



UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA GRADBENIŠTVO IN GEODEZIJO

JELENA
VOJVODIČ
TUMA

MEHANSKE LASTNOSTI **kovin**

Ljubljana 2002

Doc. dr. Jelena Vojvodič Tuma
MEHANSKE LASTNOSTI KOVIN

Recenzenti:

prof. dr. Ladislav Kosec
prof. dr. Miran Saje
doc. dr. Boris Ule

Lektor:

prof. dr. Jože Gasperič

Tehnični urednik:

Jana Jamar

Založnik:

Fakulteta za gradbeništvo in geodezijo, Univerza v Ljubljani, Jamova 2, Ljubljana

Oblikovanje ovitka:

Veronika Saje

Oblikovanje in računalniški prelom:

Miro Pečar

Tisk:

Tiskarna Pleško, d.o.o., Ljubljana

Naklada: 150 izvodov

Ljubljana 2002

CIP - Kataložni zapis o publikaciji
Narodna in univerzitetna knjižnica, Ljubljana

620.17:669(075.8)
669.018.2(075.8)

VOJVODIČ-Tuma, Jelena

Mehanske lastnosti kovin / Jelena Vojvodič Tuma ; [risanje
črtnih slik Jelica Jaklič]. - Ljubljana : Fakulteta za gradbeništvo
in geodezijo, 2002

ISBN 961-6167-49-9

I. Tuma, Jelena Vojvodič- glej Vojvodič-Tuma, Jelena
118575872

PREDGOVOR

Knjiga z naslovom *Mehanske lastnosti kovin* obravnava vedenje kovin in zlitin, ko so izpostavljene mehanskim obremenitvam. Obravnavano področje, ki ga v anglosaški literaturi naslavljajo z *Mechanical metallurgy*, ni natančno definirano, zato si lahko različni ljudje pod tem naslovom predstavljajo nekoliko različno vsebino.

Razumevanje vedenja kovin in zlitin je zares mogoče šele, ko poleg njihove kemične sestave poznamo tudi njihovo zgradbo. V knjigi so zato uvodna poglavja posvečena kristalni zgradbi kovin ter napakam v idealni kristalni mreži. Med temi napakami naj omenim dislokacije, ki so temelj teorije o plastičnem preoblikovanju kovin in pojasnjujejo tudi utrjevanje kovin ter mnoge druge pojave. Velika večina mehanskih lastnosti pa ni odvisna le od kristalne zgradbe, to je od zgradbe na atomarnem nivoju, ki jo imenujem tudi struktura kovin, temveč od njihove mikrostrukture. Mikrostruktura kovin in zlitin je nekaj, kar lahko opazujemo v optičnem mikroskopu že pri relativno majhnih povečavah in kar obravnava znanstvena disciplina, imenovana metalografija. Zato je eno od poglavij v tej knjigi posvečeno tudi strjevanju zlitin in ravnotežnim faznim diagramom ter mikrostrukturi zlitin.

V poglavju o plastični deformaciji kovinskih materialov so podrobneje obdelani dislokacijski mehanizmi deformacijskega utrjevanja kovin, kar je osnova za razumevanje osrednjih poglavij knjige. Najobsežnejši poglavji obravnavata mehanske lastnosti kovinskih materialov, kot jih najbolj splošno ugotavljamo z nateznim preizkusom in udarnim merjenjem žilavosti, ter na mehaniko loma, ki je neobhodna za razumevanje vedenja krhkih materialov oziroma materialov s planarnimi diskontinuitetami. Primerno kritična pozornost je posvečena jasnemu razmejevanju med dejanskimi lastnostmi kovin in zlitin in tistimi, ki so odvisne tudi od geometrije preizkušancev in jih zato ne moremo imeti za temeljne lastnosti materiala. Takšen je na primer inženirski raztezek pri natezanju, ki je odvisen od merske dolžine preizkušanca in zato ne pomeni temeljne mehanske lastnosti. Podobno je s temperaturo prehoda v krhko stanje, izmerjeno pri udarnem merjenju žilavosti.

V zadnjem delu knjige so še za prakso nedvomno pomembna poglavja o utrujanju in lezenju kovin in zlitin ter kombinaciji obeh pojavov, na kar naletimo na primer pri

malocikličnem utrujanju, povzročenem zaradi temperaturnih sprememb. Tudi te pojave skušam pojasniti z mikromehanizmi, pri katerih osrednjo vlogo igrajo točkaste in linijske napake v kristalni mreži.

V knjigi je tudi nekaj matematičnih nalog, ki so v celoti rešene. Namenjene so predvsem dopolnjevanju in ponazoritvi teorije, bralec pa bo dobil – če jih bo rešil samostojno – tudi primeren občutek za količine in enote.

