

## DEN PLASTISKA DEFORMATIONSPROCESSEN HOS METALLER - 50 ÅRS UTVECKLING AV EN DISLOKATIONSBASERAD TEORI

*"En resa från homogen till makroskopisk inhomogen plastisk deformation"*  
Yngve Bergström, Prof. em.

### INLEDANDE SAMMANFATTNING

Bergströms dislokationsmodell för homogen plastisk deformation hos metalliska, rena enfasmaterial har successivt utvecklats genom åren. Vi inleder med en kortfattad genomgång av de olika steg som tagits i denna utvecklingsprocess.

För ca 6 år sedan påbörjades en mer genomgripande utveckling av teorin till att omfatta även makroskopisk inhomogen plastisk deformation, som bl.a. uppträder i metaller sammansatta av hårda och mjuka faser – t.ex. moderna avancerade, höghållfasta metaller som t.ex. DP-stål och LTT Martensitiska stål - men även Al-baserade metaller, eller andra mjuka fcc-metaller, innehållande ett antal volymsprocent hårda partiklar av varierande storlek.

Genom denna utveckling står teorin idag på en fastare fysikalisk grund och kan med god precision även beskriva inhomogena materials enaxliga spännings-töjningsförlopp. Detta möjliggörs genom en omvandling av den globala töjning,  $\epsilon_g$ , som erhålls vid enaxlig dragprovning, till den faktiska lokala medeltöjning,  $\epsilon_l$ , som uppträder i en töjningsberoende aktiv lokal fraktion,  $f(\epsilon)$ , av provets volym.

Det visar sig att det för enfasiga rena metaller gäller att  $\epsilon_g \sim \epsilon_l$  medan det för de avancerade höghållfasta materialen gäller att  $\epsilon_l \gg \epsilon_g$ .

För ett enfasigt ferritiskt stål erhöles följande värden,  $\epsilon_l \sim 14.0\%$  och  $\epsilon_g \sim 12.5\%$  vilket kan betraktas som en i sammanhanget tämligen måttlig och förmodligen normal effekt. Den orsakas troligtvis av att den i glidplanen upplösta skjuvspänningen varierar p.g.a. att kornens riktningar varierar sinsemellan. Härigenom kommer vissa skjuvspänningar att lokalt överskrida den kritiska skjuvspänningen och orsaka lokala utbrott av plastisk deformation. Det föreligger troligtvis också liknande effekter orsakade av att restspänningar och andra spänningskoncentrationer utlöses och genererar utbrott av lokal dislokationsgenerering.

För ett DP800 stål gäller att  $\epsilon_l \sim 12\%$  och  $\epsilon_g \sim 6\%$  vilket är en tämligen stark effekt. För det martensitiska stålet 1700M gäller t.ex. att den lokala medeltöjningen  $\epsilon_l \sim 55\%$  vid en global enaxlig töjning av  $\sim 2.5\%$ , dvs. en mycket kraftfull effekt. Det är dessa kraftiga lokala töjnings- och deformationshårdnade-effekter som utgör basen för den excellenta kombinationen av hög hållfasthet och god duktilitet som kännetecknar dessa material.

Grundanledningen till nämnda skillnad i global och lokal töjning är att man vid bestämning av de globala töjningarna vid enaxlig dragprovning antar att provstavens hela volym deltar i deformationsprocessen och att denna volym är konstant. I verkligheten deltar emellertid endast en töjningsberoende fraktion,  $f(\epsilon)$ , av den totala volymen.

I fallet med DP800 stålet antyder analysen att den initiala volymfraktionen,  $f_1$ , som tar aktiv del i processen är approximativt lika med  $15\%$ . Detta värde ökar med töjningen till ett slutvärde,  $f_0$ ,

på ca 73 %. Eftersom martensiten endast marginellt deltar i den plastiska deformationsprocessen betyder detta att martensithalten kan uppskattas till  $1 - f_0 \sim 27\%$  vilket stämmer utmärkt med det experimentellt uppskattat värdet.

I fallet med det ovan nämnda martensitiska stålet 1700M gäller att den volymfraktion som initialt deltar i deformationsprocessen är ca 0.2 % för att med en ökande töjning till midjebildning, stiga till ca 5 %.

Vi skall nedan i detalj redogöra för den inhomogena teorins uppbyggnad och med olika exempel visa hur den fungerar. De material som undersöks är följande: ett rent enfasigt ferritiskt stål A4, DP800, LTT-1700M, rent Al - 0.052Ti, Al-baserade AA3003 och ett austenitiskt stål.

Genom att studera såväl rena enfasiga material som sådana med en blandstruktur av mjuka och hårda faser skapas möjlighet att i detalj analysera de olika materialens egenskaper. Analysen ger oss tillgång till värden på följande fysikaliska parametrar, som alla är operativa i den lokala volymfraktionen,  $f(\epsilon)$ :

- hastighetskonstanten för dislokations-remobilisering,  $\Omega$
- innefrusen (initial) dislokationsdensitet,  $\rho_0$ ,
- initial aktiv volymfraktion,  $f_1$ , som deltar i den plastiska deformationsprocessen
- slutlig aktiv volymfraktion,  $f_0$ , som deltar i den plastiska deformationsprocessen
- motsvarande proportionalitetskonstant,  $r$
- initial fri medelväglängd,  $s_1$ , för mobila dislokationer
- slutlig fri medelväglängd,  $s_0$ , för mobila dislokationer
- motsvarande proportionalitetskonstant,  $k$
- atermisk friktionsspänning,  $\sigma_{at}$ ,
- termisk friktionsspänning,  $\sigma^*(\epsilon)$

Genom kännedom om hur dessa parametervärden varierar med såväl yttre som inre faktorer blir det möjligt att optimera olika materials egenskaper för olika applikationer. I fallet DP-stål har det dessutom visat sig att nämnda parametervärden är intimt kopplade till martensithalten. Liknande iakttagelser har gjorts vid studier av martensitiska stål.

## **INTRODUKTION**

### **En kort tillbakablick på plastisk deformation**

Eftersom plastisk bearbetning av metaller och legeringar har stor ekonomisk och teknisk betydelse, är det inte så förvånande att den plastiska deformationsprocessen har varit föremål för omfattande och grundläggande experimentella och teoretiska studier genom åren (1 – 16). Den snabba utvecklingen av atomteorin i slutet av 1800-talet och i början av 1900-talet hade en stor betydelse för förståelsen av atomernas uppbyggnad och hur de gav upphov till kristallina strukturer som t.ex. metaller. Det stod också snart klart att det var atombindningar som gav upphov till kristallbildning och till det elastiska fenomenet. Man insåg också snabbt att den plastiska deformationen uppträdde i vissa tätpackade glidplan och glidriktningar, se Fig. 1. Exempel på individuella glidband och glidplan såväl som korngränser i polykristallina metaller visas i Fig. 2a. Så småningom enades man också om en hypotes som gick ut på att den elastiska töjningen orsakas av töjning (inte bristning) av atombindningar. Ett elastiskt deformerat prov återtar därför sin ursprungliga form efter avlastning. I fallet med plastisk deformation antog man att denna ägde rum i vissa glidplan och orsakades av bristningar av atombindningar. Hos ett plastiskt deformerat prov kvarstår därför formförändringen efter avlastning.

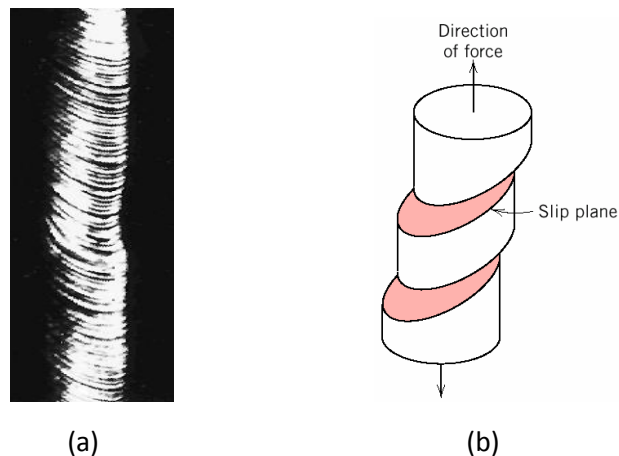


Fig. 1. Bild a/ visar en enkristallin Zn-kristall som dragits exaxligt i lodrät riktning. Vi ser här hur den plastiska deformationen ägt rum längs en viss typ av glidplan. Detta illustreras schematiskt i bild b/. Man kan säga att glidningen sker på ett sätt som liknar spelkortens rörelse i en kortlek. (University of Tennessee, Dept. of Materials Science and Engineering: Dislocations and Strengthening Mechanisms - Chapter 7)

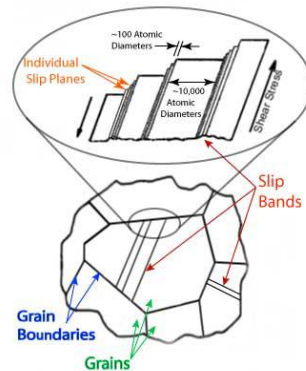


Fig.2a. Korn, korngränser, glidband och glidplan i en kristall. Kornens orientering är godtycklig med avseende på applicerad spänning. Dislokationerna rör sig längs glidsystem med fördelaktig orientering, dvs. med högst upplöst skjuvspänning. (Wikipedia)

### En jämförelse mellan teoretisk och experimentell skjuvningshållfasthet hos några olika metaller

Material	Teor. hållfasthet MPa	Exp. hållfasthet MPa	$\tau_{\text{teor}}/\tau_{\text{exp}}$
Koppar	19600	0,49	~ 40000
Silver	12600	0,37	~ 34000
Magnesium	7000	0,39	~ 18000
Aluminium	11300	0,78	~ 14500
Järn	33900	27,5	~ 1200
Titan	16900	13,7	~ 1200
Molybden	54100	71,6	~ 760
Niob	16600	33,3	~ 500

Fig. 2b. Teoretisk och experimentell hållfasthet vid skjuvning – en jämförelse. (Wikipedia)

Man antog initialt att alla atombindningar i ett glidplan måste brista samtidigt för att glidning skulle kunna ske. En jämförelse mellan experimentell,  $\tau_{\text{exp}}$ , och teoretisk,  $\tau_{\text{teor}}$ ,

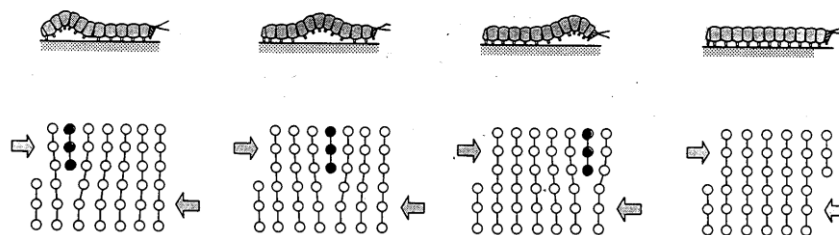
skjuvningshållfasthet visar att kvoten  $\tau_{\text{theor}}/\tau_{\text{exp}}$  antog värden i intervallet 40 000 till 500 beroende på typ av metall, se Fig. 2b. Utgående från dessa resultat insåg man att utgångsantagandet måste vara felaktigt och att nya idéer krävdes.

Arbetet fortsatte och 1907 löste Volterra (17), se Fig. 3a, problemet genom att introducera begreppet dislokation, se Fig.3b. Volterras geniala idé har gjort det möjligt att successivt öka kunskapen om de metalliska materialens plastiska beteende. Ett stort arbete återstår dock och potentialen att ytterligare förbättra såväl de höghållfasta, som de mjukare materialens egenskaper i riktning mot olika applikationer är påtaglig.



*Fig. 3a. Vito Volterra – dislokationsteorins fader – 1907. (Wikipedia)*

Dislokationen är ett linjärt lokalt fel som i ett kristallint material bär med sig ett mindre skjuvningssteg,  $b$ , när den rör sig längs ett glidplan. Steget  $b$  är beloppet av den s.k. Burgersvektorn. När dislokationen rört sig över hela glidplanet har hela det övre planet skjuvats sträckan,  $b$ , relativt det undre planet, se Fig. 3b. Eftersom sträckan,  $b$ , är liten - ca 2.5 Å - krävs stora mängder dislokationer för att klara av stora plastiska deformationer. De mätningar som gjorts av dislokationsdensiteten hos plastiskt deformerade metaller visar också mycket höga värden i intervallet  $5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2} - 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$  beroende på materialtyp och deformationsgrad (14).



*Fig. 3b. Skjuvning ett steg via en kantdislokation som rör sig i ett glidplan. (Wikipedia)*

Volterras (17) idé att den plastiska deformationen är inhomogen och knuten till dislokationer i rörelse har visat sig vara banbrytande och har öppnat dörrarna för en ökande fysikalisk förståelse av det komplicerade plastiska deformationsförloppet hos kristallina material. Idag kanske vi inte tycker att en sådan idé är så märkvärdig men det är just dessa typer av till synes enkla och förlösande idéer som leder till banbrytande framsteg.

Historien visar om och om igen att **det är konsten att se det enkla som är det riktigt svåra**. Isaac Newtons (18) antagande att det föreligger en gravitationskraft mellan två kroppar liksom Alfred

Wegeners (19) hypotes om att jordskorpan består av s.k. tektoniska plattor som rör sig relativt varandra, är ytterligare exempel på just sådana banbrytande hypoteser.

Det sägs att Albert Einstein en gång blev tillfrågad av en orolig mor vilken litteratur han tyckte att hennes son skulle studera för att snabbt komma igång med sitt vetenskapliga arbete. Svaret hon fick var ungefär det följande – ”*råd honom att läsa sagor och lär honom att drömma*”.

Vi måste kunna se förbi och befria oss från de olika typer av etablerade uppfattningar som ständigt omger oss. De är som klubbiga spindelnät i vilka vi lätt fastnar och som bidrar till att drivkraften till nytänkande hämmas.

Eller var det kanske så att Volterra (17) inspirerades till sin dislokationsidé av de Lüdersband som initialt observeras hos bl.a. enfasiga ferritiska stål vid enaxlig dragning, se Fig. 4. I sådana fall lokaliseras den plastiska deformationen initialt till fronten av ett eller flera makroskopiska band där fronten rör sig längs provet vid en tämligen konstant spänning. Motsvarande töjning kallas Lüderstöjning.

Den lokala töjningen i bandfronterna är emellertid av storleken flera procent och således mycket större än den lokala minideformation, som en dislokation bär med sig. Det gäller vidare att Lüdersbanden penetrerar provets hela tjocklek medan en dislokation rör sig i väldefinierade glidplan inuti provet, se Fig. 4.

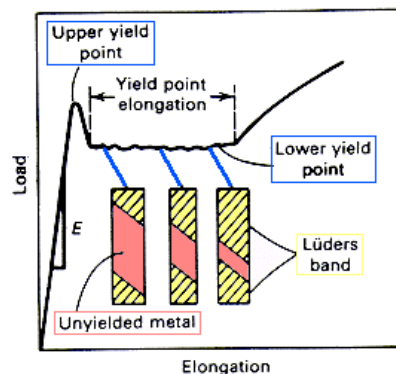
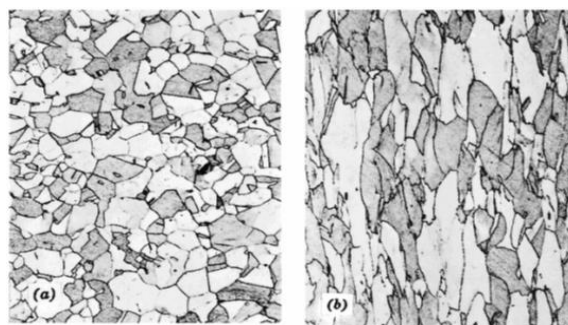


Fig.4. Den inhomogena processen vid utbredning av Lüdersband vid enaxlig dragprovning. (Wikipedia)



Före deformation.

Efter deformation.

Fig. 5. Inverkan av stor plastisk deformation på kornens form vid lodrät belastning. University of Tennessee, Dept. of Materials Science and Engineering: Dislocations and Strengthening Mechanisms - Chapter 7).

Det är emellertid intressant att notera att båda dessa fenomen – dislokationer och Lüdersband – är nära besläktade genom sin lokala karaktär. Redan här kan vi således konstatera att den plastiska deformationsprocessen i grunden är inhomogen. Frågan är emellertid hur de

bakomliggande mekanismerna mer i detalj ser ut, hur omfattande inhomogeniteten är och hur den fysikaliskt påverkar deformationsprocessen i sin helhet. Det är dessa viktiga frågeställningar som vi bl.a. skall beröra i denna artikel.

Ett exempel på hur en stor plastisk deformation förlänger kornen i den pålagda dragspänningens riktning hos ett polykristallint material, visas i Fig. 5.

Vi vet också via omfattande TEM-studier att dislokationer genereras, rör sig och immobiliseras. De växelverkar dessutom med varandra och med olika typer av andra defekter vilka föreligger i kristallina material. De dislokationssubstrukturer som uppkommer genom denna växelverkan är bl.a. täta anhopningar av dislokationer – s.k. härvor - och dislokationscellstrukturer (14, 16, 20).

Dislokationer kan också annihileras eller remobiliseras vid plastisk deformation vilket leder till s.k. dynamisk återhämtning (14, 16, 20).

Utvecklingen inom det plastiska deformationsområdet har gått i steg med och främjats av tillkomst och utveckling av olika experimentella tekniker, t.ex. röntgen, transmissionselektronmikroskopi, svepelektronmikroskopi, diverse mekaniska provningstekniker, dataanalysteknik, osv. Detalj-kunskaperna om den plastiska deformationsprocessen har härigenom successivt ökat och de olika teorier som tagits fram för att beskriva flytförloppen hos metalliska material har efter hand reviderats, vidareutvecklats, kompletterats eller kastats i papperskorgen.

### **Enaxlig dragprovning samt globala och lokala töjningar**

Det enaxliga dragprovet är det prov som oftast används för att dokumentera, testa och analysera de mekaniska egenskaperna hos metalliska material. Med ett enaxligt spänningstillstånd blir det också enklare att testa teoretiska modeller med avseende på olika strukturparametrars och andra fysikaliska parametrars inverkan på det plastiska deformationsförloppet.

Om vi nu vill utgå från standardiserade enaxliga spännings-töjnings data för att analysera den plastiska deformationsprocessen hos inhomogena material måste vi utveckla en metod för att transformera den globala töjningen,  $\epsilon_g$ , som erhålls vid enaxlig dragprovning till den faktiska lokala medeltöjningen,  $\epsilon_l$ .

Eftersom endast en töjningsberoende fraktion,  $f(\epsilon)$ , av volymen aktivt deltar i den plastiska deformationsprocessen hos inhomogena material gäller därför att,  $\epsilon_l$ , normalt är betydligt större än  $\epsilon_g$ , se teoriavsnittet. Vi kommer där också att visa att,  $f(\epsilon)$ , kan användas för att beräkna  $\epsilon_l$ -värden från  $\epsilon_g$ -värden.

För detaljer rörande det enaxliga dragprovet, se Appendix 1.

### **Makroskopisk inhomogenitet**

Som ett exempel på hur teoribildning kan följa den allmänna trenden för kunskapsökning inom området skall vi i denna skrivning visa hur Bergströms dislokationsmodell för plastisk deformation av metaller (13, 14) i olika steg vidareutvecklats sedan dess tillkomst i mitten av 1960-talet och fram till dags datum.

Teorin omfattar idag också inhomogena material och vi skall nedan redogöra för detaljerna i denna vidareutvecklade version. Vi skall också visa att den nya teoriversionen på ett utmärkt sätt kan beskriva deformationshårdnandet hos avancerade höghållfasta stål och andra materialtyper där hårda partiklar blandats med en mjuk fas, t.ex. aluminium.

