményedés időbeli viselkedést az $\exp\left[-\frac{V_3\sqrt{2/3}\sigma_m\Theta}{\sigma_S}\tau\right]$ tag szabja meg, amely bizonyos időtől kezdve (τ^*-tól) nullához tart és az U funkció állandóságát eredményezi, ami a kísérleti eredményeknek felel meg.

Statikus és vibrációs együttes hatás esetében, a rezgés által keltett energia az alábbi eredményeket vonja maga után: a) a plasztikus deformáció kisebb feszültségértékről indul a statikusterheléshez képest; b) a szakító diagram lefutása laposabb a statikus $\sigma \sim \varepsilon$ diagramnál.

A fenti tények analitikai kifejezését az egytengelyű húzás ($S_1 = \sqrt{2/3}\sigma_x$) + longitudinális rezgés terhelés ($S_{1u} = \sqrt{2/3}\sigma_m$) esetében a (II.32), (II.33), (I.20) és (I.23) képletekből nyerjük [2,3,16,18]:

$$\sigma_{Su}^2 = \sigma_S^2 - \frac{3}{2}U^2. \tag{II.36}$$

$$e_{1u} = a\Phi(b_u), \quad b_u = \frac{\sqrt{2/3}\sigma_S}{\sqrt{S_1^2 + U^2\left[\frac{2\sigma^2}{\sigma_S^2 - 3/2U^2} - 1\right]}} \tag{II.37}$$

ahol σ_{Su} az a feszültség, amely plasztikus deformációt indít a statikus+vibrációs terhelés alatt; a Φ funkciót a (II.18) kifejezés határozza meg. A (II.18) és (II.37) képletekből eredő $b_u < b_S$ egyenlőtlenség, a Φ funkció csökkenő jellegének figyelembevételével [13], az $e_{1u} > e_1$ eredményhez jutunk. Ebből a tényből az következik, hogy $\sigma \sim \varepsilon$ diagram az ultrahang jelenlétével laposabb, mint csak a statikus igénybevétel esetében és ez a tendencia az ultrahangfeszültség intenzitásával fokozódik.

Különleges fontosságú az a tény, hogy mint az ultrahangos keményedést, mind az ultrahangos lágyítást modellező képletek, (II.35-II.37), az egyetlen összefüggés-rendszerből (II.32 és II.33) levezethetők.

Az előzetese ultrahangkezelésének (UK) hatása a kuszás sebességre ugyanazon az elven alapszik, mint az előzetes MTK elemzésénél: az anyag kúszáshatárát az ultrahang+hevítés okozta keményedést kifejező mennyiséggel helyettesítendő, azaz az (I.16) egyenlet helyett [2,18,24,25]

$$\psi_{NU} = H_N^2 - I_N^2 - H_{NU}^2 \tag{II.38}$$

összefüggést használom, ahol a H_{NU} a síkok távolsága – az anyag keményedési mértéke – az UK után:

$$[H_{NU}]^2 = 2/3\sigma_P^2 + \psi_{Nu} \cdot \exp[-K_U \cdot t_1], \tag{II.39}$$

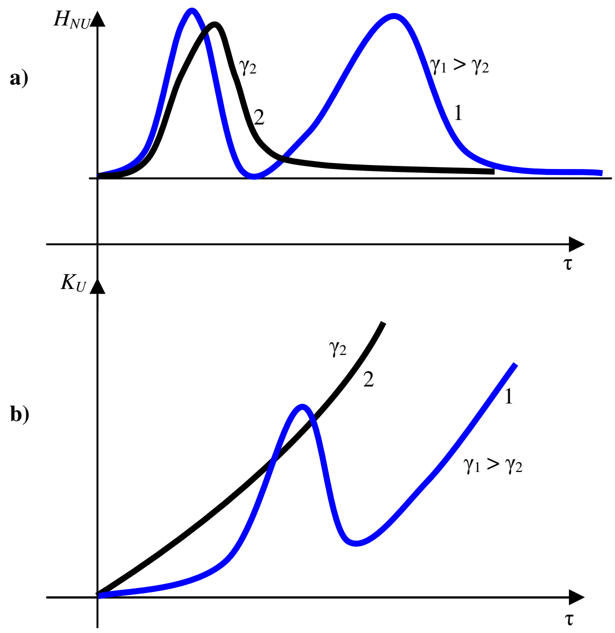
ahol $\psi_{Nu} = \psi_{Nu}(\tau)$ a (II.32) képlettel definiált az ultrahangmezőben keletkezett rácshibák intenzitása; $t_1 = áll$ – hevítés-idő. A (II.39) egyenletből látszik, hogy a H_{NU} viselkedése direkt módon befolyásolja az UK utáni kúszásnak a sebességét ($\dot{\mathbf{e}}_{UK}$):

$$\dot{\mathbf{e}}_{UK} = \int\limits_{\alpha}\int\limits_{\beta}\int\limits_{\lambda} \dot{\varphi}_{NU} \vec{\mathbf{N}} dV = \\ = \frac{K}{r}\int\limits_{\alpha}\int\limits_{\beta}\int\limits_{\lambda} \psi_{NU} \vec{\mathbf{N}} dV = \frac{K}{r}\int\limits_{\alpha}\int\limits_{\beta}\int\limits_{\lambda}\left(\left(\vec{\mathbf{S}}\cdot\vec{\mathbf{N}}\right)^2 - 2/3\sigma_P^2 - \psi_{Nu}\cdot\exp\left[-K_U \cdot t_1\right]\right)\vec{\mathbf{N}} dV \tag{II.40}$$

A fenti képletben álló $K_U = K_U(\tau, \gamma)$ funkció:

$$K_U = A_1 \cdot f_1 + A_2 \cdot \exp\left[-(f_2)^{A_3}\right], \\ f_1 = \left(\frac{dU}{d\tau}\right)^{-1}, \quad f_2 = A_4 \cdot \frac{H_{\max} - \sigma_S}{\sigma_S} + A_5, \tag{II.41}$$

ahol $A_i = áll.$; $H_{\max} = \max\limits_{\alpha,\beta,\lambda}\{H_N\}$ a síkok maximális távolsága az UK után és a H_N a (II.33) képlettel kifejezhető. Minthogy $H_{\max} = H_{\max}(\tau)$, a K_U funkció az előzetes ultrahang hatásidőtartamának (τ) függvénye és azért vezérli a $H_{NU}(\tau)$ funkció alakját és, tehát, a (II.40) képlettel meghatározott az UK utáni kúszássebességet. A (II.41) képletben, $A_2 > 0$ és $A_2 = 0$ rendre magas (20. ábra) és alacsony (21. ábra) γ-értékű anyagok esetében kell használni.