Na koncu ni odveč, če omenim še, komu je knjiga namenjena. Vsekakor študentom tistih tehniških ved, ki se pri študiju srečujejo s kovinskimi materiali in njihovimi lastnostmi. Seveda pa tudi praktikom, ki se z materiali srečujejo vsak dan pri svojem delu in ki bi o vedenju materialov v uporabi hoteli izvedeti še kaj. Ker pa je knjiga komaj kaj več kot zgolj uvod v to obsežno in izrazito interdisciplinarno področje, bo treba za bolj poglobljen študij poseči po tuji strokovni literaturi, ki je izredno številna. Nekaj te literature je tudi navedene na koncu knjige.

Zahvaljujem se prof. dr. Ladislavu Koscu, doc. dr. Borisu Uletu in prof. dr. Miranu Sajetu za mnoge nasvete in skrben strokovni pregled rokopisa.

K nastanku te knjige me je vzpodbudil prof. dr. Franc Vodopivec, ki je ves čas spremljal moje delo, za kar se mu na tem mestu lepo zahvaljujem.

Končno sem dolžna zahvalo Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije, sponzorjem iz industrije in Ministrstvu za šolstvo, znanost in šport, ki so omogočili izdajo te knjige.

Ljubljana, maja 2002

Jelena Vojvodič Tuma

KAZALO

Predgovor	3
1 Osnove kristalne zgradbe kovin	9
1.1 Kovinska vez in kristalna zgradba	10
1.2 Kristalna zgradba kovin	13
1.3 Oznake za ravnine in smeri v kristalu	16
Zgled 1.1	19
Zgled 1.2	20
2 Napake v kristalni mreži	23
2.1 Točkaste napake v kristalni mreži	24
Zgled 2.1	28
Zgled 2.2	29
2.2 Teoretična strižna trdnost kovin	30
2.3 Linijske napake v kristalni mreži-dislokacije	34
2.4 Geometrija dislokacij	34
2.5 Elastična energija dislokacij	40
2.6 Super dislokacije in parcialne dislokacije	43
2.7 Sile na dislokacije	48
2.8 Nastajanje dislokacij	50
Zgled 2.3	51
Zgled 2.4	52
Zgled 2.5	53
Zgled 2.6	54
Zgled 2.7	55
3 Mikrostruktura kovin	57
3.1 Strjevanje čistih kovin	58
3.2 Metalografija	60
3.3 Ravnotežni fazni diagrami	62
3.3.1 Popolna topnost v trdnem stanju	62

3.3.2	Popolna netopnost v trdnem stanju	64
3.3.3	Delna topnost v trdnem stanju	66
3.3.4	Binarni diagram zlitinskega sistema železo-ogljik	69
3.3.5	Kinetika faznih transformacij	76
	Zgled 3.1	81
4	Plastična deformacija kovinskih materialov	85
4.1	Dislokacije in napetostno-deformacijske krivulje	86
4.2	Mehanizmi utrjevanja. Deformacijsko utrjevanje	88
4.3	Utrjevanje, ki ga povzročajo meje zrn	91
4.4	Zlitinsko utrjevanje	92
4.5	Disperzijsko utrjevanje	95
Zgled 4.1	98
Zgled 4.2	99
Zgled 4.3	100
Zgled 4.4	101
5	Mehanske lastnosti kovinskih materialov	103
5.1	Mehanizem elastične deformacije	104
5.2	Plastičnost izotropnega materiala	108
5.3	Natezni preizkus	111
Zgled 5.1	123
Zgled 5.2	124
Zgled 5.3	126
5.4	Trimosno napetostno stanje v vratu nateznega preizkušanca	127
5.5	Vpliv hitrosti deformacije na tečenje pri nateznem preizkusu	129
5.6	Vpliv temperature na tečenje pri nateznem preizkusu	133
5.7	Vpliv preizkusnega stroja na tečenje pri natezanju	135
5.8	Natezne lastnosti jekel	135
5.9	Udarno merjenje žilavosti	140
6	Mehanika loma	149
6.1	Merila plastičnega tečenja	150
6.2	Teoretična kohezivna trdnost kovin	156
Zgled 6.1	159
6.3	Griffithova teorija krhkega loma	159
6.4	Prehod iz žilavega v krhki lom	163
6.5	Linearna elastična mehanika loma (LEFM)	168
6.5.1	Velikost cone plastične deformacije	172
6.5.2	Vrsta preizkušanca in njegova širina	174
6.5.3	Debelina preizkušanca	175
6.5.4	Merjenje lomne žilavosti K_{IC}	178
6.5.5	Žilavost in kritična velikost napak	181
Zgled 6.2	185
6.6	Odpiranje razpoke (Crack-Opening Displacement, COD)	186
6.7	J-integral	190
6.8	R-krivulja	195
6.9	Diagram FAD (Failure Assessment Diagram)	197