Av speciellt intresse i just detta sammanhang är den stora effekt som ett materials *inhomogenitet* har på den plastiska deformationsprocessen hos polykristallina metalliska material. Om ett material byggs upp av hårda och mjuka faser, som t.ex. ferrit och martensit, som ju är grundfaserna i ett DP-stål, är det rimligt att anta att den mjuka fasen är den fas som först börjar deformera. I och med att den mjuka ferritfasen endast representerar en fraktion av provstavens volym inser vi att den plastiska deformationsprocessen i sådana fall blir inhomogen, ja den blir *makroskopiskt inhomogen*. Vi kommer dessutom att visa att deformationen i ferriten också den är inhomogen vilket i sin tur ytterligare förstärker inhomogeniteten liksom den lokala dislokationsgenereringen. Slutresultatet blir ett ökat lokalt deformationshårdnande och en ökande duktilitet. Martensiten deformeras endast marginellt, eller inte alls, för töjningar upp till midjebildning.

Eftersom endast en fraktion av volymen deltar i processen är de verkliga lokala töjningarna i den mjuka fasen mycket större än de globala töjningar, som det enaxliga dragprovet anger. Vi får således ett kraftfullt ökat *lokalt inhomogent deformationshårdnande*. Dessa effekter är förknippade med det faktum, att man vid framtagning av det sanna spännings-töjningsförloppet från ett enaxligt dragprov, felaktigt, men dock enligt standard, antar att deformationen är homogen och att hela dragprovets volym, under deformationsförloppet, deltar i den plastiska deformationen (13).

Hittills har denna effekt oftast helt ignorerats eller endast delvis inkluderats i den teoribildning som presenterats i litteraturen. Det har dessutom mer handlat om att beakta mikro- och submikro-inhomogenitet än makroinhomogenitet.

Vi skall därför visa att den makroskopiska inhomogeniteten har ett dominerande inflytande på bl.a. deformationshårdnandet och den därtill hörande goda duktiliteten hos de höghållfasta metalliska materialen (13).

Även Aluminium och andra fcc material innehållande hårda partiklar uppvisar ett liknande beteende. Vi skall dessutom också beröra den inverkan som andra olika typer av strukturdefekter kan ha på deformationsförloppen.

### Innehåll

För att få en helhetsbild av utvecklingen inom det aktuella området skall vi i föreliggande sammanställning också kortfattat beröra den elastiska deformationsprocessen inkluderande Hookes (21) lag liksom Hollomons (22) och Ludviks (23) empiriska ekvationer för plastisk deformation. Vi skall dessutom redogöra för Taylors (15) banbrytande ekvation för sambandet mellan plastisk flytspänning,  $\sigma(\epsilon)$ , och  $\sqrt{\rho(\epsilon)}$  där  $\rho(\epsilon)$  är den totala dislokationsdensiteten.

Vi kommer därför att, i tur och ordning, beröra följande punkter:

- Hookes lag (21) för elastisk deformation
- Hollomons (22) och Ludviks (23) empiriska relationer för det enaxliga plastiska deformationsförloppet
- Taylors ekvation (15) för sambandet mellan flytspänning och total dislokationsdensitet
- Taylors deformationshårdnadeteori (15) för *homogena material*.
- Bergströms initiala teorier för *homogen* plastisk deformation (14) – steg 1 och steg 2
- Förekomst av olika defekter och hur de påverkar den plastiska deformationsprocessen
- Vidareutveckling av Bergströms originalteori till *inhomogen* plastisk deformation – steg 3

- Exempel på hur Bergströms nya teori kan beskriva det sanna spännings-töjningsförloppen hos mjuka ferritiska stål, avancerade höghållfasta stål, aluminium och aluminiumlegeringar samt rostfria stål.
- Nya utvecklingstrender
- Slutsatser

## **ENKLA EMPIRISKA OCH TEORETISKA SAMBAND FÖR ATT BESKRIVA ELASTISKA OCH PLASTISKA DEFORMATIONSFÖRLOPP HOS METALLER VID ENAXLIG DRAGNING UNDER ANTAGANDE OM HOMOGEN PLASTISK DEFORMATION**

### **Hookes lag**

Det elastiska deformationsförloppet är linjärt och följer Hookes lag (21)

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (1)$$

där  $\sigma$  är pålagd spänning,  $\varepsilon$  är töjningen och  $E$  är elasticitetsmodulen. Denna ekvation gäller för små töjningar där ingen eller obetydlig plastisk deformation äger rum. Robert Hooke (21) publicerade denna sin upptäckt 1678.

Eftersom de flesta kommersiella metaller innehåller drag- och tryckrestspänningar liksom olika andra typer av lokala spänningskoncentrationer, kan dessa senare spänningar, vid t.ex. enaxlig dragprovning, utlösas plastiskt vid lägre belastningar än sträckgränsen och ge upphov till en avvikelse från det linjära förloppet.

Även textur i polykristallina material liksom blandningar av olika faser påverkar  $E$ -modulen.

När den pålagda dragspänningen nått ett visst värde, vilket är materialberoende, nås den s.k. sträckgränsen och materialet börjar deformeras plastiskt. På grund av bl.a. ovan omnämnda inhomogenitetseffekter definieras sträckgränsen normalt som spänningen,  $\sigma_{0.2}$ , vid töjningen 0.2% plastisk töjning (inte som spänningen vid 0 % töjning) vilket delvis eliminerar den initiala spridningen i spänningsdata orsakad av utlösning av inbyggda spänningar.

### **Hollomons och Ludwicks ekvationer**

År 1909, dvs. 231 år efter Hooke, föreslog Ludwik (23) följande uttryck för att beskriva det sanna enaxliga plastiska spännings-töjningsförloppet hos metaller

$$\sigma = \sigma_0 + L \cdot \varepsilon^q \quad (2)$$

där  $\sigma$  är sann spänning,  $\varepsilon$  sann plastisk töjning.  $L$  och  $q$  är materialkonstanter och  $\sigma_0$  är en form av friktionsspänning.

Följande förenklade version av ekv(2) föreslogs 1945 av Hollomon (22)

$$\sigma = K \cdot \varepsilon^n \quad (3)$$

där  $K$  och  $n$  är materialkonstanter.

Eftersom såväl ekv(2) som ekv(3) gäller för plastiska töjningar måste det elastiska töjningsbidraget elimineras innan de plastiska deformationsförloppen kan analyseras. En sådan korrektion är speciellt viktig för höghållfasta material eftersom de elastiska töjningarna då är jämförelsevis stora i relation till de plastiska töjningarna.



Hollomons ekv(3) har med tiden blivit den mest använda av alla empiriska ekvationer inom såväl materialproducerande industri som verkstadsindustri. Ekvationen används också frekvent inom forskningsområdet. En möjlig historisk förklaring till ekvationens popularitet är förmodligen den att man genom att avsätta  $\sigma$  mot  $\epsilon$  i ett log-log diagram, grafiskt kunde bestämma n-värdet ur de erhållna kurvornas lutning.

Eftersom n antas vara approximativt lika med töjningen till midjebildning,  $\epsilon_n$ , innebär förfarandet ett enkelt sätt att uppskatta såväl töjningen till midjebildning som att bedöma materialets sträckpressbarhet som ju är nära relaterat till  $\epsilon_n$ . Problemet är emellertid att den resulterande kurvan sällan uppvisar ett linjärt förlopp eftersom, n, är starkt töjningsberoende. Man iakttar därför normalt ett s.k. dubbel-n eller ett trippel-n beteende vilket påtagligt komplicerar bilden (14).

### Taylors ekvation för sambandet mellan flytspänning och total dislokationsdensitet

Ungefär trettio år efter det att Volterra (17) presenterat sin dislokationsteori visade, Taylor (15), att dislokationsteorin också kan användas till att förklara varför metalliska material hårdnar vid plastisk deformation. Dislokationerna omger sig nämligen med spänningsfält som växelverkar starkt med varandra. I takt med att dislokationsdensiteten ökar med ökande töjning, ökar också den spänning som krävs för att dislokationer skall kunna genereras och röra sig längs glidplanen. Denna typ av resonemang ledde 1934 fram till Taylors ekvation (15) mellan sann flytspänning,  $\sigma(\epsilon)$ , och total dislokationsdensitet,  $\rho(\epsilon)$ . (Se Appendix 2 för Guldstjärneregeln)

$$\sigma(\epsilon) = \sigma_{i0} + \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho(\epsilon)} = \sigma_{i0} + \sigma_d(\epsilon) \quad (4a)$$

Här är,  $\epsilon$ , den sanna plastiska töjningen,  $\sigma_{i0}$ , en friktionsspänning,  $\alpha$ , är en härdningsparameter, G är skjuvmodulen och b är Bürgersvektorns belopp.  $\alpha$  kan i sin tur skrivas

$$\alpha = \alpha' \cdot m \quad (4b)$$

där  $\alpha'$  är en materialberoende dislokationshärdningsparameter med approximativa värden i intervallet  $\sim 0,1 - 0,3$  och m är Taylorfaktorn (15) med värdena  $\sim 2$  och  $\sim 3,1$  för polykristallina bcc och fcc strukturer respektive.

I bl.a. bcc-strukturer består friktionsspänningen,  $\sigma_{i0}$ , av en atermisk komponent,  $\sigma_{at}$ , och en termisk komponent,  $\sigma^*$ , dvs.

$$\sigma_{i0} = \sigma_{at} + \sigma^* \quad (5a)$$

Den atermiska komponenten,  $\sigma_{at}$ , kan i sin tur skrivas

$$\sigma_{at} = \sigma_g + \sigma_u + \sigma_l \quad (5b)$$

där de tre komponenterna i tur och ordning står för korngränshärdning, utskiljningshärdning och lösningshärdning. Tidigare studier av ferritiska stål (bcc) har visat att den termiska komponenten,  $\sigma^*$ , approximativt kan skrivas (14)

$$\sigma^* = \sigma_0 \cdot \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\nu} \right)^{\frac{T}{T_0}} \quad (5c)$$

där,  $\sigma_0$ ,  $\nu$  och  $T_0$  är materialkonstanter, T är temperaturen, K, och  $\dot{\epsilon}$  är töjningshastigheten. I fcc material är  $\sigma_0 \sim 0$  vilket innebär att den termiska komponenten i sådana fall kan försummas.

**Taylors ekvation för metallers homogena plastiska  $\sigma - \epsilon$  förlopp – Steg 0**

Tabell 1. Antaganden

Nr		Ja	Nej
1	Taylors ekv(4a) är giltig	x	
2	De mobila dislokationernas fria medelväglängd är töjningsberoende		x
3	Dynamisk återhämtning äger rum		x
4	$\rho_0$ inkluderas		x
5	Den plastiska deformationsprocessen är inhomogen		x

Volterras dislokationsteori (17) och Taylors ekvation (15) utgör än idag basen för den forskning och utveckling som utförs i syfte att öka kunskapen om sambanden mellan metallers mekaniska egenskaper och struktur.

Ekv(4a) ger oss en möjlighet att formulera en enkel teori för polykristallina metallers sanna plastiska spännings-töjningsförlopp. Vad vi behöver göra är att finna ett fysikaliskt baserat uttryck som beskriver den totala dislokationsdensitetens  $\rho(\epsilon)$  variation med töjningen. Taylor utgick från ekv(4a) och antog att de mobila dislokationernas fria medelväglängd är töjningsberoende, att ingen dynamisk återhämtning äger rum, att den innefrusna dislokationsdensiteten  $\rho_0$  kan försummas samt att den plastiska deformationsprocessen är homogen, se Tabell 1. Han antog vidare att dislokationsgenereringen är proportionell mot Taylorfaktorn,  $m$ , samt omvänt proportionell mot Burgersvektorn,  $b$ , och den medelsträcka,  $s_0$ , som de mobila dislokationerna rör sig.

Utgående från dessa antaganden kan den hastighet varmed dislokationer genereras under det plastiska deformationsförloppet skrivas

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = \frac{m}{b \cdot s_0} \quad (6a)$$

Efter integration får vi att

$$\rho(\epsilon) = \frac{m}{b \cdot s_0} \cdot \epsilon + \rho_0 \quad (6b)$$

där  $\rho_0$  är den initiala dislokationsdensiteten vid  $\epsilon=0$ . Om vi antar att  $\rho_0=0$  erhåller vi efter insättning av ekv (6b) i (4a) följande approximativa uttryck för materialets deformationshårdnande

$$\sigma(\epsilon) = \sigma_{i0} + M \cdot \epsilon^{\frac{1}{2}} \quad (6c)$$

där

$$M = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \left[ \frac{m}{b \cdot s_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6d)$$

En jämförelse mellan ekv(6c) och Ludwicks ekv(2) visar att en identitet föreligger mellan de två ekvationerna om  $\sigma_0 = \sigma_{i0}$ ,  $L=M$  och  $q=0.5$ . Detta betyder att Ludwicks ekv(2) har en fysikalisk grund enbart för det fall att  $q=0.5$ .

Det kan vara intressant att notera att det är få metalliska material som uppvisar ett sådant beteende. Vissa Fe-Si – legeringars spännings - töjningsförlopp kan dock hjälpligt beskrivas med ekv(6c).

Trots att ekv(6c) har en fysikalisk bas är det uppenbart att det förenklande antagande som presenteras ovan, nämligen att Taylors ekv(4a) är giltig och att de mobila dislokationernas fria medelväglängd är töjningsoberoende,  $s(\epsilon) = s_0$ , inte ensamt leder till en teori som är generellt användbar. Punkterna 2 – 5 i antaganden, se Tabell 1, måste därför i detalj beaktas och utvecklas och resultaten inkluderas i teorin.

För detta ändamål skall vi kortfattat visa hur Bergströms teori stegvis utvecklats från originalmodellen från 1965 – steg 1 och steg 2, till dagens teori för det plastiska deformationsförloppet hos inhomogena metalliska polykristallina metaller – steg 3.

I sin originalteori utgick Bergström (14) från att Taylors ekv(4a) var giltig, se Tabell 2, samt att dislokationernas fria medelväglängd var oberoende av töjningen, se punkterna 1 och 2. Han inkluderade emellertid dessutom dynamisk återhämtning ( $\Omega$ ) av immobiliserade dislokationer samt den innefrusna dislokationsdensiteten,  $\rho_0$ , se punkterna 3 och 4.

Det bör i sammanhanget noteras att värdet på remobiliseringskonstanten,  $\Omega$ , kan uppskattas teoretiskt liksom dess variation med temperatur och töjningshastighet. Den innefrusna dislokationsdensiteten,  $\rho_0$ , kan uppskattas experimentellt med hjälp av TEM.

## BERGSTRÖMS ORIGINALTEORI (1960-TAL) - HOMOGEN DEFORMATION

### STEG 1:

*Tabell 2. Antaganden*

Nr		Ja	Nej
1	Taylors ekv(4a) är giltig	x	
2	De mobila dislokationernas fria medelväglängd är töjningsberoende		x
3	Dynamisk återhämtning äger rum - remobilisering	x	
4	$\rho_0$ inkluderas	x	
5	Den plastiska deformationsprocessen är inhomogen		x

Ett rimligt antagande när det gäller dynamisk återhämtning är att en sådan process, enligt lagen om naturligt sönderfall, är proportionell mot den totala dislokationsdensiteten  $\rho(\epsilon)$ . Den hastighet varmed dislokationer återhämtas är därför proportionell mot produkten  $\Omega \cdot \rho(\epsilon)$ . Det tycks också stå klart att den dynamiska återhämtningen, via  $\Omega$ , huvudsakligen sker genom remobilisering åtminstone hos metaller med hög staplingsfelsenergi och många glidsystem, t.ex. hos mjuka stål. Detta är i så fall helt i linje med naturens vilja att minimera energiåtgången.

*Varför skall Moder Natur i onödan annihilera dislokationer – dvs. förbruka extra energi – för att sedan tvingas bilda nya mobila dislokationer, när det är energetiskt mer fördelaktigt att återanvända (remobilisera) gamla immobiliserade dislokationer?*

Om vi nu i överensstämmelse med Taylor antar att den hastighet med vilken dislokationer

genereras är proportionell mot  $\frac{m}{b \cdot s_0}$  kan den hastighet varmed den totala dislokationsdensiteten

ökar skrivas (14)

$$\frac{d\rho(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{m}{b \cdot s_0} - \Omega \cdot \rho(\varepsilon) \quad (7a)$$

där  $\Omega$  står för remobilisering av immobiliserade dislokationer. Integration av ekv(7a) med bivillkoret att  $\rho(0) = \rho_0$  ger följande resultat

$$\rho(\varepsilon) = \frac{m}{b \cdot s_0 \cdot \Omega} \cdot (1 - e^{-\Omega \cdot \varepsilon}) + \rho_0 \cdot e^{-\Omega \cdot \varepsilon} \quad (7b)$$

Insättning av ekv(7b) i Taylors ekv(4a) ger följande samband mellan sann spänning och sann töjning.

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_{i0} + \alpha \cdot G \cdot b \cdot \left[ \frac{m}{b \cdot s_0 \cdot \Omega} (1 - e^{-\Omega \cdot \varepsilon}) + \rho_0 \cdot e^{-\Omega \cdot \varepsilon} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7c)$$

Denna dislokationsteori utvecklades under mitten av 1960-talet (14) och baserades således bl.a. på Taylors ekv(4a) för sambandet mellan  $\sigma(\varepsilon)$  och  $\rho(\varepsilon)^{1/2}$ .

*Taylors ekvation gjorde arbetet enklare eftersom man kunde fokusera på modeller för dislokationsdensitetens töjningsberoende istället för att direkt gå på spänningens töjningsberoende.*

Genom att inkludera dynamisk återhämtning (remobilisering),  $\Omega$ , i modellbyggandet och att dessutom ta med den initiala innefrusna dislokationsdensiteten,  $\rho_0$ , i analysen erhöles avsevärt bättre överensstämmelse mellan modell och experiment än vid användning av Ludwicks, Hollomons och Taylors ekvationer – ekv(2), ekv(3) och ekv(4a).

$\rho_0$  och  $s_0$  kan dessutom uppskattas experimentellt med hjälp av TEM och  $\Omega$  kan uppskattas utgående från följande samband

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega(\dot{\varepsilon}, T) \quad (7d)$$

där  $\Omega_0$  är approximativt termiskt oberoende för temperaturer högre än rumstemperatur, och  $\Omega(\dot{\varepsilon}, T)$  varierar med T och  $\dot{\varepsilon}$  enligt följande samband

$$\Omega(\dot{\varepsilon}, T) = (1.85 \cdot 10^3 \sqrt{2 \cdot D_0})^{\frac{2}{3}} \cdot \exp\left(-\frac{Q_m}{3 \cdot R \cdot T}\right) \cdot (\dot{\varepsilon})^{\frac{1}{3}} \quad (7e)$$

där  $D_0$ ,  $Q_m$  och  $R$  är tabulerade data för självdiffusion av vakanser för metallen ifråga och  $\dot{\varepsilon}$  är töjningshastigheten, se Bergström(14).

*Vi skall utgående från ovan förda resonemang fortsättningsvis anta att parametern  $\Omega$  normalt är ett mått på remobilisering av immobiliserade dislokationer.*

Trots att ekv(7c) har visat sig att ge en tämligen god bild av den plastiska deformationsprocessen hos t.ex. mjuka ferritiska stål innebär antagandet om en töjningsberoende fri medelväglängd,  $s_0$ , att man gör ett fel som strider mot experimentella TEM – observationer. Denna senare typ av undersökningar visar nämligen att  $s$  minskar med töjningen vilket naturligtvis förefaller rimligt när vi betänker att dislokationsdensiteten då ökar.

En annan svaghet är naturligtvis antagandet om att deformationsprocessen är homogen. Detta gäller speciellt för fallen avancerade höghållfasta stål, t.ex. DP-stål och lågtemperaturtempererade martensitiska stål där det idag föreligger en stor mängd

undersökningar som klart visar att den plastiska deformationsprocessen är kraftigt makroskopiskt inhomogen – se avsnittet ”Experimentella Iaktagelser” nedan.