25. *ábra* Az anyag keményedése H_{NU} és a K_U funkció az UK időtartama függvényében különböző rétegződésihiba-energia esetében [2,25]

A (II.40) alatti integrálást elvégezve az UK utáni szekunder kúszássebességet ($\dot{e}_{1_{UK}}$) kapjuk meg:

$$\dot{e}_{1_{UK}} = a\Phi(b_{UK}), \tag{II.42}$$

$$b_{UK}(\tau) = \frac{\sqrt{2/3}\sigma_P}{\sqrt{S_1 - [U(\tau)]^2 \exp(-K_U(\tau)\cdot t_1)}}. \tag{II.43}$$

A fenti képletben álló $U^2 \exp(-K_U\, t_1)$ tag a $\dot{e}_{1_{UK}} = \dot{e}_{1_{UK}}(\tau)$ görbe nem monotonos jellegét (egy vagy kettő minimummal) biztosítja.

<u>4. Tézis:</u> A mechanikai-termikus kezelés modellezését általánosítottam a többszörös mechanikai-termikus kezelés esetére, amikor az előzetes képlékeny alakváltozás kéttengelyű feszültségállapotban fejlődik, a rákövetkező kúszás pedig egytengelyű.

<u>Az eredmények részletezése:</u>

A képlékeny alakváltozás az egyenfeszültségű tárcsa forgatásából adódik. A többszörös MTK procedúrája a tárcsa-forgás + hevítés megismétléséből tevődik össze [12,18].

A feladat teljesítése a következő két lépésen alapszik.

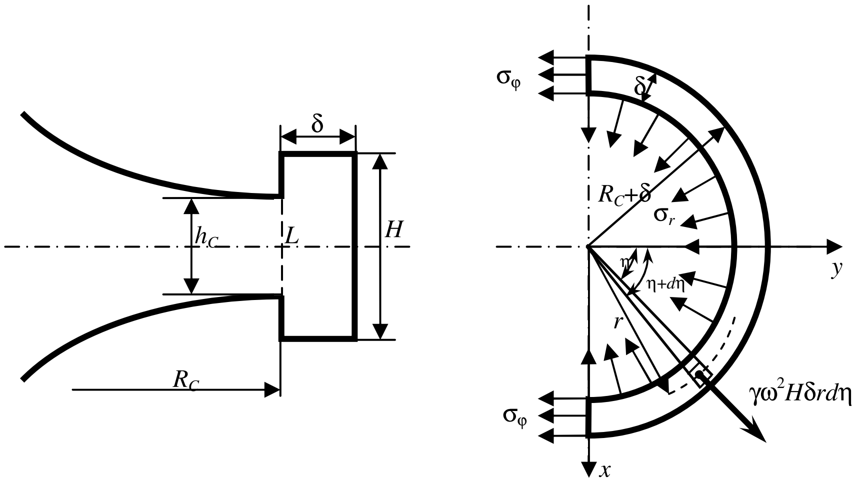
A) Kidolgoztam egy módszert, amely alapján kiszámítható a feszültség és a fordulatszám közötti kapcsolatot az egyenfeszültségű tárcsa ($\sigma_r(r,\varphi) = \sigma_\varphi(r,\varphi) \equiv \sigma_C$) forgásakor. A polárkoordinátás alakban felírt tárcsa egyensúlyegyenlete (körszimmetrikus eset),

$$r\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{r}{h}\frac{dh}{dr}\sigma_r + \sigma_r - \sigma_\varphi + \gamma\omega^2 r^2 = 0, \quad r \in [0, R_C] \tag{II.44}$$

ahol γ a tárcsa fajsúlya, a tárcsa profilja $h = h(r)$:

$$h = h_0 \exp\left[-\frac{\gamma\omega^2 r^2}{2\sigma_C}\right], \quad r \in [0, R_C] \tag{II.45}$$

ahol R_C a tárcsa középrész és a tárcsaabroncs közötti határa (lásd a 26. ábrát).



26. ábra A tárcsa középrésze és abroncsa között felébredő feszültségek

Az R_C sugár mentén (L- hengerpalást felületen) gondolatban kettévágjuk a tárcsát és majd az elvágott tárcsaabroncsot, amelyet szabad peremű gyűrűnek tartunk, átmérőjén kettévágjuk. A metszéssel kapott felületen az 26. ábrán látható feszültségek ébrednek. A tárcsaabroncs egyensúlyegyenletéből és a tárcsa radiális elmozdulásainak folytonosságából az alábbi egyenleteket nyerjük

$$\sigma_C = -\frac{\gamma\omega^2 R_C\left(R_C+\delta\right)}{1+\dfrac{h_C R_C}{H\delta}} \quad \text{és} \quad \sigma_{C_2} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \cdot \sigma_{C_1} \tag{II.46}$$

ahol σ_{C_1} és σ_{C_2} rendre a ω_1 és ω_2 tárcsa szögsebességének megfelelő feszültségek.

B) A tárcsából kivágott próbapálcák egytengelyű kúszássebességét számítottam ki azokra az esetekre, amikor a tárcsa háromszoros (R-tárcsa), ill. egyszeres (S-tárcsa) MTK-t szenvedett, valamint amikor az MTK-t nem alkalmazták (U-tárcsa).

A (II.46) képlet birtokában, ismerjük a tárcsából kivágott lapos próbapálcák feszültségállapotát, amely az összes próbapálca mentén állandó: $\sigma_r = \sigma_\varphi = \sigma_C(\omega)$. Az (I.12) képlet alapján a σ_r és σ_φ feszültségkomponensek szabják meg az $\vec{\mathbf{S}}$ feszültségvektor irányát és nagyságát az Ilyushin háromdimenziós feszültség-deviátor-térben $\mathbf{R}^3$ és az általa előidézett képlékeny alakváltozás – képletek (I.14), (I.16b), ahol $I_N = 0$, (I.20) és (I.23). Az MTK második procedúra – hőkezelés– során a síktávolságok a (II.10) és (II.12) képleten keresztül kiszámíthatók. A többszörös MTK-t követő szekunder kúszássebességet a (II.15) képlet határozza meg. Abban az esetben, amikor az MTK- és a kúszásnál uralkodó feszültségállapotok állapotok eltérnek egymástól, a (II.9) képletet még egy funkcióval (F_i) ki kell egészítenünk:

$$\psi_{NM} = H_N^2 - H_{NM_i}^2 - F_i^2, \qquad \text{(II.47)}$$

ahol $H_N(t) = \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{N}} = \acute{a}ll.$ – síktávolságok a szekunder kuszás alakváltozás folyamán, H_{NM_i} az MTK *i*-edik fokozata utáni síktávolság; azaz az anyag keményedése ($H_{NM_0} = \sqrt{2/3}\sigma_P$). A minden fokozatra vonatkozó H_{NM_i} lényege ugyanolyan, mint az egyszeres MTK esetében: a képlékeny alakváltozás kristályrács-hibái a hőkezelés hatására stabil konfigurációkat képeznek, amelyek jelentős ellenállást fejtenek ki az MTK utáni kuszással szemben. Az H_{NM_i} kiszámításának technológiáját a [12] cikkben található.