Zgled 6.3	200
Zgled 6.4	202
7 Utrujenje	211
7.1 Utrujenostni lom	212
7.2 Utrujenje pri kontrolirani ciklični napetosti, krivulja S-N	213
7.3 Vpliv srednje napetosti na utrujanje	215
7.4 Utrujenje pri kontrolirani ciklični deformaciji	216
7.5 Malociklično utrujanje	219
7.6 Mikromehanizmi utrujanja	222
Zgled 7.1	230
Zgled 7.2	233
8 Lezenje	235
8.1 Deformacija pri lezenju	236
8.2 Mehanizmi lezenja	238
8.3 Določanje trajanja lezenja s parametričnimi metodami	242
Zgled 8.1.	247
8.4 Določanje trajanja lezenja z Evansovo projekcijo θ	248
9 Lezenje in utrujanje	251
9.1 Akumuliranje poškodb in doba trajanja	252
9.2 Pravilo linearnega akumuliranja poškodb	253
9.3 Coffinova frekvenčna prilagoditev deformacijskega intervala	254
9.4 Celotni čas do porušitve v odvisnosti od trajanja enega nihaja	255
9.5 Metoda delitve deformacijskega intervala	256
10 Literatura	261

OSNOVE KRISTALNE ZGRADBE KOVIN

Pri ohlajanju kovinskih talin postajajo te vse bolj viskozne in nazadnje popolnoma otrdijo. Kovine se pri zelo naglem ohlajanju lahko strdijo amorfnno, pri čemer ostane porazdelitev atomov neurejena, kot je to sicer značilno za taline. Amorfnne kovine postajajo v zadnjem času zaradi nekaterih posebnih lastnosti vedno bolj pomembne. Navadno pa se kovine strjujejo tako, da se atomi oziroma ioni pravilno periodično razporedijo v prostoru in tvorijo prostorsko mrežo. Tridimenzionalna prostorska mreža je značilnost kristalne strukture, tudi kristalne strukture kovin, pri kateri so gradniki kristala povezani s kovinsko vezjo. Kristalna struktura in kovinska vez, katere značilnost so gibljivi prosti elektroni, dajeta kovinam posebne lastnosti: dobro električno in toplotno prevodnost, dobro preoblikovalnost ter neprepustnost za vidno svetlobo.

V tem poglavju obravnavamo temeljne značilnosti idealne kristalne zgradbe kovin, kakršno imajo kovinski monokristali brez strukturnih napak. Monokristali kovin so sicer redki, saj so kovine navadno polikristalne, torej sestavljene iz množice kristalov z različno orientacijo kristalne mreže. Pod posebnimi pogoji pa je moč izdelati tudi monokristale. Prvemu je to uspelo G. Tammannu pri usmerjenem strjevanju taline ob zelo majhnem temperaturnem gradientu. Monokristali kovin imajo nekatere izjemne lastnosti; iz njih na primer izdelujejo turbinske lopatice reakcijskih motorjev. Kot že rečeno, pa so mnogo bolj splošne in tudi mnogo bolj uporabljane polikristalne kovine in zlitine, med katere spadajo tudi skoraj vsi kovinski konstrukcijski materiali.