*Låt oss emellertid, innan vi går vidare, först visa hur Bergströms teori förändras när vi inför en tøjningsberoende, fri medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , i analysen samt antar att processen är homogen-Stege 2*

## BERGSTRÖMS VIDAREUTVECKLADE TEORI (1970-TAL) - HOMOGEN DEFORMATION

### STEG 2:

Tabell 3. Antaganden

Nr		Ja	Nej
1	Taylors ekv(4a) är giltig	x	
2	De mobila dislokationernas fria medelväglängd är tøjningsberoende	x	
3	Dynamisk återhämtning äger rum	x	
4	$\rho_0$ inkluderas	x	
5	Den plastiska deformationsprocessen är inhomogen		x

I ett andra utvecklingssteg – steg 2 - introducerades ett tøjningsberoende hos dislokationernas fria medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , och Bergström et al (14) antog att den processen styrdes av lagen om naturlig minskning så att  $s$  minskar från ett initialt värde  $s_1$  vid tøjningen  $\epsilon = 0$  till ett värde  $s_0$  vid större tøjningar, se Tabell 2. Ett sådant tøjningsberoende hos  $s(\epsilon)$  kan fysikaliskt - matematiskt skrivas

$$\frac{ds}{d\epsilon} = -k(s - s_0) \quad (8a)$$

Här är  $k$  en hastighetskonstant. Efter integration med  $s = s_1$  vid  $\epsilon = 0$  erhåller vi följande resultat

$$s(\epsilon) = s_0 + (s_1 - s_0) \cdot e^{-k \cdot \epsilon} \quad (8b)$$

Ekv(8b) säger således att  $s(\epsilon)$  går från ett initialt värde  $s_1$  till ett slutvärde  $s_0$ . TEM studier av dislokationscellernas diametrar,  $d_{cell}$ , visar dessutom att  $s_0 \sim d_{cell}$ , åtminstone i fallet mjuka ferritiska stål och andra enfasiga metaller.

Genom att ersätta  $s_0$  i ekv(7a) med uttrycket för  $s(\epsilon)$  i ekv.(8b), får vi följande uttryck för den totala dislokationsdensitetens tillväxt

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = \frac{m}{b \cdot s(\epsilon)} - \Omega \cdot \rho \quad (9a)$$

Ersätter vi sedan  $s(\epsilon)$  i ekv(9a) med uttrycket för  $s(\epsilon)$  i ekv(8b) erhåller vi följande samband

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = \frac{m}{b \cdot (s_0 + (s_1 - s_0) \cdot e^{-k \cdot \epsilon})} - \Omega \cdot \rho \quad (9b)$$

Ekv.(9b) har emellertid ingen analytisk lösning - och det var bl.a. därför som Bergström (14) i sitt första steg antog att  $s(\epsilon)$  var tøjningsberoende och lika med  $s_0$ . Detta var i mitten av 1960-talet inget dåligt antagande. Det experimentella underlaget rörande dislokationsstrukturens tøjningsberoende var dåligt och de datorer som då förelåg vid Uppsala Universitet var inte

tillgängliga för datorbaserade numeriska anpassningsberäkningar – åtminstone inte för yngre forskarstuderande.

Med en töjningsoberoende fri medelväglängd,  $s_0$ , övergår ekv(9) i ekv(7a) och flytspänningens töjningsberoende övergår i ekv(7b).

Idag kan emellertid ekv(9b) enkelt integreras numeriskt och genom att koppla denna integrationsprocess till Taylors ekvation (4a) kan sanna spännings-töjningsförlopp beräknas och anpassas till experimentella data.

I och med introduktionen av en töjningsberoende fri medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , för den sträcka som mobila dislokationer i genomsnitt rör sig vid plastisk deformation, förbättrades modellens förmåga att beskriva experimentella exakta dragprovdata hos enfasiga metalliska material avsevärt. Modellen begränsades dock fortfarande av det faktum att ingen hänsyn tagits till en eventuell inhomogen plastisk deformation.

Det antogs också ibland, under det inledande utvecklingsskedet, att den dislokationsdensitet,  $\rho_0$ , som förelåg i provmaterialet vid töjningen  $\epsilon = 0$ , kunde försummas. Detta är ett rimligt antagande bara om  $\rho_0$  är litet vilket enbart gäller för enfasiga väl glödgade metaller. För aluminium, koppars och mjuka stål erhåller man i dylika fall värden av storleksordningen  $\sim 10^{12} \text{ m}^{-2}$ . I sådana fall kan man kanske försumma  $\rho_0$  men onödiga fel uppkommer vid små töjningar.

I fallet med moderna avancerade höghållfasta stål går det inte att försumma  $\rho_0$  eftersom den initiala dislokationsdensiteten då kan anta värden i intervallet  $1 \times 10^{14} - 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  bl.a. på grund av den martensitumvandling som äger rum under tillverkningsprocessen. Det mest korrekta vid teorianpassning är därför att genomgående inkludera  $\rho_0$  i analysen.

### **BERGSTRÖMS VIDAREUTVECKLADE TEORI (2000-TAL) – INHOMOGEN PLASTISK DEFORMATION - STEG 3:**

Vi skall nu gå vidare till Steg 3 och i teorin **inkludera effekterna av inhomogen plastisk deformation**, se Tabell 4 (13).

Tabell 4. *Antaganden - Steg 3*

Nr		Ja	Nej
1	Taylors ekv(4a) är giltig	<b>x</b>	
2	De mobila dislokationernas fria medelväglängd är töjningsberoende	<b>x</b>	
3	Dynamisk återhämtning äger rum	<b>x</b>	
4	$\rho_0$ inkluderas	<b>x</b>	
5	Den plastiska deformationsprocessen är inhomogen	<b>x</b>	

Låt oss emellertid först presentera ett antal experimentella iakttagelser som gjorts i samband med studier av DP-stål, martensitiska stål samt aluminium innehållande hårda partiklar. Vi skall dessutom visa, att även enfasiga metaller som ferrit, aluminium och austenitiska rostfria stål, också de uppvisar en viss makroskopisk inhomogenitet. Denna senare effekt är emellertid betydligt svagare än när mjuka faser blandas med större fraktioner hårda faser.

## EXPERIMENTELLA IAKTTAGELSER

### DP 800

Vi har under steg 1 och steg 2 antagit att den plastiska deformationsprocessen hos polykristallina metaller är homogen. I takt med att nya höghållfasta ståltyper som DP – stål och avancerade martensitiska stål har utvecklats har det mer och mer stått klart att inhomogeniteten är avsevärt mer påtaglig och komplicerad än vad man tidigare insett.

Fig. 6a visar ferrit- och martensitfaserna i DP 800 (13). En jämförelse mellan sanna enaxliga spännings – töjningsförlopp hos det analyserade stålet DP 800 och ett mjukt ferritiskt stål A-4 visas i Fig. 6b. Vi ser dels en högre hållfasthet hos DP 800 – stålet samt ett betydligt större initialt deformations hårdnande än hos det enfasiga ferritiska stålet A4.

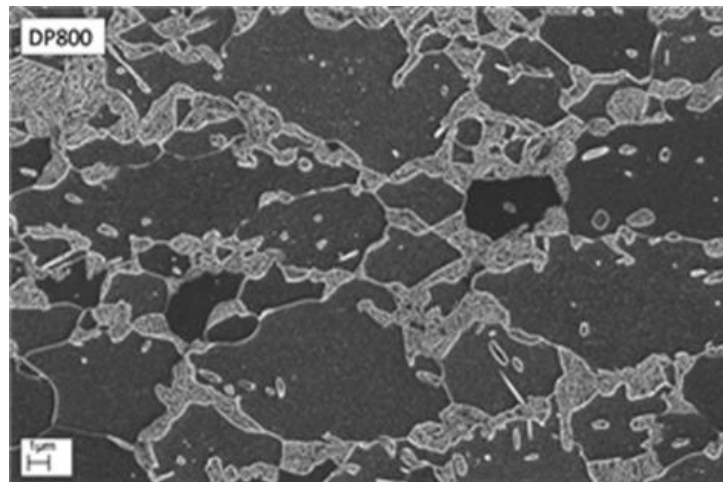


Fig. 6a. Strukturbild – DP 800

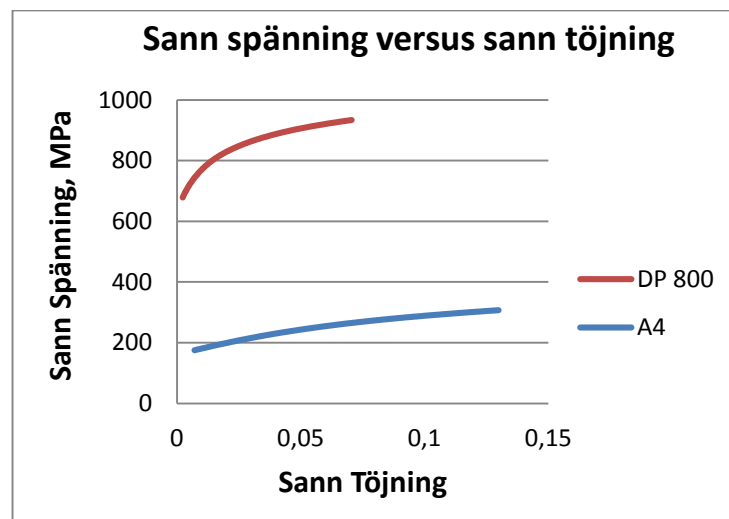


Fig. 6b. Sanna  $\sigma - \epsilon$  förlopp hos DP 800 och det enfasiga ferritiska stålet A

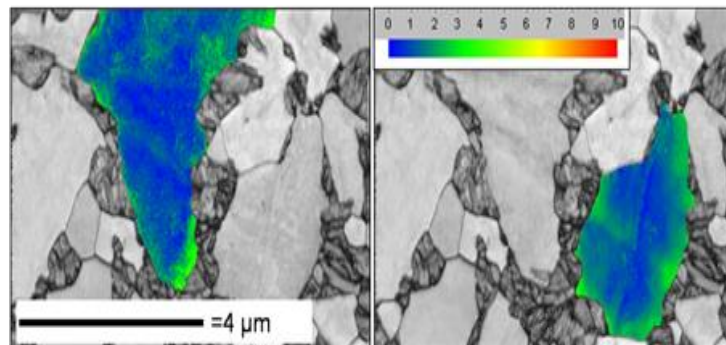
Detaljerade strukturanalyser av enaxligt dragna DP-stål har t.ex. visat att den plastiska deformationsprocessen i stort sett är helt lokaliserad till den mjuka ferritfasen, åtminstone för töjningar upp till midjebildning (16). Den martensitiska fasen, däremot, uppvisar få tecken på plastisk deformation i nämnda töjningsintervall. Det gäller dessutom att den plastiska deformationen i ferriten är kraftigt inhomogen (16). Ett exempel på detta beteende ses i Fig. 6c-

d, som visar EBSD analyser av DP 800 stålet dels i odeformerat tillstånd, Fig. 6c, och dels efter att ha deformerats 8 % i enaxlig töjning, Fig. 6d (13).

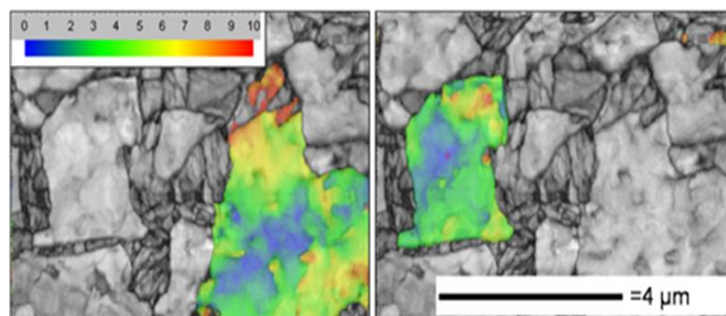
De två kornen i Fig. 6c hos det odeformerade materialet visar att ferriten genomgått en viss plastisk deformation i tunna, mot martensitfasen dikt an liggande, gränsskikt. Detta kan relateras till martensitomvandlingen som ju bl.a. skapar tryckspänningar på ferriten och ger upphov till en plastisk deformation av graden 0 – 5 (blått till ljusgrönt) på färgskalan 0 – 10 i nära anslutning till martensiten. En kortare sträcka in i ferritkornen är den plastiska deformationen betydligt mindre, 0 – 2 (blått till mörkgrönt) på färgskalan. Den plastiska deformationen är således initialt lokaliserad till ett relativt tunt ferritskikt närmast martensiten.

Efter en pålagd plastisk deformation av 8 %, se Fig. 6d, ser vi att plasticeringen rört sig in i ferritkornen och blivit större, 2 – 10 (grönt till rött) på färgskalan. Deformationen är emellertid fortfarande inhomogen på ett sådant sätt att den är avsevärt lägre i kornens centra än i närheten av martensiten, 1 – 3 (blått till grönt). Den aktiva volymsfraktionen ferrit som deltar i den plastiska deformationsprocessen ökar således med töjningen och går från ett litet initialt värde mot ett maximumvärde vilket bestäms av bl.a. ferrithalt och martensithalt.

Liknande iakttagelser har gjorts av Korzekwa et al.(14) med hjälp av TEM-studier. De studerade ett C-Mn-Si DP-stål efter enaxlig dragning 1 % – 14 %, och visade bl.a. att dislokationscellerna utbildas först nära martensitgränserna och att dislokationscelldiametern ökar ju längre in i ferritkornen man kommer. Detta stödjer de slutsatser som gjordes ovan att deformationen sakta rör sig in i kornen med ökande töjning, se Tabell 5



*Fig. 6c. EBSD analys av odeformerat DP800, se text*



*Fig. 6d. EBSD analys av deformerat DP800 töjt till 8 % plastisk töjning, se text.*

I Fig. 7a visas experimentella sanna spännings-töjningsförlopp för bl.a. tre DP – stål, nämligen DP500, DP800 och DP1000. Vi ser att det för DP-stålen gäller att deformationshårdnandet ökar med ökande martensithalt och hållfasthet. Denna ökning i deformationshårdnandet beror på den lokalisering av den plastiska deformationsprocessen som det inhomogena tillståndet ger upphov



till – dvs. en lokalisering till den mjuka ferriten. Hos DP-stålen styrs därför deformationshårdnandet dels av martensithalten och dels av deformationsprocessens inhomogena lokalisering i ferriten. DP1000 har högst martensithalt och således lägst ferrithalt. Tillsammans med lokaliseringen i ferriten uppvisar därför DP1000 ett högre deformationshårdnande än DP800- och DP500-stålen. Detta är således grundförklaringen till att en god duktilitet kan upprätthållas vid så hög hållfasthet. I den teoretiska analys, som presenteras nedan, skall vi i djupare detalj visa hur olika fysikaliska parametrar påverkas av inhomogeniteten

**Table 5: Sammanställning av dislokationssubstrukturens utveckling i ett C-Mn-Si DP-stål vid dragning ref. D.A. Korzekwa, D.K. Matlock,, G. Krauss, Met. Trans. A 15A, 1221(1984)**

Sann plastisk töjning (%)	Typiska ferritiska dislokationssubstrukturer	Variation av substruktur inom ett typiskt ferritkorn
0	Låg medeldislokationsdensitet	Hög dislokationsdensitet nära martensiten
1	Inga celler; ett fåtal raka, plana dislokations- väggar	Dislokationsdensiteten är högre nära martensiten
2	Begynnande celler; många långa, raka cellväggar	Begynnande cellbildning bildas först nära martensiten
7	Välutvecklad cellstruktur; Tjocka cellväggar	Cellstorleken mindre nära martensiten (~0.4µm) än en bit bort från martensiten (~0.7µm)
14	Välutvecklad cellstruktur med många raka, tunna cellväggar	Cellstorleken är ungefär densamma som vid 7 procents töjning

### Martensitiska stål – normaliserade vid 200C:

Även de tre martensitiska stålen i Fig. 7a, nämligen M1200, M1500 och M1700 har olika hållfasthet och olika deformationshårdnande. Det gäller också i detta fall att deformationshårdnandet ökar med hållfastheten.

En detaljstudie av M1700, som är hårdast av de tre M-stålen, har visat att den totala aktiva volymsfraktionen ferrit är ca 5 % och intimt lokaliserad till de gamla austenitkorngrensarna, se Fig. 7b. Den initiala volymsfraktionen aktiv ferrit är ca en faktor 25 gånger mindre, se teoriavsnittet nedan.

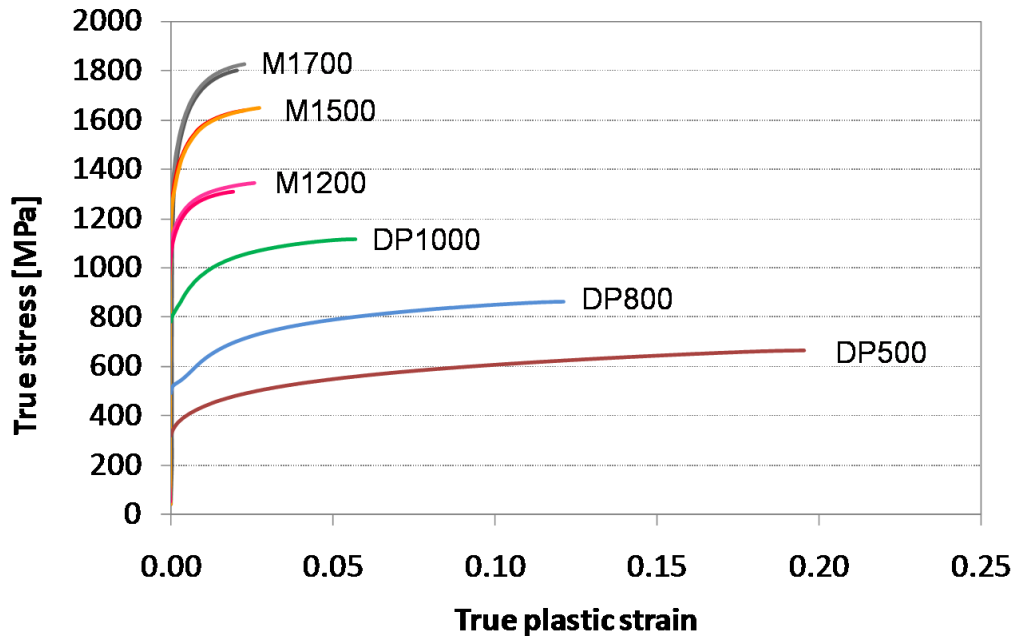
Ett rimligt antagande när det gäller ökningen av deformationshårdnandet med hårdheten är att utgå från att såväl den initiala aktiva volymsfraktionen ferrit som den totala volymsfraktionen ferrit minskar med ökande martensithalt.

Vi skall emellertid inte heller glömma att den fria medelväglängden,  $s(\epsilon)$ , för mobila dislokationer bör minska med minskande aktiv volymfraktion, vilket ytterligare förstärker deformationshårdnandet.