A (II.47) összefüggésben szereplő F funkció csúszásrendszerek közötti kölcsönhatást vesz figyelembe, azaz hogyan befolyásolja egy csúszásrendszeren belüli képlékeny alakváltozás egy másik rendszer plasztikus deformációjának fejlődését. Ez a jelenség mind a képlékeny-, mind a kúszás alakváltozásra érvényes. Az F funkció bevezetése azért szükséges, mert a szintézis elmélet klasszikus verziójában a csúszásrendszerek kölcsönhatását figyelmünk kívül hagyják, míg a tárcsa képlékeny/kuszás alakváltozásnál ez a jelenség evidens: kéttengelyű feszültségi állapotú képlékeny deformáció az MTK folyamán jelentős hatást gyakorol az egytengelyű kuszásra.

Az F funkciót

$$dF_i = \kappa d\left[\left(\vec{\mathbf{S}}_i \cdot \vec{\mathbf{N}}\right)^2\right] \qquad \text{(II.48)}$$

differenciálegyenlet definiálja, ahol $\vec{\mathbf{S}}_i$ az MTK *i*-edik fokozathoz tartozó feszültségvektor, $\kappa = \acute{a}ll.$ Azzal a feltevéssel élünk, hogy $dF_i > 0$, ha legalább egy csúszásrendszeren képlékeny alakváltozás fejlődik – $d\varphi_{Ni} > 0$. Tehát az F funkció bevezetése a szintézis elmélet általánosítását jelenti azokra az esetekre, amikor különböző csúszásrendszereken (szemcsékben) fejlődő plasztikus deformációk befolyásolják egymást.

A szintézis elmélet keretében kapott eredmények és a kísérleti adatok közötti különbség minimális. Így az analitikai eredmények, azaz a szekunder kúszássebesség az U- és R-tárcsa számára $\dot{\varepsilon}_U = 1.35 \cdot 10^{-3}$ %/h és $\dot{\varepsilon}_R = 1.55 \cdot 10^{-4}$ %/h, míg a kísérleti adatok: $\dot{\varepsilon}_U = 1.34 \cdot 10^{-3}$ %/h és $\dot{\varepsilon}_R = 1.6 \cdot 10^{-4}$ %/h.

<u>5. Tézis:</u> A változó feszültség alatti kúszást részletes elemzés alá vettem: felállítottam egy, a *negatív Bauschinger effektus* megjelenését definiáló egyenletet; kiszámítottam a *reverzív kúszás* és a *kúszáskésedelem* időtartamát; kidolgoztam az *inverzív kúszást* meghatározó összefüggéseket. A számításokat a keményedési felület részletes elemzésével támasztottam alá.

<u>Az eredmények részletezése:</u>

A felsorolt pontok modellezésére a (I.16a) képletet az alábbi összefüggéssel kiegészítettem [15,17]:

$$H_{-N} = S_P + \psi_{-N} + I_{-N}\,, \tag{II.49}$$

ahol $S_P = \sqrt{2}\tau_P$; index $-N$ ahhoz a síkhoz tartozik, amelynek a normálisa tompaszöget zár be az $\vec{\mathbf{S}}$ vektorral (27. ábra), azaz minden síkhoz az ellenkező irányú normálisával rendelkező sík rendelhető hozzá. A H_{-N} síktávolság egy aktuális terhelésnek megfelelő ellenkező irányú keményedési mérték. Az I_{-N} sebesség-integrálra

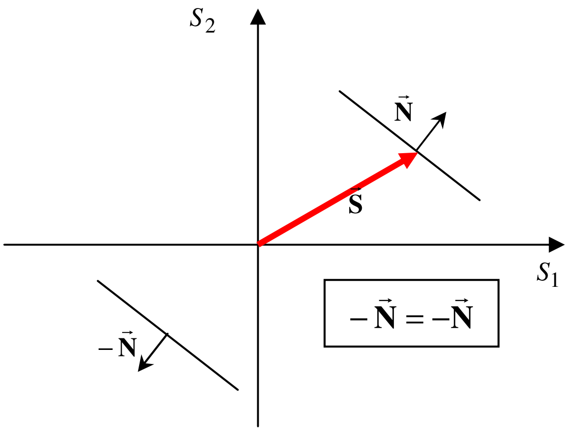
$$I_{-N} = B\int_0^t \frac{d\vec{\mathbf{S}}}{ds}\cdot\left(-\vec{\mathbf{N}}\right)\exp[-p(t-s)]ds = -B\int_0^t \frac{d\vec{\mathbf{S}}}{ds}\cdot\vec{\mathbf{N}}\exp[-p(t-s)]ds = -I_N\,. \tag{II.50}$$

összefüggés felírható. Továbbá, adjuk meg az I_N és I_{-N} közötti kapcsolatot

$$\begin{aligned}&\text{Ha } I_N > 0\text{, akkor } I_{-N} = 0;\\ &\text{ha } I_{-N} > 0\text{, akkor } I_N = 0.\end{aligned} \tag{II.51}$$

A ψ_{-N} és ψ_N az alábbi képlet szerint viszonyulnak egymáshoz

$$\psi_{-N} = -\psi_N\,. \tag{II.52}$$



27. ábra az $\vec{\mathbf{N}}$ és $-\vec{\mathbf{N}}$ normális értelmezése

A (II.49)-(II.52) képleteknek megfelelően a $t = t_c$ időpontban (**2** pont a 11. ábrán):

$$S_S^- = 2S_P - S_1(1-B)\exp(-pt_c), \qquad \text{(II.53)}$$

ahol S_S^- a keményedési felület és az S_1-tengely metszéspontjának koordináta, a terhelési ponttal szemben (29c. ábra). A fenti képletből következik, hogy az S_S^- értéke a képlékeny és kúszási alakváltozások paramétereinek (az S_1 és t_c) függvénye. A (II.53) szerint az S_1 és t_c meghatározott értékein az S_{-S} negatívvá válhat, ami a negatív Bauschinger effektus megnyilvánulását jeleni: egy húzó feszültségről való leterheléskor a képlékeny nyomó-deformáció <u>pozitív</u> feszültség hatására indul $(S_{-S} > 0)$.