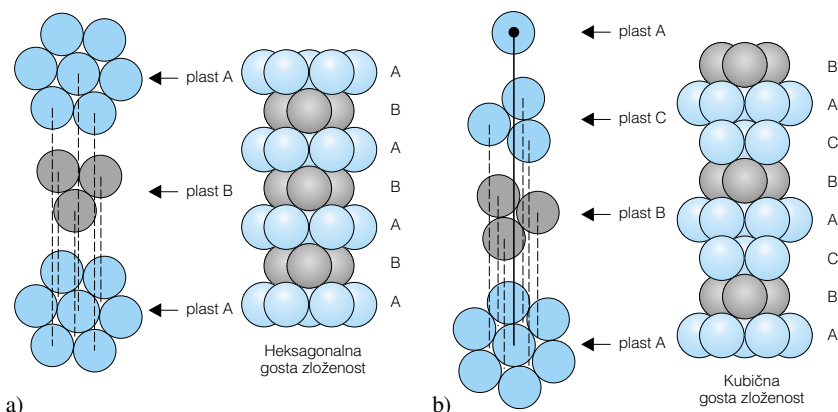
1.1 Kovinska vez in kristalna zgradba

Sile, ki povezujejo atome v kovinah, so v osnovi Coulombove privlačne sile med negativno atmosfero valenčnih elektronov in pozitivnimi ionskimi jedri. Magnezij z elektronsko konfiguracijo $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ odda v atmosfero elektronov oba svoja valenčna elektrona $3s$. Posamični elektroni v tej atmosferi niso lokalizirani, tako kot je to pri kovalentni vezi, ampak so last vseh atomov. To pomeni, da atom kovine v nekem trenutku izkorišča za vzpostavitev kovinske vezi tako svoje valenčne elektrone kot tudi valenčne elektrone sosedu, že v naslednjem trenutku pa bo izkoriščal valenčne elektrone nekega drugega sosedu. Posledica tega je, da kovinska vez ni usmerjena, atome kovine pa lahko v prvem približku obravnavamo kot sferno simetrične, torej kot kroglice. Paulijev izključitveni princip zahteva, da mora pri približevanju atomov priti do odboja zaradi prekrivanja polnih elektronskih lupin ionskih jeder, zato atome obravnavamo kot toge kroglice. Ker pri kovinah število najbližjih sosedov in njihov položaj ni določen z usmerjenostjo vezi niti s številom elektronskih parov, lahko kovine tvorijo gosto zložene strukture z minimalnim volumnom. Tako lahko razložimo dobro preoblikovalnost kovin. Pri velikih strižnih napetostih lahko namreč dve plasti atomov, to je ionskih jeder v atmosferi elektronov, zdrsneta druga ob drugi, ne da bi se pri tem karkoli spremenilo v naravi same kovinske vezi. Pri ionski vezi bi v takšnem primeru odboj zaradi lokaliziranja električnih nabojev preprečil deformacijo, prišlo bi do loma s cepljenjem.

V splošnem je vez toliko bolj kovinska, kolikor manj je valenčnih elektronov in kolikor slabše so vezani. Kovine natrij, kalij, baker, srebro in zlato imajo zato odlično toplotno in električno prevodnost. Ko narašča število valenčnih elektronov in tudi jakost njihove vezi, postajajo elektroni v večji meri lokalizirani in vse bolj prihaja do izraza že deloma kovalentna narava vezi. Prehodne kovine z nepopolno zasedeno zunanjo elektronsko orbitalo, kot na primer železo, nikelj, volfram ali titan, imajo že znaten delež vezi kovalentne narave, saj so hibridizirane tudi orbitale notranjih lupin. Od tod razlaga za njihova visoka tališča. Tekmovanje med kovinsko in kovalentno vezjo je še posebej očitno pri elementih četrte skupine periodnega sistema. Medtem ko sta silicij in germanij že polkovini, obstaja kositer tudi v kovinski modifikaciji, prava kovina pa je le svinec.

Kovine imajo kristalno zgradbo, kar pomeni, da so njihovi atomi pravilno periodično razporejeni v prostoru in govorimo o redu dolgega dosega. Posledica tega je anizotropija fizikalnih lastnosti kovinskih monokristalov (linijska gostota atomov je odvisna od smeri v kristalu) in pojavljanje ostrih uklonskih črt pri prehodu rentgenske svetlobe ali elektronov. Pri bolj »ohlapno zloženih« atomih amorfnih snovi (na primer pri steklu) govorimo le o redu kratkega dosega; uklonske črte so zato difuzne, amorfne snovi pa so izotropne. Pri večini kovin se pojavljanju kristalnega stanja lahko tudi izognemo, če talino ohlajamo z dovolj veliko ohlajevalno hitrostjo, ki zavre difuzijske procese, potrebne za vzpostavljanje reda dolgega dosega.

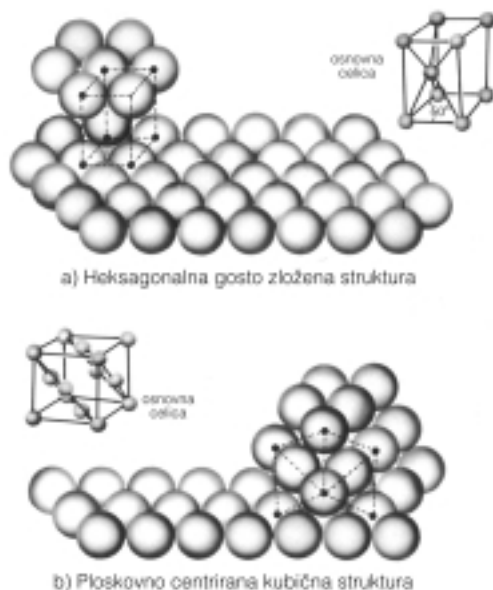
Ker smemo pri večini elementarnih kovin njihove atome obravnavati kot toge kroglice, ki jih krogelno simetrične sile povezujejo v kristal, je razumljiva težnja po