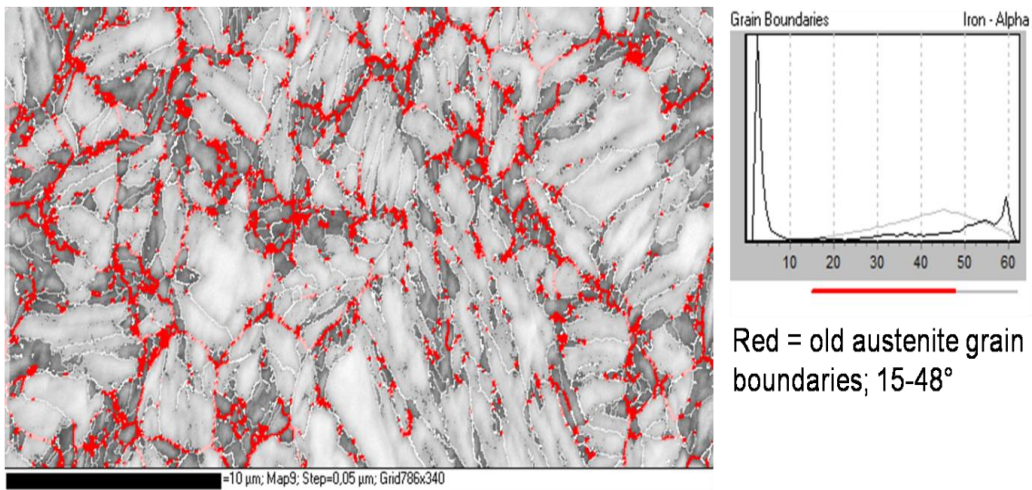
I och med att den plastiska deformationsprocessen lokaliseras till små volymfraktioner av den enaxliga provstaven ökar också den lokala töjningshastigheten vilket leder till att den termiska friktionsspänningen lokalt ökar och blir töjningsberoende. Även denna effekt bör beaktas i en detaljerad analys och det är också vad vi skall göra i teoriavsnittet.

Lokaliseringen i M1700, av den aktiva volymsfraktionen ferrit till de gamla austenitkorngrensarna, visas i Fig. 7b, där rödmarkeringen anger de gamla austenitkorngrensar som aktivt deltagit i deformationsprocessen. Den pålagda spänningen är horisontell och det

framgår tydligt att det föreligger en klar tendens bland de rödmarkerade korngränserna att de bildar en vinkel på cirka 45° med dragriktningen och uppvisar en större plasticitetseffekt än andra korngränser. Detta är naturligtvis ett resultat av att den pålagda skjuvspänningen uppnår ett maximum under sådana villkor. Det föreligger också en tendens till blockbildning av korn där varje block innehåller ett flertal icke deformerade gamla austenit korngränser.



*Fig. 7a. Sanna enaxliga spännings-töjningsförlopp hos tre DP – stål och tre martensitiska stål med olika hårdhet enaxligt dragna till midjebildning. Notera att hållfastheten och deformationshårdnandet ökar med ökande hållfasthet*



*Fig. 7b. EBSD - analys av korngränser. Det med rött markerade korngränserna är gamla austenitiska korngränser som identifierats som platser där plastisk deformation dels initieras och dels fortskrider. Detta indikerar att lokaliseringen av den plastiska processen är stark. Vi kan också se en klar tendens till blockbildning hos korn där korngränserna som definierar blocken är skarpt deformerade. Korngränserna inom blocken är mindre deformerade. Den pålagda spänningen är i bilden horisontell. Blockdiametern har uppskattats till ca 10 µm*

Varje block tycks emellertid vara omgivet av korngränser som uppvisar en kraftig ”blurr-effekt” (lokal plastisk deformation). Blockdiametern varierar emellertid med ett medelvärde på ca 10

$\mu\text{m}$ . En möjlig tolkning är därför att blockgränserna representerar någon typ av lågenergiområden, och att den plastiska deformationsprocessen lokaliseras dit. Med hjälp av en "line-scan-funktion" bekräftades att martensiten uppvisade få tecken på plastisk deformation för töjningar upp till midjebildning. Det föreligger också en tendens till blockbildning av korn där varje block innehåller ett flertal icke deformerade korn för töjningar upp till midjebildning.

I Fig. 7c presenteras de enaxliga sanna  $\sigma$ - $\epsilon$  förloppen för det martensitiska stålet M1700 tillsammans med det enfasiga mjuka ferritiska stålet A4. Skillnaden i hållfasthet och initialt deformationshårdnande är påtaglig.

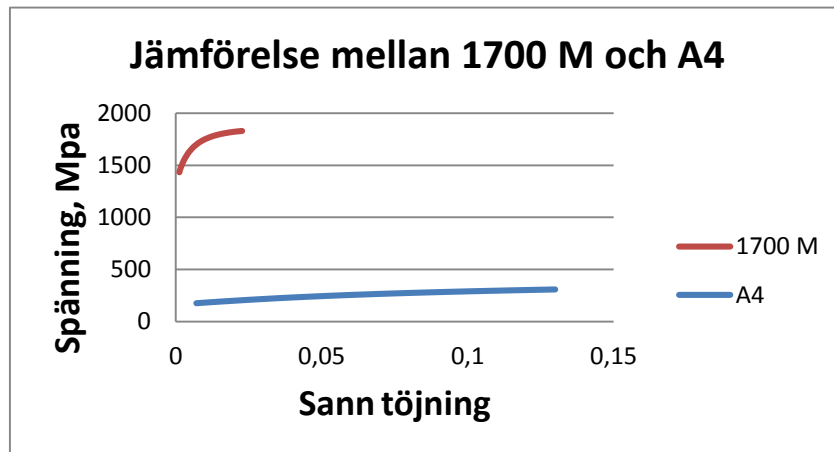
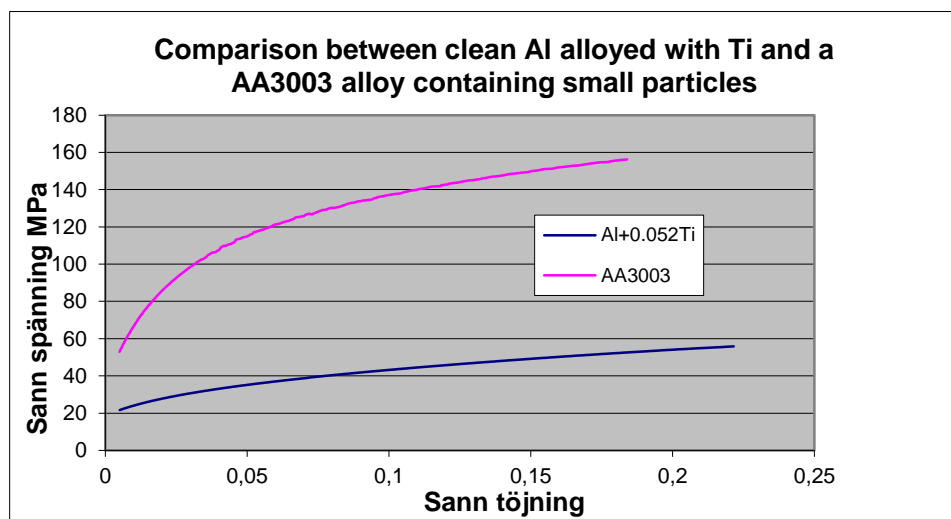


Fig. 7c. En jämförelse mellan de enaxliga sanna spännings-töjnings förloppen hos det martensitiska stålet 1700M och det enfasiga mjuka ferritiska stålet A4.

### Aluminium AA3003 och Al legerat med 0,052 Ti

Vi har hittills fokuserat på DP-stål och Martensitiska stål men även andra metaller, som t.ex. aluminium, påverkas också starkt om materialet innehåller partiklar. Effekten blir påtaglig om partiklarnas diameter ligger kring 5 – 10  $\mu\text{m}$ . Detta framgår klart av Fig. 8a där vi visar enaxliga dragprovdata från dels ett enfasigt aluminium legerat med 0,052 Ti och dels en aluminiumlegering AA3003 innehållande partiklar.

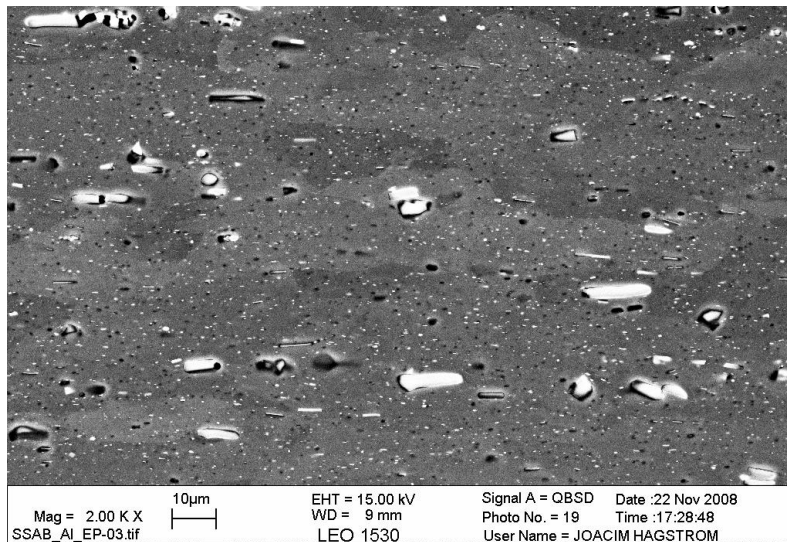


I Fig.8a. visas de sanna spännings-töjningsförloppen för polykristallint Al legerat med 0,052 % Ti och en Al-legering innehållande hårda partiklar i intervallet ca. 1 – 10  $\mu\text{m}$ .

Volymfraktionen större partiklar i AA3003 är ca 8 %. Vi ser dessutom i Fig. 8a att AA3003 har ett avsevärt större initialt deformationshårdnande än det partikelfria Al-materialet. Även detta

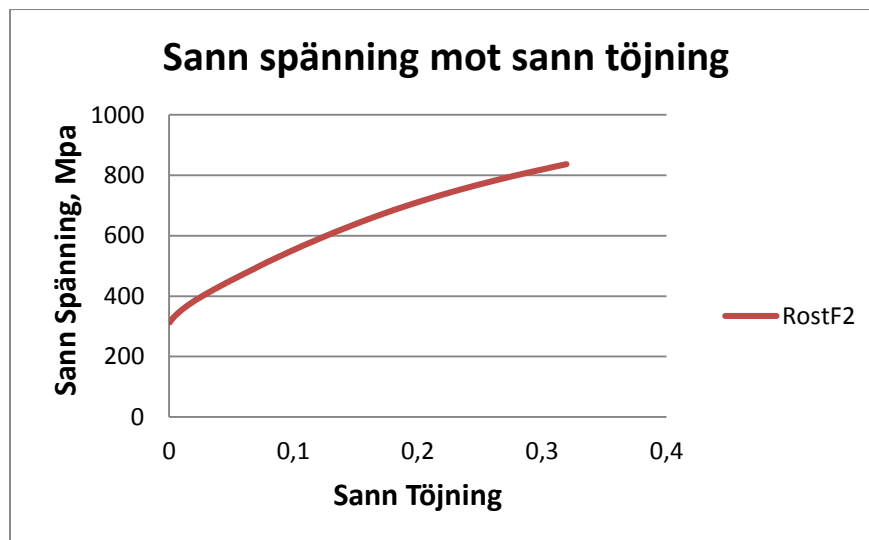
beteende kan enkelt förklaras utgående samma resonemang som det för ferrit innehållande hård martensit.

Fig. 8b. visar en strukturbild av AA3003 där hårda partiklarnas närvaro klart framgår. Medeldiametern för de större partiklarna är ca 10  $\mu\text{m}$ . Vi ser också att materialet innehåller en mängd mycket små partiklar med en medeldiameter kring ca 0,3  $\mu\text{m}$ .



*Fig. 8b. Aluminium innehållande en volymfraktion hårda partiklar av diameter 0,3 – 10  $\mu\text{m}$*

### Austenitiskt rostfritt stål



*Fig. 9. Sanna spännings – töjningsförlopp hos ett enfasigt rostfritt stål.*

Som redan framgått av de sanna spännings-töjningsförloppen hos enfasig mjuk ferrit, A4, i Fig. 6b och Fig. 7c samt enfasigt aluminium i Fig.8a, så är det initiala deformationshårdnandet betydligt lägre än i stålen DP 800, se Fig. 7a, och 1700M, se Fig. 7c, samt aluminium innehållande stora partiklar, se Fig. 8a. Också ett enfasigt austenitiskt rostfritt stål, se Fig. 9, visar initialt låga värden på deformationshårdnandet. Mycket talar därför för att det ökande deformationshårdnandet och den ökande hållfastheten hos material innehållande en blandning av mjuka och hårda faser härrör från en minskande volymsfraktion aktiv mjuk fas samt att denna fraktion initialt är liten men växande med ökande töjning.

## **METALLISKA MATERIALS INHOMOGENITET - ALLMÄNT**

Vi skall nu vidareutveckla Bergströms dislokationsmodell till att ta hänsyn till det experimentella faktumet att den plastiska deformationsprocessen hos såväl höghållfasta stål som enfasiga mjuka metaller av typ mjuka stål och aluminium är makroskopiskt inhomogen. Den inhomogena effekten är emellertid betydligt mer påtaglig i de höghållfasta materialen. Den plastiska inhomogeniteten kan hänskjutas till en närvaro av olika typer av defekter. Metalliska kommersiella metaller är långt ifrån defektfria och ett ofta använt sätt att klassificera de vanligast förekommande defekterna är följande:

**Punktdefekter:** Denna typ av defekter påverkar på olika sätt dislokationernas rörelser. Vakanser bildas bl.a. vid värmebehandling och plastisk deformation och de ökar med ökande plastisk deformationsgrad. De ökar också ett materials självdiffusion. Genom att den lokala plastiska deformationsgraden ökar kraftigt vid inhomogen plastisk deformation jämfört med den som råder vid homogen plastisk deformation, ökar också den lokala vakanskoncentrationen och således också de lokala diffusionshastigheterna. Detta kan påverka de lokala egenskaperna vid måttliga och högre temperaturer och bör på sikt undersökas.

En närvaro av substitutionellt och interstitiellt lösta atomer leder till ett lösningshårdnande.

**Linjära defekter:** Dislokationer skapas genom dislokationsmultiplikation och resulterar i plastisk deformation och deformationshårdnande. En lokalisering av den plastiska deformationsprocessen som hos inhomogena material leder därför också till att deformationshårdnadet lokaliseras.

**Deformationsåldring:** De interstitiellt lösta atomerna kol och kväve i stål bidrar dels till ett lösningshårdnande men också till deformationsåldring, både statisk och dynamisk. I fallet med dynamisk deformationsåldring kan mobila dislokationer fångas in av lösta C- eller N – atomer och ge upphov till en inhomogen deformation - serrationer. Vid statisk deformationsåldring i stål låses de immobiliserade dislokationerna och möjligheten till remobilisation av immobiliserade dislokationer minskar eller elimineras. Detta leder indirekt till ett ökat deformationshårdnande efter åldring. Om dessa processer äger rum under inhomogena förhållanden förstärks den inhomogena effekten.

**Skiljeytor:** Korngränser, subkorngränser och fasgränser påverkar dislokationernas rörelser och materialets plastiska beteende. Korngränser ger bl.a. upphov till den s.k. Petch - Hall effekten. Även subkorngränser har en liknande hårdhetshöjande effekt. En närvaro av faser med olika hårdhet ger upphov till en påtaglig makroskopisk inhomogen plastisk deformation.

**Restspänningar:** Dessa spänningar har makro- mikro- och submikroutbredning och förekommer i alla metalliska material som bearbetats och värmebehandlats. Denna typ av spänningar kan lätt utlösas vid pålagd spänning och kan på så sätt bidra till att slumpmässigt generera initiala, lokala utbrott av plastisk deformation, dvs. plastisk inhomogen deformation, t.ex. vid enaxlig dragning.

**Textur:** Ett texturerat material bidrar lätt till att den plastiska deformationen blir inhomogen. Ju mer påtaglig textureringen är desto mer påtaglig blir inhomogeniteten. En varierande kornstorlek kan också ge upphov till inhomogen plastisk deformation.

**Volymeffekter I:** Små och medelstora partiklar bidrar till partikelhårdning. De leder i sig också till en inhomogen plastisk deformation på makro, mikro- och submikronivå beroende av partikelstorlek.

---

**Volymeffekter II:** Stora volymsfraktioner av olika hårda faser – t.ex. martensit eller bainit – i en mjuk ferritfas leder till en makroskopiskt inhomogen plastisk deformation med lokalisering till den mjuka fasen. Hårda större partiklar i mjuka fcc-faser, t.ex. koppar och aluminium bidrar likaledes till en påtaglig inhomogen plastisk deformation. Även inhomogent fördelade anhopningar av hårda små partiklar ger upphov till inhomogen plastisk deformation

Den stora mängd experimentella tekniker som presenterats under de senaste årtiondena har öppnat nya dörrar, som kraftfullt bidragit till att nya detaljer avseende den plastiska deformationsprocessen har kunnat identifieras. En synnerligen viktig iakttagelse är t.ex. att den plastiska deformationsprocessen är avsevärt mer makroskopiskt inhomogen, än vad man tidigare trott. Detta gäller speciellt för de nya avancerade höghållfasta stålen och andra material där hållfastheten påtagligt ökats. Den stora satsningen på nano-material har också bidragit till kunskapsökningen.

## ENAXLIG DRAGNING

Ett stort problem i samband med utvärdering av enaxliga dragprovdata är att man enligt standard utgår från att hela provstavsvolymer deltar i den plastiska deformationsprocessen – se Appendix 1.

Ett sådant antagande är nämligen i grunden felaktigt för inhomogena material. Talande exempel är moderna DP-stål, se ovan, där den plastiska deformationen är lokaliserad till den mjuka ferriten för töjningar upp till midjebildning. Martensiten deformeras inte eller enbart marginellt. Det gäller dessutom att den plastiska deformationen i den mjuka ferriten är inhomogen.

Plasticeringen startar i fasgränsyterna mellan mjuk och hård fas och utbreder sig sen sakta inåt i de mjuka kornen med ökande töjning, se ovan. Vi har alltså en med ökande töjning ökande aktiv volymsfraktion av provstaven som tar del i processen. De faktiska lokala töjningsökningarna i provstaven är således initialt betydligt större än vid större töjningar. Initialt kan denna skillnad vara en faktor 10 - 50 ggr större än de globala töjningarna.

*Att anpassa en icke-korrigerad  $\sigma - \epsilon$  modell, eller ett empiriskt samband, till inhomogena experimentella dragprovdata kan leda till stor fysikalisk felaktighet i de slutsatser som dras. Tyvärr har inhomogenitetsproblematiken oftast negligerats i de artiklar som presenterats genom åren och man bör därför vara kritisk till många av de slutsatser som dragits. För att en anpassning och en påföljande korrekt analys skall kunna göras måste de lokala töjningarna sättas i relation till de globala töjningar som ju erhålls vid den standardiserade bestämningen av enaxliga dragprovdata.*

*I fallet med rena enfasiga material är den inhomogena effekten jämförelsevis liten och kan normalt negligeras.*

Låt oss nu i viss detalj beakta den plastiska deformationsprocessen i inhomogena metalliska polykristallina metaller. Vi skall inleda med att härleda en teori och sedan steg för steg visa att den på ett tillfredsställande sätt kan beskriva det sanna enaxliga spännings – töjningsförloppet hos inhomogena metalliska material. Vid härledningen av denna inhomogena modell skall vi utgå från Bergströms teori för homogen plastisk deformation – steg 2.

Den erhållna teorin kommer att testas på ett DP800 stål, ett martensitiskt stål 1700M och ett rent aluminium innehållande stora partiklar AA3003.

Vi skall också visa att enfasiga metaller, som mjuka ferritiska stål, aluminium och rostfria austenitiska stål, är inhomogena och att deras spännings-töjningsförlopp på ett utmärkt sätt kan beskrivas med den nya teorin. Även i dessa fall råder en makroskopisk inhomogenitet om än betydligt mindre påtaglig än i flerfasmaterial.

## EN TEORI FÖR DET PLASTISKA DEFORMATIONSFÖRLOPPET HOS INHOMOGENA MATERIAL VID ENAXLIG DRAGNING

### Allmän inledning

Vi skall nu visa hur Bergströms homogena dislokationsteori -Steg 2- kan vidareutvecklas till att inkludera inhomogen plastisk deformation - steg 3 -, se Tabell 4, och vi utgår därför från den schematiska bilden i Fig. 10 a, som presenterar Bergströms homogena modell enligt Steg 2, se ovan. Låt oss därför inleda med att presentera ett antal grundläggande antaganden(13).