A $\left|\Delta\vec{\mathbf{S}}\right|$ értékű részleterhelés hatására (2-3 szakasz a 11. ábrán) a $\Delta\vec{\mathbf{S}} < 0$ vektornövekmény a negatív normálissal bíró síkokat tolja el, ami a próbapálca képlékeny rövidülését jellemzi. Ennek az esetnek megfelelő keményedési felületet a 29d. ábra szemlélteti. A $\Delta\varepsilon^S$ csökkenés követően az állandó $\vec{\mathbf{S}} + \Delta\vec{\mathbf{S}}$ vektor hatására negatív előjelű kuszás (reverzív kúszás) fejlődik (3-4 szakasz a 11. ábrán), amelynek a 30a. ábrán látható keményedési felület felel meg. Ezen kúszás időtartamát (t_r) a

$$t_r = \frac{1}{p}\ln\frac{B(p-K)(\Delta S - S_1\exp(-pt_c))}{K(S_1 - \Delta S + S_P)} \qquad \text{(II.54)}$$

képlet határozza meg [17]. Ahogy látjuk a fenti képletből, a t_r értékét összes megelőző folyamat paraméterei (S_1, $\Delta\sigma$, t_c) szabják meg. A $t_r \sim t_c$ és $t_r \sim \Delta\sigma$ analitikus és kísérleti görbék a 28. ábrán láthatók. A funkciók növekvő jellege úgy értelmezhető, hogy az előzetes kúszás deformáció és a feszültség csökkenés miatt a testbe bevitt energia a reverzív kuszást segíti elő.

A $t_r \le t \le t_r + t_d$ időtartomány alatt a kúszás alakváltozás fejlődése szűnik meg (ún. kúszás-késedelemről beszélünk), amelynek a kezdete és vége a 30b és 30c ábrán látható. A síkok elmozdulását a sebesség-integrál vezérli, de ezek nem a feszültségvektor végpontján mozognak, azaz az irreverzibilis (maradó) deformáció fejlődése nincs jelen. A kúszás-késedelem időtartamát

$$t_d = \frac{1}{K}\ln\frac{p(S_p - \Delta S + S_1)}{(p-K)(S_1 - \Delta S - S_P)} \qquad \text{(II.55)}$$

összefüggés határozza meg [17]. Megint látjuk, hogy a t_d az előzetes műveletek függvénye.

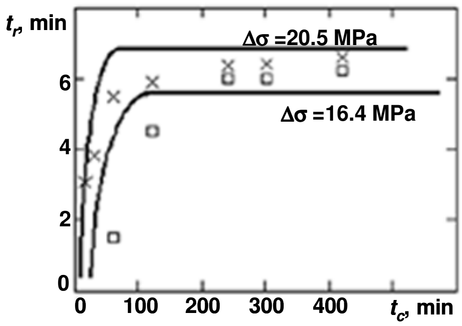
A kúszás késedelem után ($t > t_c + t_r + t_d$), pozitív irányú kúszás indul (a megfelelő keményedési felület a 30d. ábrán láthat), amelynek az értéke az alábbi képletek szerint meghatározható [17]:

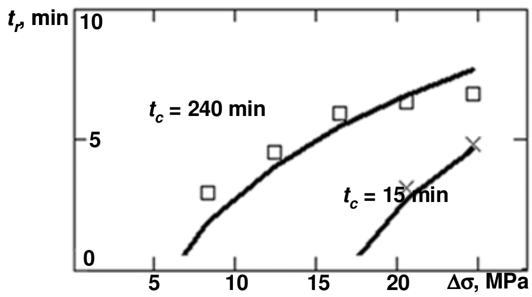
$$\dot{e}_1^i = \frac{K}{r}\int\int_{\Omega^t}\int {}^{\cdot}{}_N \cos\alpha\cos^2\beta\cos\lambda\, d\alpha d\beta d\lambda = a_1\Phi\left(a,\Omega^t\right), \quad a_1 = \frac{\sqrt{2}\pi K\sigma_p}{3\sqrt{3}r} = const\,,$$

$$\Phi\left(a,\Omega^t\right) = \frac{\arccos\left(\Omega^t\right)}{a} - \left(3 - \frac{\Omega^t}{a}\right)\sqrt{1-\left(\Omega^t\right)^2} + \left(3 - \frac{2\Omega^t}{a}\right)\left(\Omega^t\right)^2 \ln\frac{1+\sqrt{1-\left(\Omega^t\right)^2}}{\Omega^t}, \; a = \frac{\sigma_P}{\sigma_1 - \Delta\sigma}, \qquad \text{(II.56)}$$

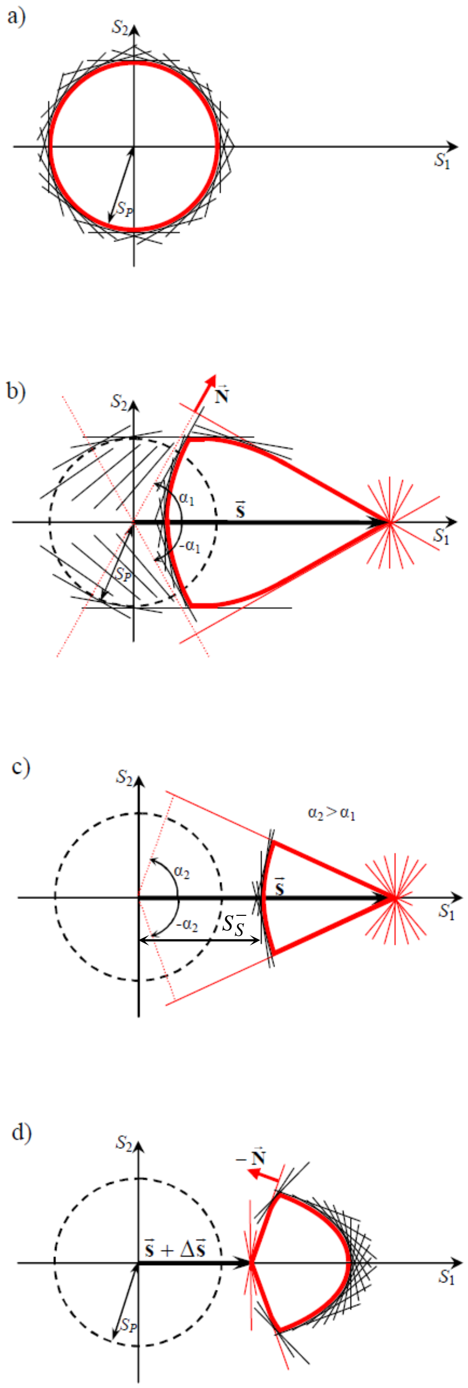
$$\frac{(p-K)\left(\dfrac{S_1-\Delta S}{S_P}\Omega^t - 1\right)}{p\exp\left[K\left(t_c + t_r^{\Omega}\right)\right]\left(1 + \dfrac{S_1-\Delta S}{S_P}\Omega^t\right)} = \exp(-Kt)$$

A fenti képlet elemzéséből látszik, hogy az $\dot{e}_1^i$ sebessége növekszik az idő függvényében – inverzív jellegű kúszás –, és a jobb oldalon álló $\exp(-Kt)$ nullához való tartása az állandósult kúszás bekövetkezését jelenti.