Slika 1.1: Zlog atomov v heksagonalni gosto zloženi strukturi (a) in v kubični gosto zloženi strukturi (b)

minimalni prostornini kristala, to je po najgostejšem zlogu takih kroglic. Takšen zlog dosežemo v treh dimenzijah z zlaganjem najgostejših plasti na dva načina, ki se razlikujeta po številu plasti, po katerih se ponovi začetna plast (slika 1.1). Pri obeh načinih zlaganja – zložitveni zaporedji zapišemo kot ... ABABAB ... (heksagonalni gosti zlog) in ... ABCABC ... (kubični gosti zlog) – ima vsak atom 12 najbližjih sosedov. Pravimo, da je koordinacijsko število 12.

Če atome v kristalih kovin nadomestimo s točkami ter te točke povežemo med seboj, dobimo pravilno prostorsko (kristalno) mrežo (slika 1.2). V primerjavi s slikami

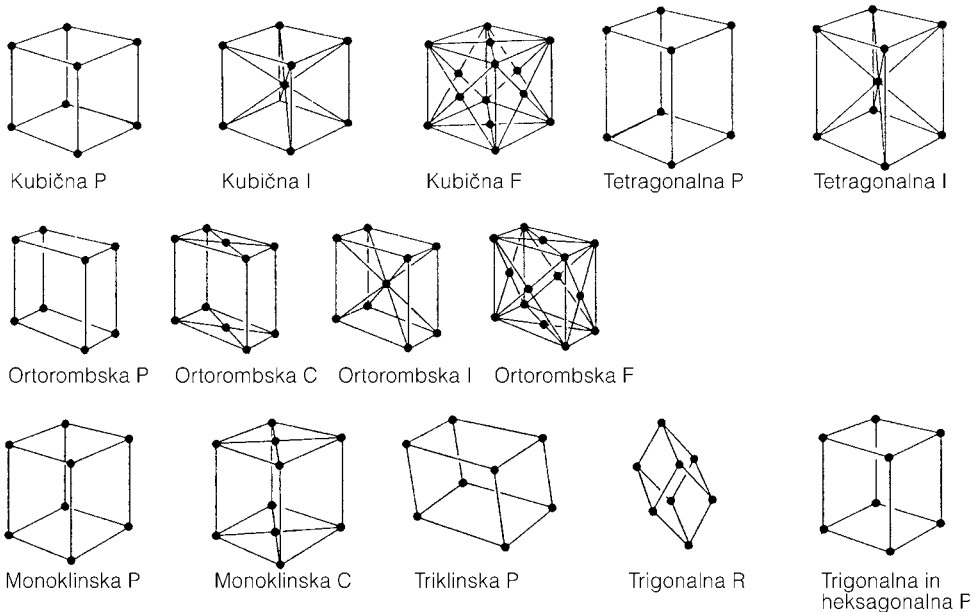


Slika 1.2: Osnovna celica heksagonalne gosto zložene strukture s pripadajočim zlogom ... ABAB ... atomov (a) in ploskovno centrirane kubične strukture s pripadajočim zlogom ... ABCABC ... atomov (b)

gostega zloga atomov takšna mreža zaradi preglednosti olajša obravnavo geometrijskih lastnosti kristalov. Ker je mreža periodična tvorba, zadostuje, če za njen opis definiramo osnovno celico. To je paralelepiped, ki vsebuje eno ali več mrežnih točk, z zlaganjem (translacijo) takšnega paralelepipeda vzdolž treh nekoplanarnih osi pa lahko vzpostavimo celotno prostorsko mrežo. Izbira vektorjev, ki določajo osnovno celico ni enolična. Takšnih izbir je več, vendar je osnovnim celicam, ki jih izberemo tako, da vsebujejo eno samo mrežno točko, skupno to, da imajo enake volumne. Ti volumni ustrezajo najmanjšim volumnom, katerih translacija ustvari celotno prostorsko mrežo. Osnovni celici, ki vsebuje eno samo mrežno točko, pravimo primitivna celica. Če ležijo nekatere mrežne točke znotraj celice ali na njenih ploskvah, pa govorimo o centriranih celicah. Obe celici na sliki 1.2 sta centrirani.