### Grundläggande antaganden:

- Teorin, som inkluderar en korrektion för inhomogen plastisk deformation, gäller för enaxlig dragning och för töjningar upp till midjebildning.

- Vi utgår från den traditionella klassiska synen att dislokationer uppträder som kantdislokationer, skruvdislokationer och som kombinationer av dessa. Vi antar vidare att dislokationer skapas, rör sig, tvärglider, multipliceras, immobiliseras och remobiliseras på traditionella sätt.

- Deformationsprocessen startar i den mjuka fasen nära fasgränssytor mellan den mjuka och den hårda fasen, dels som ett resultat av en närvaro av restspänningar orsakade av fasomvandlingar och bearbetning och dels p.g.a. in-kompatibilitetsvillkor som ger upphov till spänningskoncentrationer i de berörda områdena. Deformationshårdnandeprocessen är således initialt lokaliserad till den mjuka fasen nära den hårda fasens ytor. Som ett resultat av ett högt deformationshårdnande i dessa områden, tvingas deformationsprocessen med ökande töjning och åtföljande hårdhetsökning, att röra sig mot den mjuka fasens inre p.g.a. ett lägre hårdnandemotstånd där.

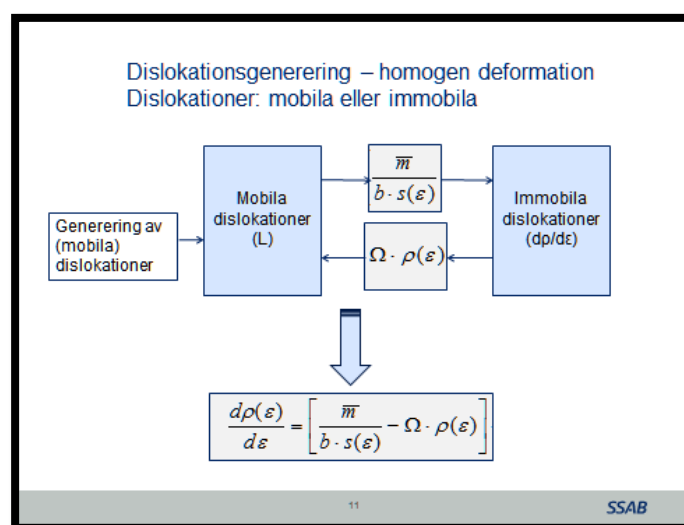


Fig. 10a. Schematisk presentation av Bergströms dislokationsteori – homogen deformation – steg 2.

- Det inhomogena materialet antas uppbyggt av följande volymfraktioner:

1. en hård fas,  $f_h$ , som deformeras elastiskt men inte plastiskt
2. en aktiv mjuk fas,  $f(\varepsilon)$ , som deformeras elastiskt och plastiskt
3. en icke-aktiv mjuk fas,  $f_{odef}$ , som deformeras elastiskt och som successivt, med ökande töjning, övergår till att även deformeras plastiskt

- Den plastiskt odeformerade fraktionen mjuk fas, dvs. den med töjningen kontinuerligt minskande differensen,  $f_0 - f(\varepsilon) = f_{odef}$ , kan betraktas som hård, eftersom den inte deltar i den plastiska deformationsprocessen, och kan i det avseendet jämföras med den hårda fasfraktionen. Av den anledningen kan spänningskoncentrationer också bildas mellan deformerad och icke deformerad mjuk fas. Detta påminner om Ludersfenomenet i ferrit där en rörlig front separerar deformerad mjuk fas från en icke deformerad sådan.

- Den plastiska deformationsprocessen startar inte nödvändigtvis samtidigt i alla mjuka volymsfraktioner utan kan slumpmässigt och kontinuerligt initieras på olika platser under deformationsprocessen – också detta är jämförbart med Ludersfenomenet där flera Ludersband kan bildas, röra sig och stoppas upp.

- Även om dislokationsdensiteten kan uppvisa lokala variationer, som ett resultat av den inhomogena plastiska deformationen, antar vi att Taylors ekv(1) gäller för dislokationernas medeldensitet i den aktiva mjuka volymsfraktionen

- De mobila dislokationernas fria medelväglängd antas minska exponentiellt med töjningen i överensstämmelse med ekv(8b)

### Den aktiva volymsfraktionen, $f(\varepsilon)$

Vi antar, att belastningen av ett inhomogent material fördelas över hela provvolymen, dvs. på den hårda volymfraktionen,  $f_h$ , på den aktiva mjuka fasen,  $f(\varepsilon)$ , och på den icke deformerade mjuka fasen,  $f_{odef}$ .

Om den spänning som verkar på den aktiva mjuka fasen är,  $\sigma_f$ , så verkar samma spänning på de andra två fraktionerna men bara på ett elastiskt sätt. Den globala spänning,  $\sigma$ , som verkar på dragprovstaven kan därför skrivas

$$\sigma = (f_h + f(\varepsilon) + f_{odef}) \cdot \sigma_f \quad (10)$$

där  $f_h + f(\varepsilon) + f_{odef} = 1$ . Detta betyder att den globala spänningen,  $\sigma$ , är lika med den lokala spänningen,  $\sigma_f$ , som verkar på den aktiva volymsfraktionen mjukt material. Det plastiska töjningsberoendet hos dislokationsdensiteten,  $\rho$ , i den aktiva ferriten kan enligt kedjeregeln skrivas

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon_f} = \frac{d\rho}{d\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon_f} \quad (11)$$

där  $\varepsilon_f$  är den lokala töjningen i den lokala mjuka fasen och  $\varepsilon$  är den globala töjningen. Den globala töjningen,  $\varepsilon$ , är p.g.a. inhomogeniteten relaterad till den lokala töjningen,  $\varepsilon_f$ , som

$$d\varepsilon \cong f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon_f \quad (12)$$

där,  $f(\varepsilon)$ , är den aktiva volymfraktionen. Den totala dislokationsdensitetens globala töjningsberoende för ett inhomogent material kan således skrivas (ref)



$$\frac{d\rho(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{1}{f(\varepsilon)} \cdot \left[ \frac{m}{b \cdot s(\varepsilon)} - \Omega \cdot \rho(\varepsilon) \right] \quad (13)$$

Vi antar vidare att töjningsberoendet är baserat på ”naturligt sönderfall” hos den aktiva volymsfraktionen  $f(\varepsilon)$ , och kan skrivas

$$\frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} = r \cdot (f_0 - f(\varepsilon)) \quad (14)$$

Här är  $r$  en materialparameter som kontrollerar den hastighet varmed processen äger rum. Efter integration erhåller vi följande samband

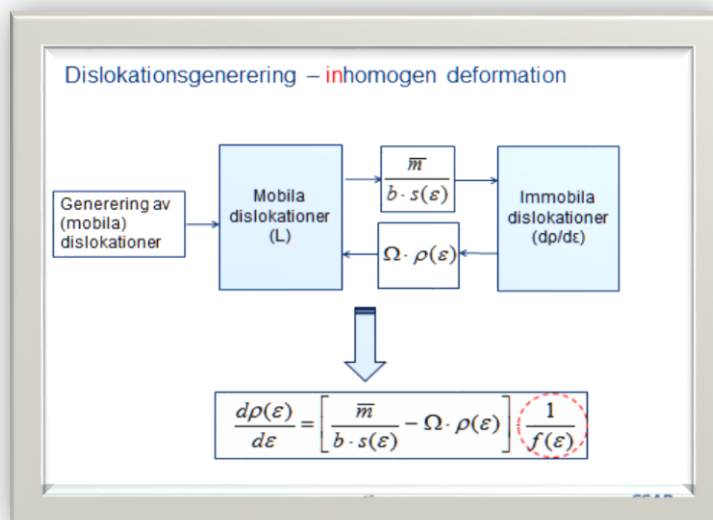
$$f(\varepsilon) = f_0 + (f_1 - f_0) \cdot e^{-r \cdot \varepsilon} \quad (15)$$

där  $f_1$  är den initiala volymfraktionen mjuk fas som deltar i deformationsprocessen och  $f_0$  är den totala volymfraktionen mjuk fas.  $f(\varepsilon)$  startar således från värdet  $f_1$  och växer med ökande töjning mot värdet  $f_0$ .

Utgående från ekv. (12) kan därför sambandet mellan den lokala töjningen,  $\varepsilon_l = \varepsilon_l$ , och den globala töjningen,  $\varepsilon = \varepsilon_g$ , approximativt skrivas:

$$\varepsilon_l \cong \frac{\varepsilon_g}{f_0 + (f_1 - f_0) \cdot e^{-r \cdot \varepsilon_g}} \quad (16)$$

I ett homogent material gäller att  $f_1 = f_0 = 1$  med resultatet att  $\varepsilon_l = \varepsilon_g$ . I ett inhomogent material, däremot, är  $f_1 < f_0 < 1$  med resultatet att  $\varepsilon_l > \varepsilon_g$ . I sådana material gäller t.ex. att  $\varepsilon_l \sim \varepsilon_g / f_1$  vid små  $\varepsilon_g$  – värden och  $\varepsilon_l \sim \varepsilon_g / f_0$  vid stora  $\varepsilon_g$  – värden. Vi återkommer till detta i ett senare avsnitt. En vidareutveckling av Bergströms homogena dislokationsmodell till det inhomogena fallet ger det allmänna resultat som vi ser i Fig. 10b.



**Fig.10b. En schematisk presentation av Bergströms dislokationsteori – inhomogen deformation – steg 3**

Om vi nu ersätter  $s(\varepsilon)$  och  $f(\varepsilon)$  i Fig.10b med uttrycken i ekv(8b) och ekv(15) erhåller vi följande uttryck för den hastighet varmed dislokationer genereras vid töjning.

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{1}{f_0 + (f_1 - f_0) \cdot e^{-r \cdot \varepsilon}} \cdot \left[ \frac{m}{b \cdot (s_0 + (s_1 - s_0) \cdot e^{-k \cdot \varepsilon})} - \Omega \cdot \rho \right] \quad (17)$$

Ekv.(17) ger oss det globala töjningsberoendet för ett inhomogent material uttryckt i den mjuka fasens olika parametrar, dvs. en beskrivning av den kontinuerliga lokaliseringsprocessen i ett inhomogent material bestående av en mjuk fraktion fas som plasticerar och en hård fraktion fas som inte plasticerar.

En jämförelse mellan ekv.(17) och Bergströms original-ekv.(9b) för homogent  $\rho$ - $\varepsilon$  i ren mjuk fas, visar att ekv(17) övergår i ekv(9b) om  $f_0=f_1=1$ , dvs. om vi antar att  $f_h=0$  och att deformationen är homogen.

Utgående från denna typ av resonemang kan vi nu i termer av global töjning, matematiskt och fysikaliskt uppskatta hur den plastiska deformationen fortskrider upp till midjebildning hos inhomogena material. Det betyder i praktiken att deformationen är inhomogen med lokala töjningsgradienter i den mjuka fasen. Det är här som inhomogenitetsfaktorn,  $f(\varepsilon)$ , kommer in som en koordinerande faktor. De resultat som vi erhåller är baserade på medelvärden av de plastiska deformationsförloppen i såväl den mjuka fasen som mellan kornen i den mjuka fasen. Även om den plastiska deformationsprocessen kan variera kraftigt, både lokalt och makroskopiskt, styrs  $f(\varepsilon)$  hela tiden av den medelprovolym som aktivt deltar i deformationsprocessen.

De parametervärden som vi erhåller vid anpassningen av teorin till experimentella spännings-töjnings kurvor är sålunda medelvärden, baserade på den lokala deformationsprocessen. Vi kan därför, utgående från dem, göra rimliga fysikaliska bedömningar av hur materialets olika parametrar påverkar den plastiska deformationsprocessen. Det blir härigenom lättare att förstå den fysikaliska inverkan som ett materials inhomogenitet har på de makroskopiska egenskaperna och hur man skall gå tillväga för att vidareutveckla och optimera materialens egenskaper för olika applikationer. Vi kan också enkelt uppskatta de lokala töjningarna utgående från de globala töjningarna,  $\varepsilon$ , och, faktorn  $f(\varepsilon)$ , se ekv(16).

### Anpassning av den inhomogena teorin – Fas 3 - till experimentella data

En speciell Matlab-subrutin, som baseras på Matlab Curve Fitting Toolbox, har utvecklats för att anpassa modellen - ekv(4a) och ekv(17) – till experimentella exakta sanna spännings-töjningsdata (13). Parametrarnas startvärden väljs dels på basis av experimentella data och dels utifrån tidigare erfarenhet.

Varje anpassning ger därför upphov till ett slutresultat av den typ som presenteras i Fig. 11a där vi valt **DP800-stålet som ett exempel**. Det kan därför vara lämpligt att i detta skede, och som ett exempel, i viss detalj kommentera dels det bakomliggande förfarandet och dels de resultat som anpassningen av den nya teorin till DP800-stålets spännings-töjnings kurva gett upphov till:

- För ferrit gäller följande experimentella eller tabellerade värden:  $\alpha=0,5$ ,  $G=80\ 000$  MPa,  $b=2,5E-10$  m,  $m=2$ ,  $\sigma_0=1000$  MPa,  $T_0=2680K$ ,  $\nu=1E9$  s-1,  $T=296K$ ,  $\dot{\varepsilon}=0,0104s^{-1}$  och martensithalt  $f_m$  har hållits konstanta under anpassningen.
- Följande parametrar har tillåtits variera:  $\Omega$ ,  $\rho_0$ ,  $f_1, f_0$ ,  $r$ ,  $s_1$ ,  $s_0$ ,  $k$ ,  $\sigma_{at}$ .

- Den lilla figuren längst upp till vänster i 11a visar anpassningen av det teoretiska  $\sigma$ - $\epsilon$  förloppet till experimentella data för DP800-stålet. Under delfiguren anges den via anpassning framräknade töjningen,  $\epsilon_n = 0,083$  till midjebildning och motsvarande spänningsvärde  $\sigma_n = 946,0$  MPa, vilka värden stämmer utmärkt med de experimentella.
- Motsvarande variation av den totala dislokationsdensiteten,  $\rho(\epsilon)$ , med töjningen visas i den mittersta övre lilla figuren. Det via anpassning erhållna värdet på den innefrusna dislokationsdensiteten uppgår till  $\rho_0 = 1,42E14$  m<sup>-2</sup>.
- Den högra övre lilla bilden visar felen i anpassningen som funktion av töjningen. Det statistiska medelfelet har uppskattats till 0,150 MPa. Vi ser att de initiala felen är stora (~ 2MPa) och minskar med töjningen mot värdet (~ 0,2 MPa). Detta beteende har med stor säkerhet att göra med en successiv utlösning av de större restspänningarna och andra typer av initiala spänningskoncentrationer.
- I figurens nedre del ser vi längst till vänster den tabell som visar de olika parametervärden, som erhållits vid anpassningen. De parametervärden som markerats med en cirkulär punkt har kända värden och hålls konstanta under anpassningen. Övriga parametrar har tillåtits att variera fritt tills felet i anpassningen nått ett minimum.
- I samband med anpassningen går det att helt låsa en eller flera parametrar. Det går också att minska de olika parametrarnas känslighet för anpassning i en skala 1 - 10 genom specialmärkning. Denna senare nämnda funktion har inte utnyttjats i föreliggande arbete.
- Tabellen till höger visar motsvarande värden vid den senast föregående anpassningen, 100 cykler tidigare. Vi ser här att skillnaderna i detta skede, mellan de två tabellernas värden är små och försumbara varför fortsatta körningar blir onödiga.
- Den till höger liggande övre mindre figuren anger hur den aktiva volymfraktionen ferrit varierar med töjningen. De i anpassningen erhållna värdena på  $f_m$ ,  $f_1$ , och  $f_0$  är 0,273, 0,152 och 0,727.  $r$ -värdet har uppskattats till 20,66.
- Dislokationernas fria medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , som funktion av töjningen presenteras i den översta till höger liggande lilla figuren. Vi ser att  $s(\epsilon)$  minskar med töjningen från  $s_1=7,584E-7$  m till  $s_0=5,178E-7$ m. Hastighetsparametern  $k=305,4$
- Den lilla figuren längst till höger visar hur den totala friktionsspänningen  $\sigma_{i0} = \sigma_{at} + \sigma^*$  varierar med töjningen. Den atermiska komponenten  $\sigma_{at}=434$  MPa. Den termiska komponenten varierar med töjningen från 508 – 496=12 MPa.

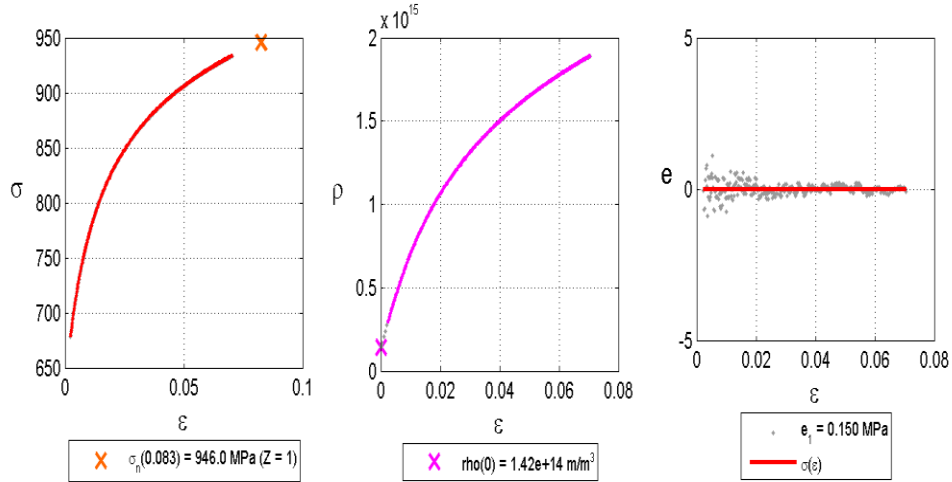
Nedan presenteras de enskilda resultaten från anpassning av den inhomogena teorin till experimentella enaxliga dragprovkurvor från DP 800 – stålet, Fig. 11a, det martensitiska 1700M - stålet, Fig. 11b, ett ferritiskt mjukt stål A4, Fig. 11 c, partikel-härdat aluminium AA3003, Fig. 12a, högrent Al+0,052 %, Fig. 12b, austenitiskt rostfritt stål, Fig. 13.

En sammanställning av erhållna resultat presenteras i Tabell 6. Därpå följer ett avsnitt med kortare kommentarer kring de erhållna resultaten.