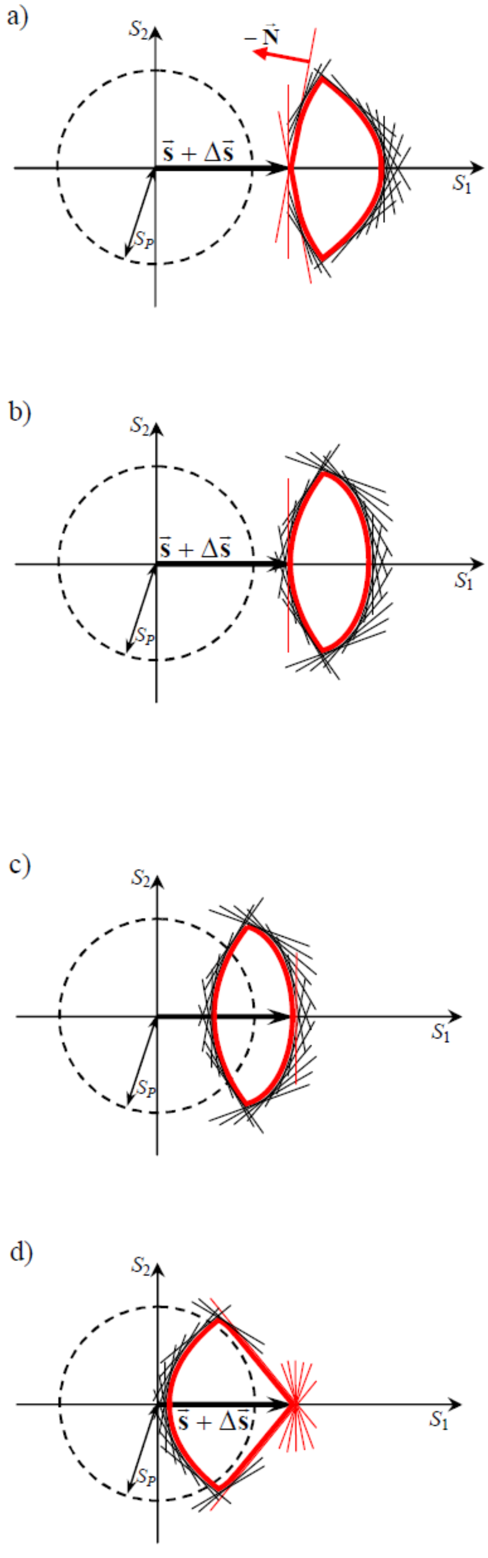




28. ábra Reverziv kúszás időtartalma (t_r) az előző kúszás időtratamának és a feszültség negatív növekményének $\Delta\sigma$ függvényében: anyag – aluminum ötvözet PA4 (összetétel 0.7-1.2% Mg, 0.6-1.0% Mn, 0.7-1.2%Si, 0.5%Fe,); □ és x – kísérlet, vonalalk [Osipiuk, V., 1991] – analitikai adatok [15,17]



29. ábra A folyás- és keményedési felületek a 11. ábrán látható terhelés szerint: a) kezdet állapot; b) 1 pont; c) 2 pont; d) 3 pont. [17]



30. ábra A keményedési felületek a 11. ábrán látható terhelés szerint: a) 3-4 szakaszon belül; b) 4 pont; c) 5 pont; d) 5-6 szakasz. [17]

III. A kutatás és a bemutatott eredmények hatása, visszhangja

A szintézis elmélet nagy visszhangot váltott ki (összesen 28 hivatkozás, amelyből 18 hivatkozást kapott külföldi közleményekben külföldi szerzőktől) a szakmai közönségben mind a képlékeny/kuszás alakváltozás tartományában, mind a vele rokon tudományágakban.

Így a szintézis elmélet egyik központi fogalmát – a keményedési felületen keletkező szögpont a terhelés folyamán –széleskörű experimentális ellenőrzéseknek vetették alá lengyel kutatók – [Osipiuk, W. és Łukaszewicz, K., 2010].

A szintézis elméletre hivatkozva a lengyel kutatók egy másik csoportja a törésmechanika problémákkal foglalkozik a hadi repüléstechnika tartományában (a repülőgép törzsének, ill. a helikopter lapátjainak repedés keletkezése). Ide tartoznak még az azerbajdzsán kutatók eredményei, akik a fémalakító berendezésének törési feladataira koncentrálnak [Mirsalimov, V. és Veliyev, F., 2013]. A képlékenységtan és a törésmechanika közötti rokonosság abban rejlik, hogy egy repedésfejlődés a képlékeny alakváltozást igényel a repedéscsúcs környékén.

Malinin és Lichatchev a szintézis elmélet kétszintű voltát felhasználta az irreverzibilis deformáció és repedés fejlődésének modellezésekor [Malinin, V., 2011; Malinin, V. és Lichatchev, V., 1993]. Továbbá, a szintézis elmélet eredményei hasznosnak bizonyultak az ukrán tudományos iskola egyik vezető alakjának – Prof. Koval'chuk – munkaságában, ahol az alternáló hőmérséklet mezőben lejátszódó sík alakváltozásról van szó [Koval'chuk, B. és Jurchenko, M., 2011].

Az anyag deformációs tulajdonságai és az előzetes mechanikai-termikus kezelés közötti elemzésem nyomán további kutatások indultak meg ezen a területen: pl. a kezelés hatása az anyag fázis transzformációkra [Zaitseva, L. és Koval'chuk, B., 2011].

Az ultrahangos lágyítás területében kapott eredményeim a jelenség további kutatását inspirálták az amerikai és kínai kutatók körében [Yao, Zh. et al., 2012]. Ők az ún. maradó ultrahangos keményedésre koncentráltak – ahogyan egy anyag deformálódik amikor a statikus+ultrahangos együttes hatás után az ultrahang-hatást megszüntetik.