Poljuben kristal lahko opišemo z večjim številom osnovnih celic, od katerih pa so le nekatere primitivne. Navadno izberemo celico, ki izraža najvišjo simetrijo mreže. Osnovne celice morajo seveda popolnoma zapolniti ves prostor, zato je število različnih vrst celic omejeno (v ravnini na primer ne moremo zložiti peterokotnikov, ne da bi med njimi ne bilo praznega prostora). Izkaže se, da vse kristale lahko razvrstimo v vsega sedem kristalnih sistemov, ki se razlikujejo med seboj po tem, da so robovi njihovih osnovnih celic različno ali enako dolgi in po kotih med njimi. Poleg sedmih primitivnih celic, ki pripadajo tem sistemom, pa obstaja še sedem neprimitivnih celic. Teh 14 celic predstavlja osnovne celice 14 Bravaisovih prostorskih mrež (slika 1.3).

Novo celice dobimo s centriranjem primitivnih, pri tem pa mora ostati izpolnjen pogoj, da mora imeti vsaka točka v mreži identične sosede. Seveda centriranje



Slika 1.3: Osnovne celice štirinajstih Bravaisovih prostorskih mrež

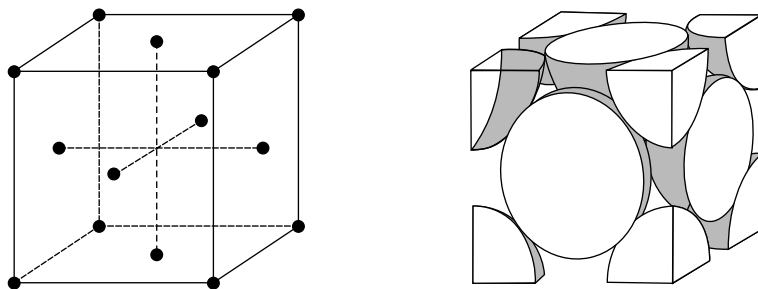
primitivnih celic ne vodi vedno do nastanka nove prostorske mreže. Če na primer centriramo primitivno (P) tetragonalno mrežo z novimi atomi po ploskvah celice (ploskovno centrirana (F) tetragonalna mreža), potem takšno celico enostavneje opišemo kot telesno centrirano (I) tetragonalno celico z nekoliko krajšo stranico osnovne celice. Ker sta torej celici (I) in (F) identični, uporabljamo za opis le telesno centrirano celico (I), medtem ko je ploskovno centrirana (F) odveč. Podobno odvečnost nekaterih celic lahko dokažemo tudi pri drugih kristalnih sistemih, kot nove prostorske mreže pa zato štejemo le tiste centrirane mreže, ki jih ni mogoče z izbiro drugih osnovnih vektorjev prevesti v eno od že znanih 7 primitivnih prostorskih mrež. Splošni dokaz za le 14 različnih prostorskih mrež je navedel A. Bravais že leta 1848.

1.2 Kristalna zgradba kovin

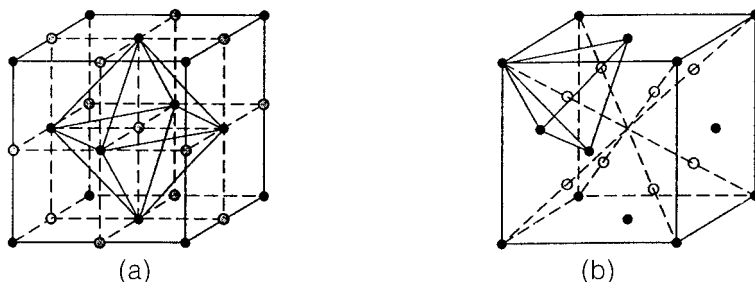
Večina kovinskih kristalov najpogosteje kristalizira v eni od obeh struktur z najgostejšim zlogom. To je **ploskovno centrirana kubična struktura** ali pa **heksagonalno gosto zložena struktura**. Poleg teh dveh je dokaj pogosta še **prostorsko centrirana kubična struktura**.

Ploskovno centrirano kubično strukturo (p.c.k.) imajo med drugim kovine: baker, srebro, zlato, aluminij, svinec, nikelj, platina in visokotemperaturna modifikacija železa (γ -železo). Takšno strukturo imajo tudi nerjavna močno legirana nikeljeva in nikelj-kromova jekla ter proti obrabi odporna močno legirana manganova jekla, ki jih imenujemo tudi avstenitna jekla. Iz prejšnjega poglavja izhaja, da je ploskovno centrirano kubično mrežo moč uporabiti za opis zloga ...ABCABC. Pri tem leže najgostejše atomske ravnine pravokotno na telesno diagonalno osnovne celice, prikazane na sliki 1.4.