EXEMPEL PÅ ANPASSNINGAR

DP 800:

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-11-24 17:59:15 - Data file: ny 800DP.txt - Data file path: C:\Users\matlab\Desktop\



- | Current values:                       | Previous values:                    |
|---------------------------------------|-------------------------------------|
| • $\alpha = 0.500$                    | $\alpha = 0.500$                    |
| • $G = 80000 \text{ MPa}$             | $G = 80000 \text{ MPa}$             |
| • $b = 2.5e-10 \text{ m}$             | $b = 2.5e-10 \text{ m}$             |
| • $m = 2.0$                           | $m = 2.0$                           |
| $\Omega = 5.02$                       | $\Omega = 5.01$                     |
| $\rho_0 = 1.42e+14 \text{ m/m}^3$     | $\rho_0 = 1.42e+14 \text{ m/m}^3$   |
| $f_1 = 0.152$                         | $f_1 = 0.151$                       |
| $f_0 = 0.727$                         | $f_0 = 0.728$                       |
| $r = 20.66$                           | $r = 20.64$                         |
| $s_1 = 7.584e-07 \text{ m}$           | $s_1 = 7.556e-07 \text{ m}$         |
| $s_0 = 5.178e-07 \text{ m}$           | $s_0 = 5.178e-07 \text{ m}$         |
| $k = 305.40$                          | $k = 303.31$                        |
| • $\sigma_0 = 1000.00 \text{ MPa}$    | $\sigma_0 = 1000.00 \text{ MPa}$    |
| • $T_0 = 2680.00 \text{ K}$           | $T_0 = 2680.00 \text{ K}$           |
| • $\nu = 1e+09 \text{ s}^{-1}$        | $\nu = 1e+09 \text{ s}^{-1}$        |
| • $\epsilon' = 0.0104 \text{ s}^{-1}$ | $\epsilon' = 0.0104 \text{ s}^{-1}$ |
| $\sigma_{at} = 434.00 \text{ MPa}$    | $\sigma_{at} = 433.90 \text{ MPa}$  |
| • $T = 296.00 \text{ K}$              | $T = 296.00 \text{ K}$              |

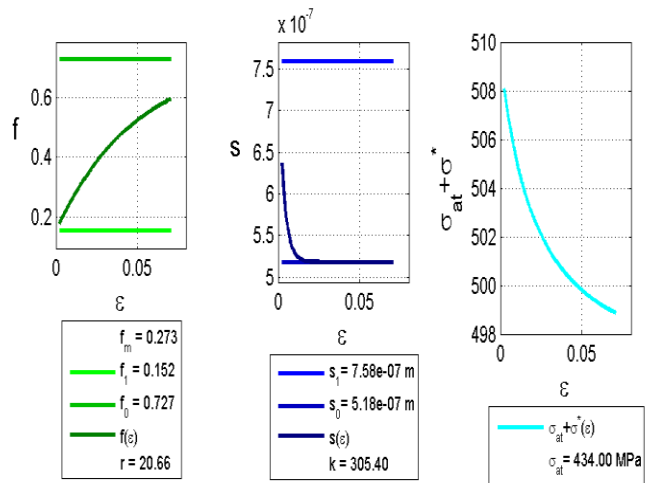


Fig 11 a. Anpassning av den inhomogena teorin till ett DP 800 stål - för sammanställning av parametervärden, se Tabell 6.

1700M:

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-10-13 19:19:24 - Data file: Docol 1700M 200P2 - Kopia.txt - Data file path: D:\

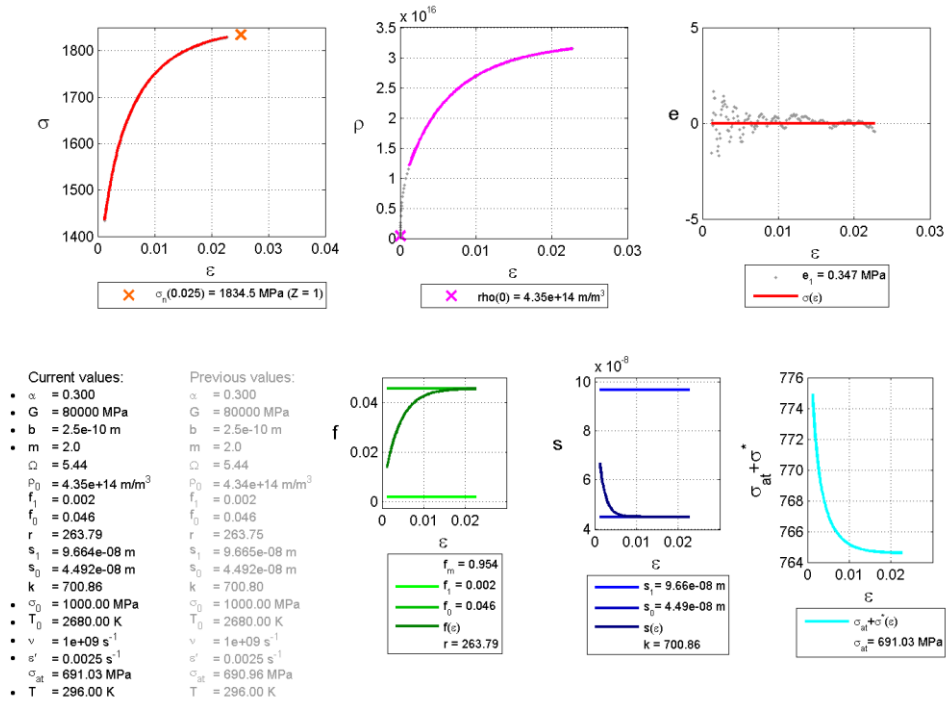


Fig. 11 b. Anpassning av den inhomogena teorin till ett martensitiskt 1700M –stål - för sammanställning av parameter värden, se Tabell 6

A4-MJUK FERRIT:

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-10-11 01:16:21 - Data file: A-4 alla ptker.txt - Data file path: C:\Users\matlab\Desktop\

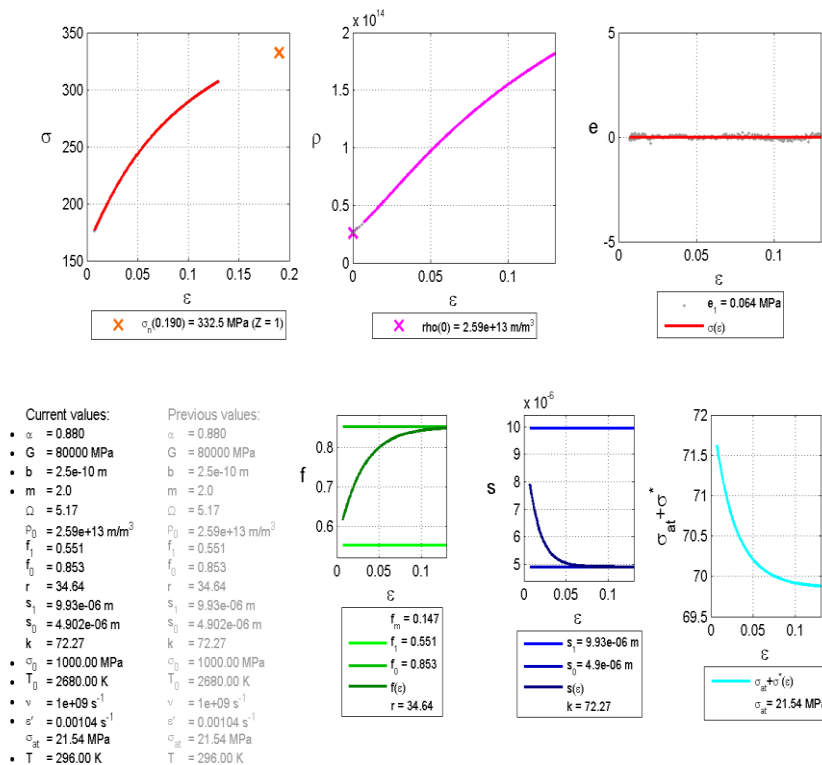


Fig. 11 c. Anpassning av den inhomogena teorin till ett mjukt ferritiskt stål A4 - för sammanställning av parameter värden, se Tabell 6

AA3003-PARTIKELHÄRDAT ALUMINIUM:

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-09-28 16:28:33 - Data file: AA3003-0 - 3\_25C.txt - Data file path: D:\

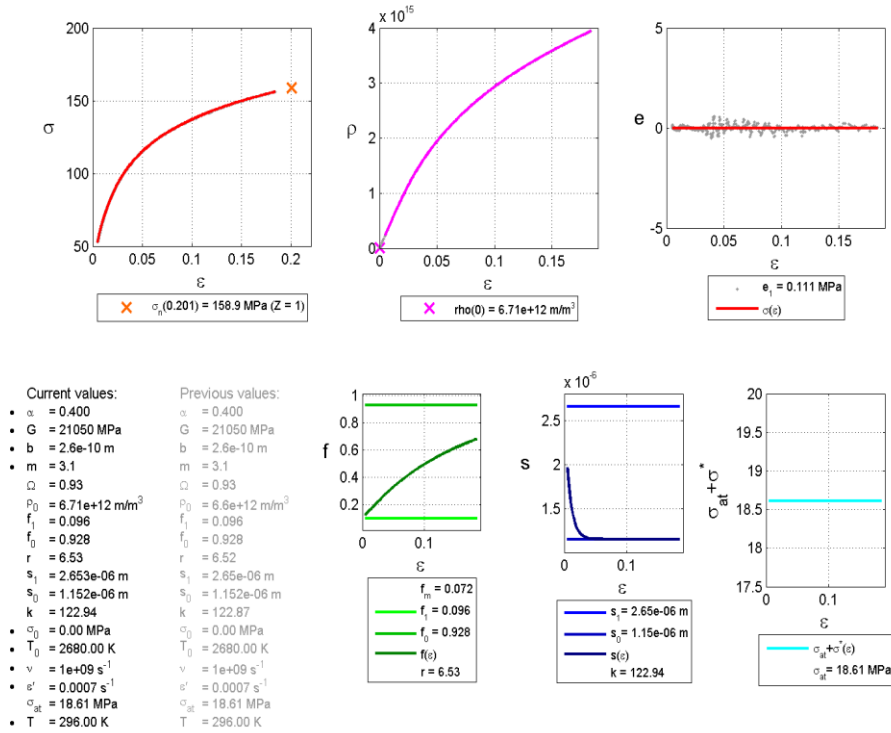


Fig. 12a. Anpassning av den inhomogena teorin till AA3003- för sammanställning av parametervärden, se Tabell

HÖGRENT Al+0,052 % Ti:

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-09-28 18:38:03 - Data file: Högrent Al+0.052% Ti.txt - Data file path: D:\

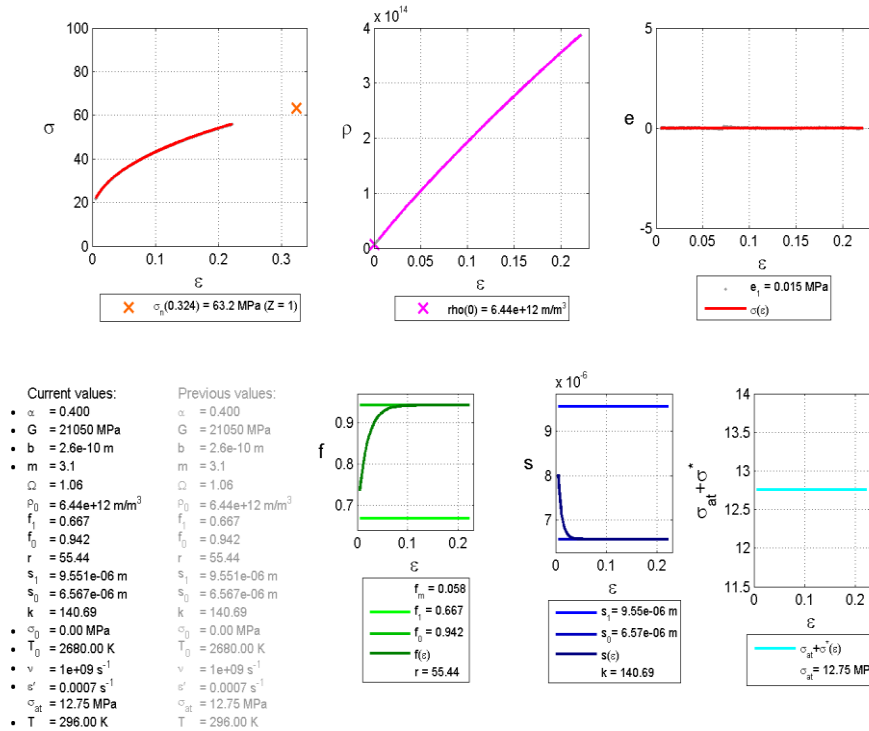


Fig. 12 b. Anpassning av den inhomogena teorin till Al+0,052 % Ti – för sammanställning av parametervärden, se Tabell 6

**ROSTFRITT AUSTENITISKT STÅL:**

User: Yngve Bergström @ YB Materialteknik - Method: TMP - Date: 2014-10-20 22:28:45 - Data file: RostF2.txt - Data file path: D:\CU, AI, Aust\Rostfritt\

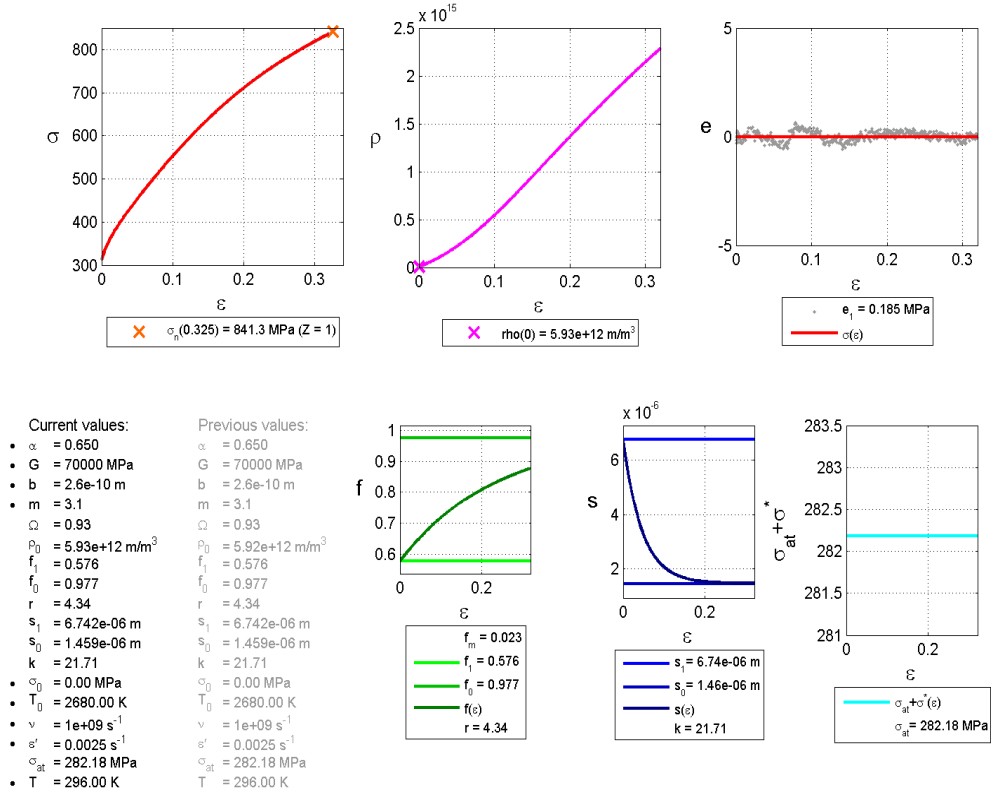


Fig. 13. Anpassning av den inhomogena teorin till rostfritt austenitiskt stål, se Tabell 6. För sammanställning av parametervärden, se Tabell 6

**Tabell 6: Sammanställning av anpassningsresultaten från Fig. 11, 12 och 13**

Parameter	1700M	DP 800	AA3003	A4 – ferrit	Al – 0.052Ti	Rostfritt
<b>α</b>	0,3	0,5	0,4	0,88	0,4	0,65
<b>MPa</b>	80000	80000	21050	80000	21050	70000
<b>b, m</b>	2,5E-10	2,5E-10	2,6E-10	2,5E-10	2,6E-10	2,6E-10
<b>m</b>	2	2	3,1	2	3,1	3,1
<b>Ω</b>	5,44	5,02	0,93	5,17	1,06	0,93
<b>ρ0, m/m3</b>	4,35E14	1,42E14	6,71E12	2,59E13	6,44E12	5,93e12
<b>f1</b>	0,002	0,152	0,096	0,551	0,667	0,576
<b>f0</b>	0,046	0,727	0,928	0,853	0,942	0,977
<b>r</b>	263,79	20,66	6,53	34,64	55,44	4,34
<b>S1, m</b>	9,664E-8	7,584E-7	2,653E-6	9,93E-6	9,551E-6	6,74e-6
<b>S0, m</b>	4,492E-8	5,178E-7	1,152E-6	4,902E-6	6,567E-6	1,46e-6
<b>k</b>	700,86	305,4	122,94	72,27	140,69	21,71
<b>σ0, MPa</b>	1000	1000	0	1000	0	0
<b>T0, K</b>	2680	2680	2680	2680	2680	2680
<b>ν, s-1</b>	1E9	1E9	1E9	1E9	1E9	1E9
<b>ε', s-1</b>	0,0025	0,0104	0,0007	0,00104	0,0007	0,0025
<b>σat, MPa</b>	691,03	434	18,61	21,54	12,75	282,18
<b>T, K</b>	296	296	296	296	296	296

---

## KOMMENTARER TILL ANPASSNINGARNA

- Rent allmänt kan vi konstatera, att av de olika parametrar som ingår i teorin har följande 9 konstanter kända värden:  $\alpha$ ,  $G$ ,  $b$ ,  $m$ ,  $\sigma_0$ ,  $T_0$ ,  $v$ ,  $\dot{\epsilon}$  och  $T$ . De representerar tabellerade data samt experimentellt bestämda parametervärden såsom t.ex. testtemperatur,  $T$ , och pålagd töjningshastighet,  $\dot{\epsilon}$
- Följande 9 parametrar har tillåtits variera:  $\Omega$ ,  $\rho_0$ ,  $f_1$ ,  $f_0$ ,  $r$ ,  $s_1$ ,  $s_0$ ,  $k$ ,  $\sigma_{at}$ . Här gäller att  $f_0=1-f_h$  där  $f_h$  är den hårda fasen, t.ex. martensit i DP stål. Martensithalten kan bestämmas experimentellt vilket leder till att  $f_0$  är känd. I ferrit är  $\Omega \sim 5$  vid RT och normala töjningshastigheter. För ferritbaserade stål gäller därför att antalet varierande parametrar är  $\sim 7$ . Det gäller vidare att såväl  $s_1$ ,  $s_0$  och  $\rho_0$  kan uppskattas med hjälp av t.ex. TEM – analys. Antalet osäkra parametrar är då nere i 4.
- *I fallet med DP-stål kan emellertid samtliga parametrars värden med förvånansvärd god noggrannhet uppskattas utgående från aktuell martensithalt varför antalet varierande parametrar för den typen av material kan begränsas till 1 eller 2. Dessa resultat bearbetas för närvarande och kommer att presenteras i en kommande artikel.*
- I anpassningarna ovan har samtliga parametrar tillåtits variera fritt, även för DP 800 stålet.
- Vi antar att den bästa anpassningen uppnås när  $e_1$  uppvisar ett minimum. Det kan finnas flera minima och det gäller därför att finna den rätta anpassningen vilken antas vara den med det minsta felet.
- Det statistiska felet  $e_1$  är normalt större i markant inhomogena material. Vi kan t.ex. jämföra material 1700M med  $e_1=0,347$  MPa och det enfasiga ferritiska stålet A-4 med  $e_1 = 0,064$  MPa. En viktig förklaring till detta beteende är att 1700M är fyllt av restspänningar och spänningskoncentrationer medan A-4 inte är det. Vi ser också att  $e_1$  minskar med töjningen i det martensitiska stålet medan så inte är fallet i A-4. Detta senare beror till del på utlösning av restspänningar. En jämförelse mellan AA3003 och Al-0,052Ti visar ett liknande beteende. I de enfasiga materialen är denna effekt liten.
- Det faktum att remobiliseringskonstanten,  $\Omega$ , antar ett värde kring 5 visar att den plastiska deformationen är lokaliserad till den mjuka ferriten i de tre stålen DP800, 1700M och A-4. Hos AA3003 och Al-0,052Ti sker deformationen i den mjuka aluminiumfasen med ett  $\Omega$ -värde kring 1. De låga värdena på remobiliseringskonstanten i de två senare materialen har bl.a. att göra med att dessa material har fcc-struktur vilket medför en lägre sannolikhet till tvärglidning. Även tillförda legeringselement har en påverkan på  $\Omega$ . Små  $\Omega$  - värden resulterar i ett högt deformationshårdnande och således en bättre duktilitet.
- Martensitmaterial 1700M har högst innefrusen dislokationsdensitet,  $\rho_0 = 4.35E14$  m<sup>-2</sup> och DP800 har näst högst värde  $\rho_0 = 1.43E14$ . Eftersom martensitmaterial 1700M har en mycket hög martensitkoncentration, ca 95 %, jämfört med ca 25 % för DP-stålet blir den plastiska deformationen vid martensitvandlingen betydligt större. De enfasiga materialen uppvisar genomgående lägre  $\rho_0$  – värden.
- $f_1$  anger värdet på den genomsnittliga volymfraktion som initialt deltar i den plastiska deformationsprocessen.  $f_0$  anger den totalt tillgängliga volymfraktionen. För DP-stålet gäller att ca 14,8 % av provstavens totala volym deltar initialt. Den aktiva volymfraktionen växer sedan med ökande töjning mot värdet 74,5 %. Den senare siffran antyder att martensithalten i det aktuella provet är (100 % -74,5 %)  $\sim 25$  %. I fallet med det martensitiska stålet 1700M är motsvarande värden 0,2 % och 4,4 %. Dessa senare,



oerhört små värden, resulterar i ett mycket kraftfullt deformationshårdnande, som enligt vad strukturanalysen antyder, är lokaliserat i ett tunt skikt, dikt an de gamla austenitkorngränserna. Volymfraktionen martensit i 1700M-stålet är därför ca 95,6 %.