Az ultrahangra irányuló kutatásaim hivatkozásokat kaptak azoktól a kutatóktól, akik az ultrahang termodinamikai, technológiai és kémiai aspektusával foglalkoznak. Így az eredményeimet elméleti alapnak tartják

a) olasz és spanyol kutatók, akik az ultrahang okozta mechanikai-kémiai effektusokat tanulmányozzák: [Cravotto, G. és Cintás, P., 2012];

b) kínai tudósak, akik az ultrahanggal párosuló diszlokációrendszer keletkezésével és fejlődésével foglalkoznak: [Siu, K. és Ngan, A., 2011];

c) a Sheffield egyetem munkatársai [Siddiq, A. és Ghassemieh, E., 2008], akiknek a munkássága az ultrahangos hegesztés termodinamikai elemzése.

d) A King Abdullah Műszaki Egyetem (Száudi Arabia) kutatói [Siddiq, A. és Tamer El Sayed, 2011], akik az ultrahang alkalmazásával foglalkoznak a képlékeny alakító technológia tartományában (húzás, sajtolás, mélyhúzás).

Fiatal kutatók aktívan érdeklődnek a szintézis elmélet iránt. Így román doktorandusz Luminita Floca a szintézis elméletre hivatkozik doktori disszertációja keretében, ahol a henger alakú próbapálcák képlékeny alakváltozását elemzi [Floca, L., 2011]. Ugyanabban a statusban lévő német fiatal kutató U. Geißler használja az ultrahang területében elért eredményeimet [Geißler, U., 2008]. Nélkülözhetetlennek tartja a turbinatárcsa szilárdsági elemzéseimet az Óbudai Egyetem munkatársa, Fenyvesi Dániel [Fenyvesi D., 2010].

Annak ellenére, hogy a szintézis elmélet viszonylag fiatal modellje az irreverzibilis deformáció leírásának, gyorsan nő a geográfiája és a követőinek száma. A Lembergi Egyetem több kutatója PhD tudományos fokozatot nyert el a szintézis elmélet használatával: Ja. Andruszik, Ju. Szluszarchuk, I. Holiboroda, P. Pavlenko, E. Ruszinkó, stb. Az utóbbi időben J. Polyiansky (Bydgoszcz Egyetem, Lengyelország), A. Shandrivskij (Egyesült Arab Emirátusok), valamint V. Lichachev és V. Malinin (Oroszország) használják aktívan a szintézis elméletet.

IV. Irodalmi hivatkozások listája

[Andrade, E., 1910]: The viscous flow in metals and allied phenomena, *Proc. R. Soc. London* **A84**: 1-12.

[Andrusik, J. and Rusinko, K., 1993]: Plastic strain of work-hardening materials under loading in three-dimensional subspace of five-dimensional stress-deviator space, (in Russian). *Proceedings of Russian Academy of Sciences, Mekhanika Tverdogo Tela,* **2**: 92-101. (in Russian)

[Annin, B., Zsigalkin, V.. 1999]: *Materials Behavior at Complex Loading*, Novosibirsk. (in Russian)

[Asaro, R.J., 1983]: Crystal plasticity. *J. Appl. Mech*., **50**: 921.

[Bailey, R.W., 1935]: The utilization of creep test data in engineering design. *Proc. I. Mech. E 131*, pp. 209-284.

[Batdorf, S. and Budiansky, B. 1949]: Mathematical theory of plasticity based on the concept of slip, *NACA, Tech. note*, 871

[Bazelyuk, G., Kozyrskij, G., Petrunin, G., Polotskii, I., 1970]: Influence of preliminary ultrasonic irradiation on the high-temperature creep and microhardness of copper, *Fiz. Metal. Metalloved.,* **29**: 508–511. (in Russian)

[Bazelyuk, G., Kozyrskij, G., Petrunin, G., Polotskii, I. 1971]: Influence of preliminary ultrasonic irradiation and mechanical and thermal treatment on the creep resistance of aluminum, *Fiz. Metal. Metalloved.,* **32**: 145-151. (in Russian)

[Béda G., Kozák I., Verhás J., 1986]: *Kontinuum mechanika*, Budapest.

[Betten, J., 2005]: *Creep Mechanics*, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York.

[Blagoveshchenskii, V. and Panin, I., 2007]: An increase in the rate of plastic deformation under the effect of ultrasound, *The Physics of Metals and Metallography* **103**: 424–426.

[Budiansky, B., 1959]: A reassessment of deformation theories of plasticity, *J Appl. Mech.* **26**: 259-264.

[Buerger, M., 1979]: *Crystal-Structure Analysis*, Krieger Pub Co, 668p.

[Chakrabarty, J., 2000]: *Applied Plasticity*, Springer-Verlag, New York/Berlin/Heidelberg.

[Chen, W. and Han, D., 1988]: *Plasticity for structural engineers*, Springer-Verlag, New York/Berlin/Heidelberg.

[Coble, R., 1963]: A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials, *J. Appl. Phys*., **34**: 1679-1682.

[Cottrell, A., 1953]: Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford University Press, London.

[Cravotto, G. and Cintás, P., 2012]: Harnessing mechanochemical effects with ultrasound-induced reactions, *Chem. Sci.*, **3**: 295-307.

[Daud, Y., Lucas, M., Huang, Z., 2007]: Modelling the effects of superimposed ultrasonic 486 vibrations on tension and compression tests of aluminium, *Journal of Materials Processing Technology*, **186**: 179–190.

[Drucker, D., 1959]: A definition of stable inelastic material, *J. Appl. Mech.* **26**: 101-106.

[Fenyvesi, D., 2010]: Axiális átömlésű rotor lapátrés veszteség modellezése, *A Magyar Tudomány Napja, Kari Tudományos Konferencia, Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Kar Óbudai Egyetem*, 2010 November 11, Budapest**.**

[Evans, H.E., 1984]: *Mechanisms of Creep Fracture*. Elsevier Applied Science, Essex.

[Floca, L., 2011]: Recherches concentrant la caracterisation experimentale et la modelisation numerique des procedes de realisarion des profils sur les pieces cylinriques par le processus de deformation plastique a vec des outils roues, *These en cotutele pour l'obtention des grades de docteur de L'Universite Paul Verlaine-Metz, 111 p.*

[Geißler, U., 2008]: *Verbindungsbildung und Gefügeentwicklung beim Ultraschall-Wedge-Wedge-Bonden von AlSi1-Draht*. Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doktorin der Ingenieurwissenschaften, Berlin, 130 p.(in German)

[Garofalo, F., 1965]: *Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals*, MacMillan, New York/London.

[Gordienko, L., 1973]: *Substructural Hardening of Metals and Alloys*, Nauka, Moscow. (in Russian)

[Hencky, H., 1924]: Zur Theorie plastischer Deformationen und der hierdurch im Material hergerufenen Nachspannungen, ZAMM.

[Hill, R., 1950]: *The Mathematical Theory of Plasticity*, Oxford University Press, New York.