Najkrajša razdalja med atomi v takšni celici je vzdolž ploskovnih diagonal kocke. Od tod izhaja, da ima osnovna celica ploskovno centrirane kubične strukture kovin z atomskim radijem R rob dolžine $a = 2\sqrt{2}R$. Delež volumna osnovne celice, ki je izpolnjen z atomi kovine, pa je 74 %, kar je največji možni faktor zapolnitve nekega



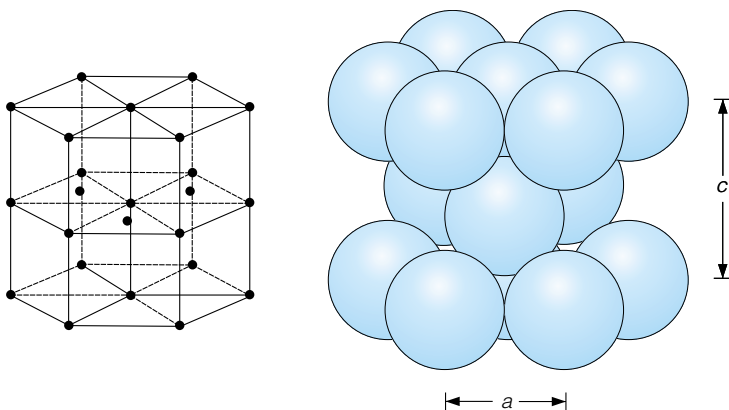
Slika 1.4: Osnovna celica ploskovno centrirane kubične strukture



Slika 1.5: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici ploskovno centrirane kubične strukture

volumna s kroglicami enakih radijev. To pomeni, da je v osnovni celici kovine s p.c.k. mrežo še 26 % praznega prostora, ki je porazdeljen med tako imenovana **intersticijska mesta** med atomi. V intersticijskih trdnih raztopinah se na takšna intersticijska mesta vgnezdijo primesni atomi, ki imajo majhen polmer, v jeklu na primer atomi ogljika in dušika. Zasedenost intersticijskih mest s primesnimi atomi močno vpliva na mehanske lastnosti zlitin. Položaj intersticijskih mest v p.c.k. strukturi je prikazan na sliki 1.5. Glede na število najbližjih sosedov, torej glede na obliko takšnih intersticijskih mest, razlikujemo oktaedrska intersticijska mesta (polmer včrtane krogle 0,414 R) ter tetraedrska intersticijska mesta (polmer včrtane krogle 0,225 R).

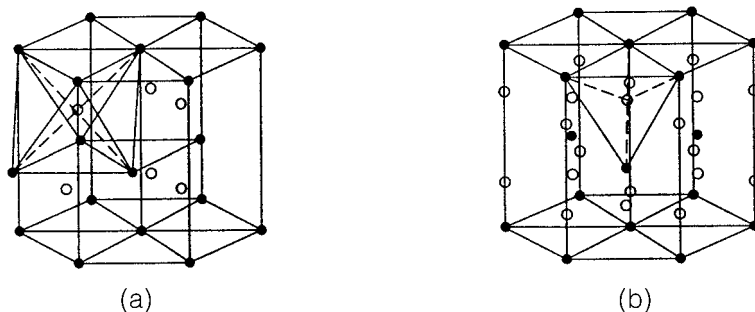
Heksagonalno gosto zloženo strukturo (h.g.z.) imajo med drugim kovine: berilij, magnezij, cink, kadmij. S slike 1.2 je razvidno, da ležijo atomi v posameznih ravninah na ogliščih in v središčih pravilnih šesterokotnikov, pri tem pa so šesterokotniki v plasti B seveda premaknjeni glede na plast A (zložitveno zaporedje je torej ... ABAB ...). S slike 1.2 je tudi razvidno, da je osnovna celica prostorske mreže pokončna prizma, ki ima za osnovno ploskev romb s stranico $a = 2R$. Tretji osnovni vektor c je pravokoten na osnovno ploskev, pri čemer je razmerje $c/a = 1,633$. Bolj običajno pa je, da to strukturo opisujemo z osnovno celico, ki ima obliko šesterostrane prizme in



Slika 1.6: Osnovna celica heksagonalne gosto zložene strukture

je sestavljena iz treh osnovnih celic h.g.z. strukture (slika 1.6). Faktor zapolnitve je zaradi gostega zloga enak kot pri p.c.k. strukturi, namreč 0,74 %. Zato imajo oktaedrska in tetraedrska intersticijska mesta v tej strukturi enake polmere včrtanih krogel kot v p.c.k. strukturi.