- I fallet AA3003 innehållande en volymfraktion grova partiklar, deltar initialt en volymfraktion om ca 9,6 % i deformationsprocessen. I slutfasen deltar ca 93 %. Detta antyder att volymfraktionen aktiva partiklar är ca 7 % vilket stämmer väl med den mikroskopiska uppskattningen.
- $s_1$  anger hur långt en mobil dislokation i genomsnitt rör sig initialt och  $s_0$  hur långt den rör sig vid större töjningar. Den längsta sträcka de mobila dislokationerna rör sig i 1700M stålet är  $s_1 = 9.9E-8$  m. I slutet av deformationsprocessen rör sig dislokationerna i genomsnitt ca  $4.6E-8$  m. Den sträcka dislokationerna rör sig ligger således på nanonivå i det martensitiska stålet. Motsvarande sträckor för det rena ferritiska stålet A-4 är  $9.9E-6$  m och  $4.9E-6$  m, dvs. mikronivå. De små  $s$  - värdena bidrar därför tillsammans med de små  $f$  - värdena till det höga deformationshårdnandet hos detta martensitiska stål.
- När det gäller den atermiska friktionsspänningen,  $\sigma_{at}$ , är den störst för 1700M-stålet med ett värde på 701,86 MPa, näst störst för DP-stålet med värdet 432,03 MPa. Det rena ferritiska stålet uppvisar värdet 21,54 MPa.
- AA3003 har ett  $\sigma_{at}$  - värde på 18,61 MPa och Al-0,052 % Ti ett värde på 12,75.
- Den termiska komponenten,  $\sigma^*(\epsilon)$ , varierar med töjningshastighet och temperatur i ferritiska material. I samband med inhomogen plastisk deformation ökar den aktiva volymfraktionen,  $f(\epsilon)$ , med töjningen från ett lågt värde  $f_1$  till ett större värde  $f_0$  med töjningen. Detta innebär att den lokala töjningshastigheten minskar från ett högt till ett lågt värde. I fallet med 1700M stålet är den totala friktionsspänningen vid töjningen  $\epsilon = 0$  lika med  $\sigma_{at} + \sigma^* = 776$  MPa, se Tabell 6. Den atermiska friktionsspänningen  $\sigma_{at} = 691$  MPa. Den maximala termiska friktionsspänningen är därför lika med 85 MPa. Med ökande töjning minskar den termiska spänningen till 73 MPa. Den termiska spänningen minskar således med 12 MPa under töjningsförloppet. Genom att vi tagit hänsyn till den termiska friktionsspänningens töjningsberoende har vi förbättrat anpassningsnoggrannheten. DP 800 stålet och A-4 stålet uppvisar ett liknande beteende. Aluminiummaterialens termiska friktionsspänning är approximativt lika med noll eftersom materialet har fcc struktur.
- Hur stora lokala töjningar har vi i de olika materialen? I fallet 1700M är den globala töjningen till midjebildning 2,5 %,  $f_1 \sim 0,002$  och  $f_0 \sim 0,046$ . Den lokala töjningen har då ett medelvärde på ca 55 %.
- Det är intressant att notera att  $f_1$  och  $f_0$  värdena för det enfasiga ferritmaterial, A-4, antar värdena 0,551 och 0,853 respektive. Detta betyder att enbart ca 55 % av provstaven initialt deltar i den plastiska deformationsprocessen. **I samband med ~ 14 % deformation** har denna siffra ökat till ca 85 %, dvs. ca 6 % före midjebildning. Deformationsprocessen är alltså makroskopiskt inhomogen också i denna typ av material. Motsvarande siffror för det rena Al-Ti materialet är 0,667 och 0,942. Även detta material deformeras således makroskopiskt inhomogent. Effekten är emellertid liten.
- Det rostfria stålet uppvisar liknande tendenser. Det är uppenbarligen så att vi har missbedömt verkligheten rätt rejält när det gäller materials makroskopiska inhomogenitet. Den finns dock där, om än marginellt, även i enfasiga rena material.

## GLOBAL OCH LOKAL TÖJNING

### Flerfasiga material

Metalliska materials inhomogenitet leder till att den plastiska deformationsprocessen lokaliseras till aktiva volymsfraktioner. Detta betyder att de lokala töjningarna blir större än de globala töjningar som bestäms utgående från standardiserad dragprovning, se ekv(16). Vi har i föreliggande undersökning studerat olika material med olika inhomogenitet och vi skall nu bl.a. jämföra effekterna hos materialen 1700M, DP800, och AA3003 innehållande olika mängder och typer av mjuka och hårda faser samt några enfasiga material, nämligen mjuk ferrit – A4, ett högre Al+0,052 % Ti och ett austenitiskt rostfritt stål, se Tabell 6.

### Martensitiskt stål – 1700M:

1700M har en grundstruktur av lätt anlöpt martensit och enligt Tabell 6 gäller att  $f_1 \sim 0.2\%$  och  $f_0 \sim 5\%$ . Dessa extremt låga volymsfraktioner har en mycket kraftfull inverkan på materialets  $\sigma - \epsilon$  förlopp, se Fig. 14.

Här har den sanna spänningen avsatts som funktion av dels global töjning (röd kurva) och dels lokal töjning (blå kurva) för 1700M. Lokaliseringen leder således till att stålet uppvisar ett extremt högt globalt deformationshårdnande med resultatet att materialet tål en global plastisk töjning på 2 % och en spänning på ca 1800 MPa innan midjebildning inträder. I detta skede är motsvarande lokala medeltöjning ca 55 %. Vi vet också samtidigt vilka fysikaliska mekanismer det är som ger upphov till denna förtjänstfulla egenskap, nämligen följande:

- **höga  $\rho_0$ -värden** härrörande från martensitomvandlingen,  $4,35E14 \text{ m}^{-2}$  **ger hög sträck- och brottgräns och medverkar till att dislokationernas celldiameter minskar. Detta leder i sin tur till att den medelsträcka,  $s$ , som de mobila dislokationerna rör sig minskar, och att deformationshårdnandet ökar.**
- **små  $f$ -värden**, se ovan – **ger kraftfullt deformationshårdnande**
- processgången vid tillverkning av det aktuella martensitiska materialet är sådan att förhållandet mellan kristallens c-axel och a-axel,  $c/a \sim 1$ . Kristallstrukturen är därför bcc med resultatet att och mängden kol i lösning är liten. Vi kan därför i en första approximation anta att lösningshårdningen från kolet är liten.
- **små  $s$ -värden** ( $s_1 = 9,93E-8 \text{ m}$ ) och  $s_0 = (4,9E-8 \text{ m})$  **förstärker det kraftiga deformationshårdnandet**
- **hög atermisk friktionsspänning** - 691,03 MPa – leder till en **hög sträckgräns och brottgräns**
- Det finns dessutom god anledning att förmoda att det **höga värdet på friktionsspänningen** härrör från de **små kolbaserade partiklar** som bildas i samband med kylningsförloppet under härdningen. Om vi antar att medelavståndet mellan dessa partiklar är,  $\lambda$ , gäller att bidraget från partikelhärdningen kan skrivas

$$\lambda = \frac{m \cdot G \cdot b}{\sigma_{at}}$$

Med  $m = 2$ ,  $G = 80000 \text{ MPa}$ ,  $b = 2.5E-10$  och  $\sigma = \sigma_{at} = 691 \text{ MPa}$

där  $m$  är Taylorfaktorn,  $G$  är skjuvmodulen,  $b$  är Burgersvektorn och  $\sigma_{at}$  är den atermiska friktionsspänningen erhåller vi **att  $\lambda \sim 5,8E-8 \text{ m}$** . Eftersom detta värde ligger mellan de fria medelväglängderna  $s_1$  och  $s_0$  för de mobila dislokationernas rörelse, se Tabell 6, finns det stor anledning att förmoda att det i huvudsak är **partikelhärdningen** som **styr den atermiska komponentens värde**.

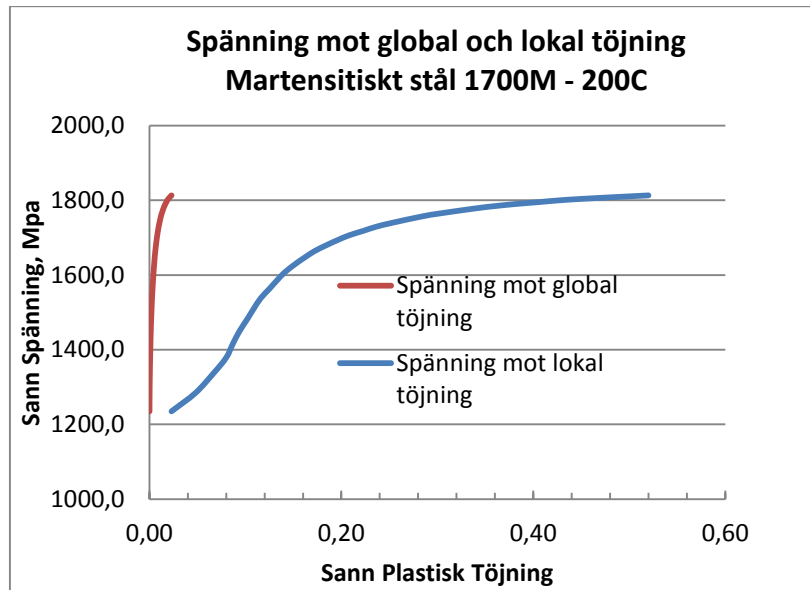


Fig. 14. Sann spänning som funktion av global (röd kurva) och lokal (blå kurva) töjning.

#### DP 800

Motsvarande resultat för DP 800 visas i Fig. 15. I detta fall leder en global töjning på ca 6 % till en lokal medeltöjning på ca 11 %.

Grundorsaken till dessa lägre värden jämfört med stålet 1700M är naturligtvis att den aktiva lokala volymfraktionen mjuk fas (ferrit) är betydligt större ( $f_1 = 0,152$  och  $f_0 = 0,727$ ) samt att dislokationernas initiala och slutliga rörelsesträcka dessutom är betydligt större ( $s_1 = 7,58E-7$  m och  $s_0 = 5,18E-7$  m), se Tabell 6.

Det gäller också att den atermiska friktionsspänningen  $\sigma_{at} = 434$  MPa) är betydligt lägre än den hos det martensitiska stålet 1700M. Så gäller också för den innefrusna dislokationsdensiteten,  $\rho_0$ ,  $1,42E14$  jämfört med  $4,35E14$  för 1700M – stålet. De positiva effekterna är dock påtagliga och ger DP 800 – stålet goda egenskaper vad gäller hållfasthet och duktilitet.

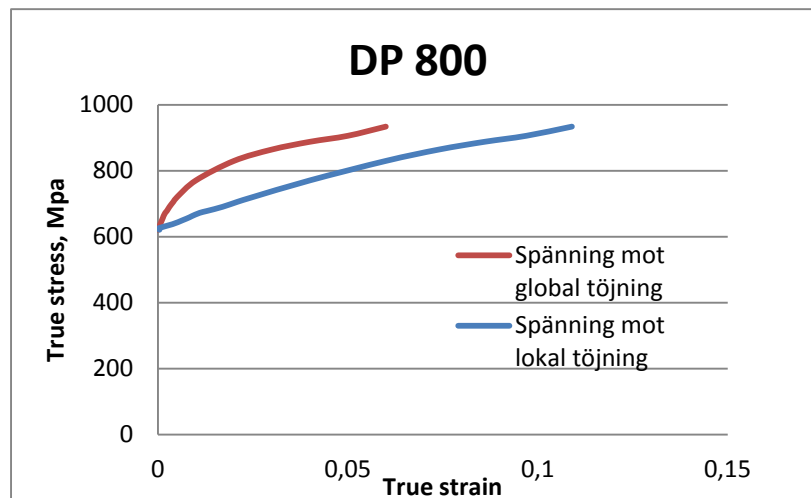


Fig. 15. Sann spänning som funktion av global (röd kurva) och lokal (blå kurva) töjning

### AA 3003

Det är intressant att notera att Al-materialet AA 3003, som innehåller hårda partiklar med en medeldiameter på ca 10 $\mu$ m, uppvisar effekter liknande de som iakttas i stålen 1700M och DP 800, se Fig. 16.

I det aktuella Al-fallet är den globala töjningen till midjebildning ca 16 % medan motsvarande lokala töjning är ca 26 %. Det står dock klart att AA 3003 materialet har en hållfasthet som vida understiger det martensitiska stålen 1700 M och DP 800. Duktiliteten är emellertid god vilket bl.a. också kan hänskjutas till det låga värdet på  $\Omega$ . Anledningen till den lägre hållfastheten är större värden på  $f_1$  och  $f_0$ , större värden på  $s_1$  och  $s_0$ , lägre värden på  $\rho_0$  samt ett lägre värde på den atermiska friktionsspänningen  $\sigma_{at}$ , se Tabell 6.

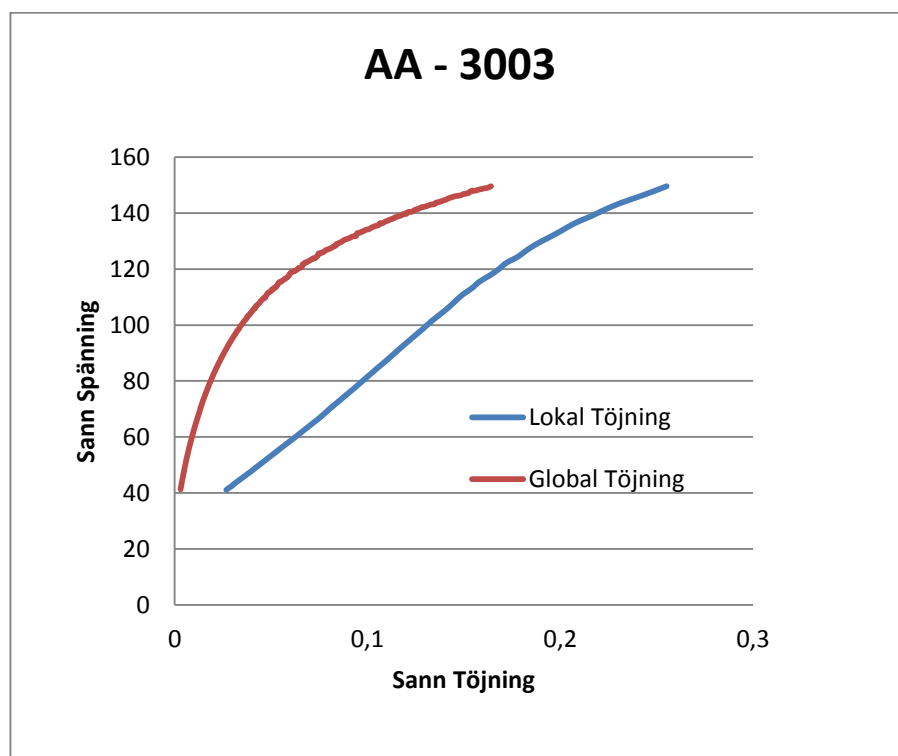


Fig. 16 Sann spänning mot global töjning (röd kurva) och mot lokal töjning (blå kurva)

### Enfasiga material:

#### *Ferritiskt stål – A4*

Ett exempel på inhomogenitet i enfasiga metaller är det vi iakttar i det mjuka stålet A4, se Fig. 17. Skillnaden mellan lokal och global töjning är efter ca 1 % plastisk töjning ca 0.2%. Efter ca 12 % plastisk töjning är skillnaden ca 2 %. Vi ser här enbart smärre effekter av inhomogenitet men det finns likväl klara inhomogena tendenser. En möjlig förklaring till inhomogeniteten är variationer i texturen eller i korndiametern. Det låga deformationshårdnandet beror bl.a. på höga  $f_1$ - och  $f_0$ -värden, stora  $s_1$ - och  $s_0$ -värden samt högt  $\Omega$ -värde. Den lägre hållfastheten kan hänskjutas till lågt  $\rho_0$ -värde samt låg friktionsspänning.

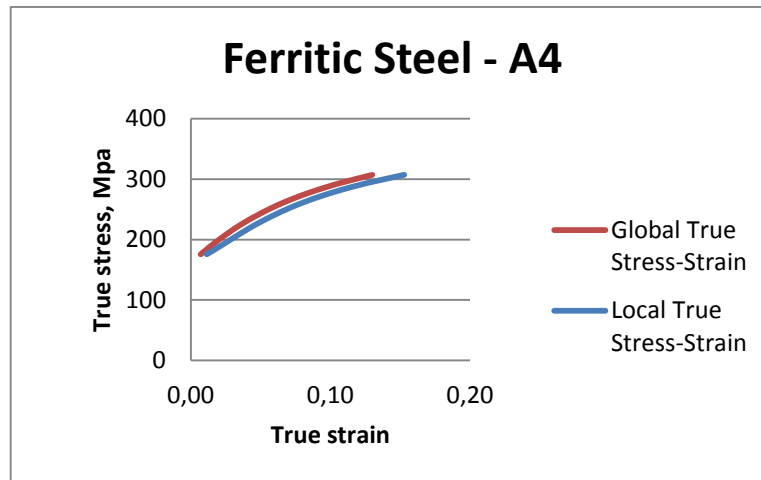


Fig. 17. Sann spänning mot sann global töjning (röd kurva) och mot sann lokal töjning (blå kurva)

#### Austenitiskt rostfritt stål

Ett exempel på inhomogenitet i ett enfasigt rostfritt stål visas i Fig. 18. I detta fall är den globala töjningen till midjebildning ca 29 % (röd kurva) och den lokala töjningen till midjebildning ca 33 % (blå kurva). Den inhomogena effekten är något starkare än hos de övriga begränsat inhomogena materialen. Den globala spännings-töjnings kurvan visar i likhet med de flerfasiga materialen en tendens till konkavitet uppåt kring ca 10 % töjning vilket skulle kunna tyda på en mindre närvaro av någon störande fas. Effekten är dock betydligt mindre än i de flerfasiga materialen.