[Huang, H., Pequegnat, A., Chang, B., Mayer, M., Du, D., Zhou Y., 2009]: Influence of superimposed ultrasound on deformability of Cu, *Journal of Applied Physics*, **106**.

[Ilyushin, A., 1963]: *Plasticity,* Moscow. (in Russian)

[Ishlinsky, A., 1954]: A general theory of plasticity with linear strain-hardening (in Russian) *Ukrain. Mat. Zh.* **6**: 314-325.

[Ivanova, V., 1964]: *Thermomechanical Treatment as a Method for Increasing the Heat Resistance of Metals and Alloys*, Sci.-Eng. Society of Machine-Building Industry, Moscow. (in Russian).

[Ivanova, V., Gordienko, V., Fridman, Z., Zubarev, P., 1966]: Mechanical-Thermal Treatment as an Effective Method of the Increase of High-Temperature Strength of Metals, *Fizika Metallov I Metallovedenije*, **1**: 119−126. (in Russian)

[Kadashevitch, I. and Novozhilov, V., 1959]: The theory of plasticity that takes into account residual microstresses, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* **22**: 104-118.

[Kaliszky S., 1975]: *Képlékenységtan*, Akadémiai Kiadó, Budapest.

[Kennedy, A., 1962]: *Processes of Creep and Fatigue in Metals*, Oliver and Boyd, Edinburg.

[Kharchenko, Y., 2010]: Mathematical modeling of nonstationary processes in lift systems of derricks, *Tech. News*, **31**:19-23.

[Kirchner, H., Kromp, W., Prinz, F., Trimmel, P., 1985]: Plastic deformation under simultaneous cyclic and unidirectional loading at low and ultrasonic 478 frequencies, *Materials Science and Engineering*, **68**: 197-206.
[Klysz, S., Lisiecki, J., Klimaszevski, S., 2010]: Wyznaczanie współczynników równania NASGRO metodą najmniejszych kwadratów odchyleń, *Technical News*, **31**: 146-148. (Lengyelül).
[Klysz, S., Lisiecki, J., Klimaszevski, S., 2010]: Analiza opisu krzywych propagacji pęknięć dla materiału poszycial samolotu Orlik., *Technical News*, **31**: 148-151.
[Kłysz, S., Lisiecki, J., Klimaszewski, S., Gmurczyk, G., Bochenek, D., Bąkowski, T., 2011]: Rozwój pęknięć zmęczeniowych w materiale lopat wirników nośnych śmiglowców Mi-2 i Mi-8 (Crack propagation in the material of the rotor blades of Mi-2 and Mi-8 helicopter), Technical News, **33**: 104-107. (In Polish)
[Koval'chuk, B. and Jurchenko, M., 2011]: Strain hardening of materials for linear and plane stress state under variable temperature. Proceedings of Kiev National University, No 63, pp. 29-35. (In Ukrainian).
[Kulemin, A., 1978]: *Ultrasound and Diffusion in Metals*, Metallurgy, Moscow. (in Russian).
[Lemaitre, J. and Chaboche, J., 1994]: *Mechanics of Solid Materials*, Cambridge, University Press.
[Leonov, M., 1972]: Elements of the analytical theory of plasticity, *Dokl. AN SSSR*, **205**: 303-306. (in Russian)
[Lichatchev, V. and Malinin, V., 1993]: *Structural-analytic theory of strength*, Nauka, St Petersburg. (in Russian).
[Malinin, V., 2011]: Structural and analytical criterion of the fragile destruction for matter with macroconcentration tension, *J. Fundamental and Applied Problems of Engineering and Technology*, No 2, .pp.36-42. (in Russian)
[McLean, D., 1957]: *Grain Boundaries in Metals,* Clarendon Press, Oxford.
[McLean, D., 1977]: *Mechanical Properties of Metals and Alloys,* John Wiley, New York and London.
[Mirsalimov, V. and Veliyev, F., 2013]: Inverse Problem of Failure Mechanics for a Drawing Die Strengthened with a Holder, *Acta Polytechnica Hungarica*, **10**: 123-138.
[Mordyuk, N., 1975]: *Influence of Ultrasonic Oscillations on the Physical Properties of Metals and Alloys*, Kiev.
[Nabarro, F. R. N., 1956]: *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley & Sons, Inc., New York.
[Nádai A., 1927]: *Der bildsame Zustand der Werkstoffe*, Berlin.
[Norton, F.H., 1929]: *The Creep of Steel at High Temperatures*. McGraw-Hill, London.
[Ohashi, Y., Kawai, M., Momose, T., 1986]: Effects of prior plasticity on subsequent creep of type 316 stainless steel at elevated temperature, *J. Eng. Mater. Technol.(Trans. ASME)* **108**: 68-74.
[Osipiuk, W., 1990]: Zastosowanie teorii poślizgov do opisu pełzania wstencznego (The description of reverse creep in terms of slip concept), *Rozprawy Inżynierskie*, 30, 2, pp. 259-271. (in Polish)
[Osipyuk, V., 1991]: Explanation and analytical description of delayed creep, *International Applied Mechanics,* **27**: 374-378.
[Osipiuk, W. and Lukaszewicz, K., 2010]: Ocena przydatności hipotez wytężeniowych do przewidywania trwałości zmęczeniowej elementów konstrukcij (The Analysis of Uniaxial Strain Hypotheses for the Prediction of the FatigueStructural Members), *Acta Mechanica et Automatica*, **4**: 107-112. (in Polish)
[Peslo, A., 1984]: Ultrasonic hardening of aluminium alloys, *Ultrasonics*, **22**: 37-41.
[Prager, W. and Hodge, P., 1951]: *Theory of Perfectly Plastic Solids*, Wiley, New York.
[Rabotnov, Yu., 1966]: *Creep Problems in Structural Members*, North-Holland, Amsterdam/London.
[Rozenberg, V., 1961]: Influence of substructures on the creep of nickel, *Fiz. Met. Metalloved.,* **6**: 899–909. (in Russian)
[Saint-Venant, B., 1870]: Mémoir sur l'établissement des équations différentielles de mouvements intérieurs opérés dans les corps solides ductiles au delá des limites où l'élasticité pourrait les ramener à leur premier état, *Compt. Rend.* **70**: 473-480.
[Sanders, I., 1954]: Plastic stress-strain relations based on linear loading function. *Proc. 2nd U.S. Nat. Congr. Appl. Mech.*, pp. 455-460.
[Severdenko, V. and Klubovich, V., 1973]: *Metal Working under Pressure with Ultrasound*, Minsk. (in Russian)
[Severdenko, V., 1979]: *Ultrasound and Strength*, Minsk (in Russian).
[Siu, K. W. and Ngan, A. H. W., 2011]: Understanding acoustoplasticity through dislocation dynamics simulations, *Philosophical Magazine*, **91**: 4367-4387.
[Siddiq, A. and Ghassemieh, E., 2008]: Thermomechanical analyses of ultrasonic welding process using thermal and acoustic softening effects, *Mechanics of Materials* **40**: 982–1000.
[Siddiq, A., and Tamer El Sayed, 2011]: Ultrasonic-assisted manufacturing processes: variational model and numerical simulations, *Ultrasonics*, **52**: 521-529.
[Szekeres A., 2012]: Cross-Coupled Heat and Moisture Transport, *Journal of Thermal Stresses*, **35**: 248-268.
[Vasilchenko, G., Gordienko, L., Rybovalov, Ju., 1969]: Hardening of turbine disks of steel 1X12B2MB by method of repeated mechanical-thermal treatment, *Physics and Chemistry of the Material Treatment*, **3**: 50-57 (in Russian).
[Yao, Zh., Kim, G., Wang, Zh., Faidley, L., Zou, Q., Mei, D., Chen, Z., 2012]: Acoustic softening and residual hardening in aluminum: modeling and experiments, *International Journal of Plasticity*, **39**: 75–87.
[Young, Yo., Bae, D., Kim, Yu., 2005]: Creep Life Evaluation by Micro-Cavities, *Advances in Fracture and Strength*, **297-300**: 1858-1863.
[Zaitseva, L. and Koval'chuk, B., 2011]: Effect of Thermo-Mechanical Treatment on the Phase Composition and Resistance to Plastic Deformation of Chromium-Nickel Steel, *Acta Polytechnica Hungarica*, **8**: 123-131.