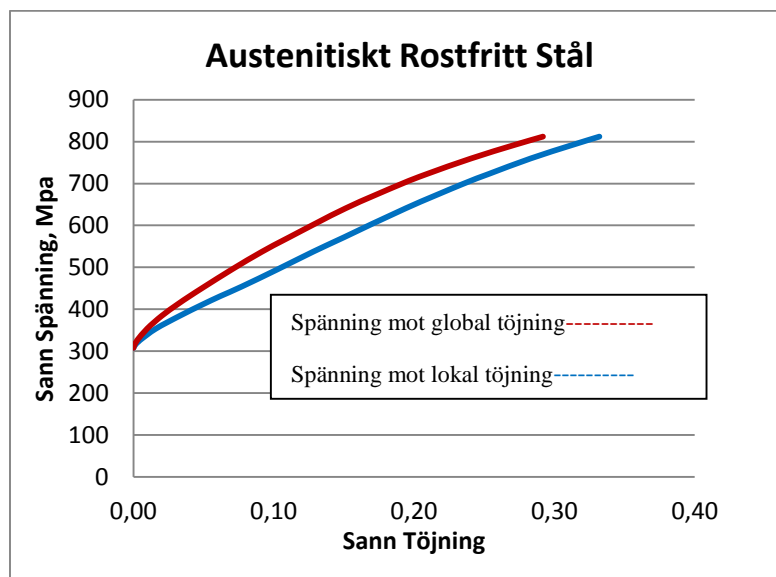


Fig. 18. Sann spänning mot global töjning (röd kurva) och lokal töjning (blå kurva)

**Högrent Al+0,052 % Ti**

Det rena Al+0,052 % Ti materialet tycka vara minst påverkat av inhomogen plastisk deformation. Den lokala töjningen är dock ca 1 % större än den globala efter töjning upp till ~ 22 % global töjning (ca 10 % före midjebildning),

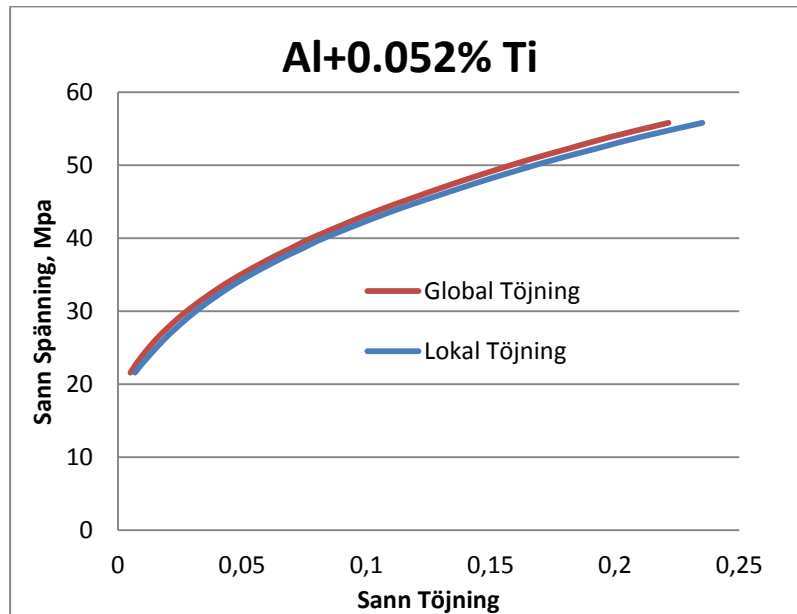


Fig. 19. Sann spänning mot global töjning (blå kurva) och lokal töjning (röd kurva).

**EN JÄMFÖRELSE MELLAN ENFASIGA OCH FLERFASIGA MATERIAL.**

Vi har ovan analyserat tre flerfasiga material, nämligen 1700M, DP 800 och AA 3003 samt tre enfasiga material, nämligen ett mjukt ferritiskt stål A4, ett austenitiskt stål och ett högrent Al-material, Al+0.0052Ti med avseende på inhomogenitet.

Resultaten i föreliggande undersökning visar klart att en blandning av hård och mjuk fas ger upphov till en lokalisering av den plastiska deformationsprocessen till den mjukare fasen. Ju högre volymfraktion hård fas desto mindre aktiv mjuk fas och desto kraftfullare hårdnande, se Fig. 14, 15 och 16.

Också de enfasiga materialen visar ett inhomogent beteende men betydligt svagare. I det förra fallet är det de större hårda volymfraktionerna och de plastiskt aktiva volymfraktionerna som kontrollerar den inhomogena effekten. I det senare fallet orsakas inhomogeniteten av svagare faktorer som textur, varierande kornstorlek, restspänningar, osv. Minst inhomogenitet uppvisas helt naturligt av det högrena Al – materialet.

Analysen antyder följaktligen att man, för enfasiga rena metaller, normalt bör erhålla acceptabelt goda resultat med teorier som inte korrigerats för inhomogenitet. Tidigare resultat från analyser av rena enfasiga metaller som studerats utgående från teorier som inte korrigerats för inhomogenitet, bör därför vara relativt tillförlitliga.

För att uppnå goda resultat vid analys av flerfasmaterial måste emellertid teorierna korrigeras för inhomogenitet. Om så inte sker blir resultaten svår- och feltolkade.

---

## HUR GÖR VI FÖR ATT YTTERLIGARE FÖRBÄTTRA DE HÖGHÅLLFASTA MATERIALENS EGENSKAPER?

Denna undersökning visar klart att det är den makroskopiska inhomogeniteten som är orsaken till de goda hållfasthets- och duktilitetsegenskaperna hos moderna höghållfasta material som DP – stål, lågtemperaturtempererade martensitiska stål, och grovpartikelhårdade enfasiga material. Det bör emellertid noteras att partikelhårdning, i aktuella fall, kan förstärka såväl hållfasthet som duktilitet.

Stål är ett unikt material eftersom varierande kemiska sammansättningar tillsammans med varierande processgång gör det möjligt att erhålla en mångfald kombinationer av hårda faser, t.ex. perlit, bainit och martensit tillsammans med den mjuka fasen ferrit. Man kan också utnyttja hårda partiklar av olika storlek och hög smälttemperatur för att uppnå ännu bättre egenskaper. Ett annat exempel är det Al-baserade höghållfasta materialet AA3003.

Föreliggande teori lämpar sig väl för att i detalj analysera olika typer av höghållfasta och duktila kombinationsmaterial innehållande hårda och mjuka faser.

I en pågående undersökning genomförs en detaljerad analys av martensitiska stål med olika hållfastheter. Förhoppningen är att finna ny kunskap för att ytterligare förbättra dessa materials hållfasthet och duktilitet. En annan förhoppning är att det, i likhet med vad som är fallet för DP – stål, går att finna enkla samband mellan ingående parametrar och t.ex. martensithalt eller partikelvolym.

Det vore också av stort intresse att mer i detalj studera partikelhårdningens roll i olika fcc-material som t.ex. koppar och aluminium.

## RESULTAT OCH SLUTSATSER - ALLMÄNT

- I föreliggande arbete presenteras en sammanfattande översikt av den utveckling, som Bergströms teori för den plastiska deformationsprocessen hos metalliska material genomgått under de senaste 50 åren: Steg 1 – Steg III. Samtliga steg baseras på antagandet att Taylors ekvation för sambandet mellan ett materials sanna flytspänning,  $\sigma(\epsilon)$  och totala dislokationsdensitet,  $\sqrt{\rho}$ , gäller. Det gäller vidare att den plastiska deformationen begränsas till enaxlig dragning upp till midjebildning samt att  $\sigma$  är den sanna spänningen och  $\epsilon$  den sanna töjningen.
- Steg I är huvudsakligen fokuserat på rena, homogena, enfasiga material. Man antar här att de mobila dislokationernas fria medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , vid plastisk deformation är töjningsberoende och lika med  $s_0$  samt att man utgående från naturlig tillväxt och naturligt sönderfall kan beskriva hur immobilisierade dislokationer remobiliseras proportionellt mot hastighetskonstanten,  $\Omega$ .
- I Steg 2 visas att resultaten blir bättre när de mobila dislokationernas fria medelväglängd,  $s(\epsilon)$ , antas minska från ett initialt värde,  $s_1$ , till  $s_0$ . Den hastighet med vilken detta sker anges av hastighetskonstanten,  $k$ .
- Det sista utvecklingssteget, Steg 3, är nytt och omfattar den makroskopiskt inhomogena plastiska deformationsprocessen hos höghållfasta material som DP800-stål, 1700M-stål och AA3003 – partikel-härdat aluminium.
- Strukturstudier på enaxligt dragna provstavar visar att den plastiska deformationsprocessen hos ovan nämnda typ av metaller lokaliseras till en

töjningsberoende fraktion,  $f(\epsilon)$ , av provstavens volym. Ju större mängd hård fas desto större deformationshårdnande och desto större hållfasthet.

- Även rena enfasiga mjuka metaller som ferrit och aluminium uppvisar ett visst inhomogent beteende eftersom alla material innehåller inhomogeniteter, t.ex. textur, varierande korndiametrar, restspänningar, osv. Inhomogenitet-effekten är dock liten och kan normalt försummas.
- Bergströms originalteori har uppgraderats på ett sådant sätt att den tar hänsyn till den töjningsberoende, lokaliserade volymsfraktion,  $f(\epsilon)$ , som kännetecknar det plastiska deformationsförloppet hos inhomogena material av ovan nämnd typ. Härigenom kan såväl global töjning som lokal töjning bestämmas som funktion av pålagd spänning. Det visar sig, t.ex. att den globala töjningen till midjebildning hos det martensitiska stålet 1700M är ca 2 % medan motsvarande lokala medelvärdestöjning är ca 55 %.
- Analysen av dragprovförloppen gör det också möjligt att fastställa värden på initial aktiv volymsfraktion,  $f_1$ , och slutlig aktiv volymsfraktion,  $f_0$ . **Små värden på dessa parametrar innebär att lokaliseringen är kraftfull med resultatet att deformationshårdnandet blir kraftfullt.** Vid enaxlig dragning betyder detta att töjningen till midjebildning ökar.
- Även initial,  $s_1$ , och slutlig,  $s_0$ , fri medelväglängd för de mobila dislokationerna kan bestämmas. Små värden på  $s_1$  och  $s_0$ , t.ex. orsakat av små, ej penetrerbara partiklar, bidrar kraftfullt till såväl ett **ökat deformationshårdnande** som en **ökad hållfasthet (partikelhärdning)**. Det bör även noteras att utskiljning av partiklar oftast sker inhomogent varför även denna process genererar ett inhomogent plastiskt beteende.
- Också den atermiska,  $\sigma_{at}$ , och den termiska,  $\sigma^*$ , friktionskomponenten, liksom den initiala dislokationsdensiteten,  $\rho_0$  kan fastställas. **Samtliga dessa tre komponenter bidrar till en ökande hållfasthet.**
- Detta gör det möjligt att se hur de enskilda parametrarna i teorin varierar med t.ex. kemisk sammansättning, struktur, volymsfraktionerna mjuk och hård fas, värmecykler, deformationshastighet, testtemperatur, osv. Utgående från denna baskunskap blir det lättare att utveckla rätt materialegenskaper för materials olika applikationer.

## TACK FÖR HJÄLPEN

Jag vill framföra ett varmt tack till:

Joachim Larsson, SSAB, och Hans-Erik Ekström, SAPA GROUP, för all den hjälp jag fått under arbetet med att vidareutveckla kunskapen om metalliska materials plastiska deformation.

## REFERENSER

(1) C. Federici, S. Maggi, and S. Rigoni, *The Use of Advanced High Strength Steel Sheets in the Automotive Industry*, Fiat Auto - Engineering & Design, Turin, Italy, 2005

(2) J. R. Fekete, J. N. Hall, D. J. Meuleman, and M. Rupp, "Progress in implementation of advanced high-strength steels"



into vehicle structures,” *Iron & Steel Technology*, vol. 5, no. 10, pp. 55–64, 2008

(3) R. Koehr, *ULSAB-AVC Advanced Vehicle Concepts Overview Report, in Safe, Affordable, Fuel Efficient Vehicle Concepts for the 21st Century Designed in Steel*, Porsche Engineering Services, Detroit, Mich, USA, 2002.

(4) P. Tsipouridis, E. Werner, C. Kremaszky, and E. Tragl, “Formability of high strength dual-phase steels,” *Steel Research International*, vol. 77, no. 9-10, pp. 654–667, 2006

(5) M. Takahashi, “Development of high strength steels for automobiles,” *Nippon Steel Technical Report*, no. 88, pp. 2–7, 2003

(6) J. Bouquerel, K. Verbeken, and B. C. De Cooman, “Microstructure-based model for the static mechanical behaviour of multiphase steels,” *Acta Materialia*, vol. 54, no. 6, pp. 1443–1456, 2006

(7) V. Colla, M. De Sanctis, A. Dimatteo, G. Lovicu, A. Solina, and R. Valentini, “Strain hardening behavior of dual-phase steels,” *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 40, no. 11, pp. 2557–2567, 2009

[8] Z. H. Cong, N. Jia, X. Sun, Y. Ren, J. Almer, and Y. D. Wang, “Stress and strain partitioning of ferrite and martensite during deformation,” *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 40, no. 6, pp. 1383–1387, 2009

(9) Z. Jiang, Z. Guan, and J. Lian, “Effects of microstructural variables on the deformation behaviour of dual-phase steel,” *Materials Science and Engineering A*, vol. 190, no. 1-2, pp. 55–64, 1995.

(10) C. Kim, “Modeling tensile deformation of dual-phase steel,” *Metallurgical Transactions A*, vol. 19, no. 5, pp. 1263–1268, 1988.

(11) M. F. Ashby, “The deformation of plastically nonhomogeneous alloys,” in *Strengthening Method in Crystals*, A. Kelly and B. Nicholson, Eds., *Applied Science Publishers LTD*, London, UK, 1971.

(12) H. Mughrabi, “Dual role of deformation-induced geometrically necessary dislocations with respect to lattice plane misorientations and/or long-range internal stresses,” *Acta Materialia*, vol. 54, no. 13, pp. 3417–3427, 2006

- (13) Y. Bergström, Y. Granbom and D. Sterkenburg, "A dislocation-based theory for the deformation hardening behaviour of DP steels: Impact on martensite content and ferrite grain size," *Journal of Metallurgy*, vol 2010, Article ID 647198, 16 pages, 2010
- (14) Y. Bergström, "The plastic deformation of metals—a dislocation model and its applicability," *Reviews on Powder Metallurgy and Physical Ceramics*, vol. 2, no. 2-3, pp. 79–265, 1983.
- (15) G. I. Taylor, "The mechanism of plastic deformation of crystals. Part I. Theoretical," *Proceedings of the Royal Society A*, vol. 145, pp. 362–387, 1934
- (16) D. A. Korzekwa, D. K. Matlock, and G. Krauss, "Dislocation substructure as a function of strain in a dual-phase steel," *Metallurgical Transactions A*, vol. 15, no. 6, pp. 1221–1228, 1984.
- (17) Volterra, V., *Ann. Ecole Norm. Super.*, 24:400, 1907
- (18) I. Newton – Gravitation - Wikipedia
- (19) A. Wegener – Tektoniska plattor – Wikipedia
- (20) Y. Bergstrom - (homepage) – <http://www.plastic-deformation.com>
- (21) Hookes lag - Wikipedia
- (22) J.H. Hollomon, *Trans AIME*, 162, 268(1945)
- (23) P. Ludwik, in: *Elemente der Technologischen Mechanik*, Julius Springer, Berlin, 32(1909)

## APPENDIX 1

### Det enaxliga dragprovet (homogent material)

Det enaxliga dragprovet används allmänt inom metall- och verkstadsindustri, men även inom materialforskning och utveckling, för att analysera olika materials plastiska spännings-töjningsförlopp. Tillvägagångssättet vid bestämning av den enaxliga dragprovkurvan är normalt följande:

Ett prov med initiala längden,  $l_0$ , och initiala tvärytan,  $A_0$ , deformeras enaxligt med en viss töjningshastighet till en förlängning,  $\Delta l$ . Vi antar att den pålagda lasten är,  $F$ , och den totala volymen,  $V_0$

Utgående från ett sådant antagande gäller att den teknologiska töjningen,  $\varepsilon_T$ , och den teknologiska spänningen,  $\sigma_T$ , kan skrivas

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

$$\sigma_T = \frac{F}{A_0}$$

Eftersom provets längd och tvärsnittsytta kontinuerligt ändras under den plastiska deformationens gång är den teknologiska töjningen,  $\varepsilon_T$ , och den teknologiska spänningen,  $\sigma_T$ , inga sanningsenliga mått. För att erhålla den sanna spänningen,  $\sigma$ , måste vi dividera lasten  $F$  med den momentana tvärsnittsarean,  $A$ , d.v.s.

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

Den sanna töjningen,  $\varepsilon$ , får vi genom att betrakta en liten förlängning,  $dl$ , vid den momentana längden,  $l$ , och definiera  $d\varepsilon$  som  $dl/l$ . Om provet förlängts från  $l_0$  till  $l$  får vi

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

Eftersom  $l = l_0 + \Delta l$  får vi följande samband mellan den sanna töjningen,  $\varepsilon$ , och den teknologiska töjningen,  $\varepsilon_T$

$$\varepsilon = \ln\left(\frac{l_0 + \Delta l}{l_0}\right) = \ln(1 + \varepsilon_T)$$

Vid homogen plastisk deformation antas att volymen är konstant (Poissons konstant  $\nu=0.5$ ). Det gäller därför att

$$A_0 \cdot l_0 = A \cdot l$$

Sambandet mellan den sanna spänningen  $\sigma$  och den teknologiska spänningen,  $\sigma_T$ , kan därför skrivas

$$\sigma = \frac{F}{A} = \frac{F}{A_0} \cdot \frac{A_0}{A} = \frac{F}{A_0} \cdot \frac{l}{l_0} = \sigma_T (1 + \varepsilon_T)$$

**Detta antagande gäller emellertid enbart om den plastiska deformationen är homogen, dvs. att hela provstavsvolymen deltar likvärdigt i den plastiska deformationen.** Det närmaste man kan komma en sådan situation för ett metalliskt material är att strukturen är enfasig, som t.ex. rent aluminium, ren koppar eller ren ferrit. Även sådana material är emellertid något inhomogena p.g.a. t.ex. korngränser, texturering, restspänningar och ojämnheter i produktionsprocessen. Man bör därför vara medveten om att de sanna spännings-töjningsförlopp som man utvärderar även för dessa material är osäkra på ett sådant sätt att endast en fraktion av provstavens volym deltar, åtminstone initialt.

De lokala initiala töjningarna är därför även för dessa material större än de som dragprovet visar, vilket innebär att det initiala deformationshårdnandet är något större än det faktiska. Effekten för enfasiga material är dock liten.

**Det faktum att inhomogen plastisk deformation innebär att endast en töjningsberoende fraktion,  $f(\varepsilon)$ , av provstavens volym deltar i deformationsprocessen betyder således att den framräknade globala töjningen normalt är mindre än den lokala töjningen.**

För att kunna jämföra experimentella  $\sigma - \epsilon$  förlopp med teoretiska sådana måste teorin korrigeras med en inhomogenitetsfaktor,  $f(\epsilon)$ , som anger hur stor den faktiska, aktiva volymsfraktionen är. För rena enfasiga material är emellertid  $f \sim 1$  och korrigeringsfaktor är onödig.

## APPENDIX 2

### Guldstjärneregeln

Under min tid som professor i Mekanisk Metallografi på KTH i Stockholm noterade jag att teknologerna och doktoranderna hade svårt med att komma ihåg de fem komponenter som bygger upp ett metalliskt materials flytspänning,  $\sigma(\epsilon)$ , nämligen

- $\sigma_g$  = grain- eller korngränshårdnande
- $\sigma_u$  = utskiljningshårdnande
- $\sigma_l$  = lösningshårdnande
- $\sigma_d$  = deformationshårdnande
- $\sigma^*$  = termiskt hårdnande

Jag introducerade därför följande minnesregel – den s.k. **Guldstjärneregeln**:

$$\sigma(\epsilon) = \sigma_g + \sigma_u + \sigma_l + \sigma_d(\epsilon) + \sigma^*$$

Man skall vid en analys av ett materials egenskaper, initialt alltid beakta samtliga dessa fem komponenter. Ibland kan man utesluta en eller flera komponenter. Glömmer man bort att ta hänsyn till någon av dessa komponenter är risken stor att analysen blir felaktig.

Jag noterade att medelbetyget på tentamina steg påtagligt efter införandet av denna regel.

Uttrycket guldstjärneregeln kommer av den gamla grundskolans sätt att belöna duktiga elever med en guldstjärna när man gjort en bra prestation.