V. A szerzőnek a tézispontokhoz kapcsolódó tudományos közleményei

Könyvek:

[1] Rusinko, A. and Rusinko, K. (2011): *Plasticity and Creep of Metals*, Springer, Berlin, 434 p.

[2] Rusinko, A. (2012): *Ultrasound and Irrecoverable Deformation in Metals*, LAP LAMBERT Academic Publishing, 168 p.

Folyóiratcikkek:

[3] Rusynko, A. (2001): Mathematical description of ultrasonic softening of metals within the framework of synthetic theory, *J. Materials Science* **37**: 671-676.

[4] Rusinko, A. (2002): Analytic dependence of the rate of stationary creep of metals on the level of plastic prestrain, *J. Strength of Metals* **34**: 381-389.

[5] Rusynko, A. (2002): Effect of preliminary mechanical and thermal treatment on the unsteady creep of metals, *J. Materials Science* **38**: 824-832.

[6] Rusynko, A. (2004): Influence of preliminary mechanical and thermal treatment on the steady-state creep of metals, *J. Materials Science* **40**: 223-231.

[7] Rusinko, A. (2004): Creep deformation and mechanics-thermal processing, *J. Machinery*, No. 3: 24-29. (in Ukrainian)

[8] Rusinko, A. (2004): Influence of annealing temperature at mechanical-thermal treatment upon the steady creep of metals, *Journal of Mechanical Engineering*, No. 4: 61-65. (in Russian)

[9] Rusynko, A. (2005): Analytic description of the effect of duration of the procedure of annealing performed after deformation on the steady-state creep of metals, *J. Materials Science* **41**: 280-283.

[10] Rusinko, A. (2006): Analytical description of unsteady-state creep of metals after mechanics-thermal treatment, *J. Mathematical Methods and Physics-Chemical Fields* **49**: 163-170. (in Ukrainian)

[11] Rusinko, A., Ginsztler, J. and Dévényi, L. (2007): Analytic description of the formation of pores under conditions of steady-state creep of metals, *J. Strength of Materials*, **39**: 74-79.

[12] Ruszinko, E. (2009): The Influence of Preliminary Mechanical-thermal Treatment on the Plastic and Creep Deformation of Turbine Disks, *J. Meccanica* **44**: 13-25.

[13] Rusinko, A. and Rusinko, K. (2009): Synthetic theory of irreversible deformation in the context of fundamental bases of plasticity, *Int. J. Mech. Mater*. **41**: 106-120.

[14] Rusinko, A. (2010): Creep deformation in terms of synthetic theory, *J. Advances and Applications in Mechanical Engineering and Technology* **1**: 69-108.

[15] Rusinko, A. (2010): Non-Classical Problems of Irreversible Deformation in Terms of the Synthetic Theory, *Acta Polytechnica Hungarica* **7**: 25-62.

[16] Rusinko, A. (2011): Analytical description of ultrasonic hardening and softening, *Ultrasonics* **51**: 709-714.

[17] Rusinko, A. (2012): Peculiarities of irreversible straining in step-wise loading, reverse and inverse creep, *Acta Mechanica Solida Sinica* **25**: 152-167.

Konferenciák:

[18] Ruszinkó, E. (2007): Az előzetes mechanikai-termikus és ultrahangos megmunkálások hatása a képlékeny és kúszás alakváltozásra, *Nemzetközi Gépész és Biztonságtechnikai Szimpózium, Budapesti Műszaki Főiskola, Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Mérnöki Kar, 2007. November 14.,* 7 ó.

[19] Rusinko, A. (2008): Bases and advances of the synthetic theory of irreversible deformation, *XXII International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM) 25-29 August 2008, Adelaide, Australia*.

[20] Rusinko, A. (2009): Plastic-creep deformation interrelation, *7th EUROMECH Solid Mechanics Conference 7-11 September 2009, Lisbon, Portugal*, pp. 49-50.

[21] Ruszinkó, E. (2010): Képlékeny és kúszás alakváltozás kölcsönhatása, *Gépész, Mechatronikai és Biztonságtechnikai Szimpózium, Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Mérnöki Kar Óbudai Egyetem, 2010 November 11., 2010, Budapest, Hungary*.

[22] Rusinko, A. (2011): The modeling of Haazen-Kelly's effect in terms of the synthetic theory of irreversible deformation, *9th International Congress on Thermal Stresses, June 5-9, 2011, Budapest, Hungary.*

[23] Rusinko, A. (2011): Phase transformation strain in terms of the synthetic theory, *2011 World Congress on Engineering and Technology (CET2011), 2011 International Conference on Material Sciences and Technology (MST2011), Oct. 28. - Nov. 2, 2011, Shanghai, China,* pp. 161-164.

[24] Ruszinkó, E. (2012): Ultrasound treatment and steady-state creep of metals, *in Proceedings of Inter-Academia 11th International Conference on Global Research and Education*, *27-30 August, Budapest, Hungary*, pp. 141-150.

[25] Rusinko, A. (2012): Effects of Ultrasound on Plastic and Creep Deformation of Metals, *ASME 2012 International Mechanical Engineering Congress, Nov. 9-15, 2012, Houston, USA*.