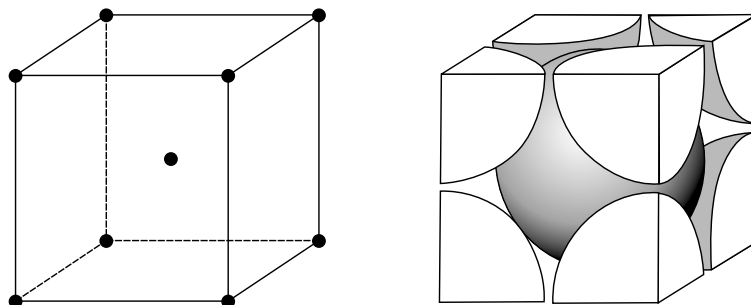
Položaji teh intersticijskih mest v heksagonalni celici so prikazani na sliki 1.7.



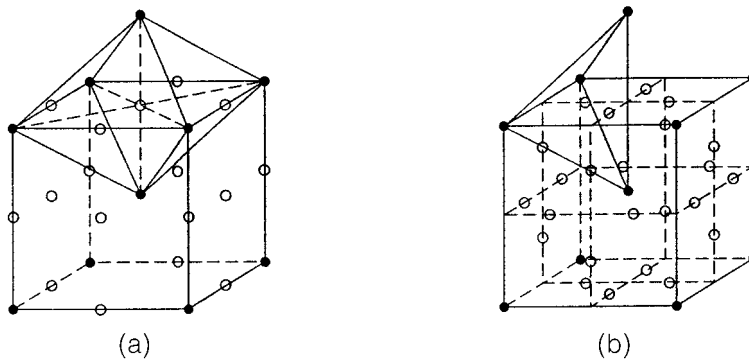
Slika 1.7: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici heksagonalne goste zložene strukture

Telesno centrirano kubično strukturo (t.c.k.) imajo med drugim kovine: vanadij, krom, molibden, niobij, volfram in nizekotemperaturna modifikacija Fe (α -železo). Pretežno takšna je tudi struktura konstrukcijskih jekel. S slike 1.8, ki prikazuje osnovno celico t.c.k. strukture, je razvidno, da atomi ne tvorijo najgostejšega zloga (vsak atom je obkrožen le z 8 najbližjimi sosedi, in ne z 12 kot pri p.c.k. in h.g.z. strukturi).

V tej strukturi sicer ni najgostejših ravnin, so pa najgostejše vrste atomov; atomi se med seboj dotikajo vzdolž telesnih diagonal kocke. Od tod izhaja: $a = 4 R/\sqrt{3}$, faktor zapolnitve pa je nekaj manjši kot pri obeh gosto zloženih strukturah in dosega le 68 %. Na sliki 1.9 so prikazani položaji oktaedrskih (polmer včrtane krogle 0,15 R) in tetraedrskih intersticijskih mest (polmer včrtane krogle 0,29 R) v t.c.k. strukturi. Očitno pa sta tako oktaeder kot tetraeder, ki ju tvorijo atomi, najbližji sosedje intersticijskih mest, nekoliko popačena. Čeprav so oktaedrska intersticijska mesta v



Slika 1.8: Osnovna celica telesno centrirane kubične strukture



Slika 1.9: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici telesno centrirane kubične strukture

t.c.k. strukturi znatno manjša od tetraedrskih, pa je bilo ugotovljeno, da se primesni atomi (na primer atomi ogljika v t.c.k. mreži železa α) nahajajo prav na teh mestih, zato ker je za njih vgnezdenje dovolj že, da se razmakneta le dva atoma vzdolž krajše osi oktaedra.

1.3 Oznake za ravnine in smeri v kristalu

Pred koncem tega poglavja pa si na kratko oglejmo še označevanje ravnin in smeri, ki je običajno v kristalografiji. Gre za označevanje s tako imenovanimi **Millerjevimi**



Rentgenski praškovni difraktometer za strukturno analizo (kristalne snovi) na Kemijskem inštitutu v Ljubljani

indeksi, kjer so tri osi X, Y in Z vzporedne trem stranicam osnovne celice. Zato da specificiramo neko kristalno ravnino, najprej določimo odseke, ki jih ta ravnina odreže na oseh X, Y in Z ter nato tvorimo njihove recipročne vrednosti. Dobljene ulomke pretvorimo na skupni imenovalce, namreč v obliko h/n , k/n in l/n , cela števila h , k in l v okroglem oklepaju, (hkl) , pa so potem Millerjevi indeksi obravnavane ravnine.

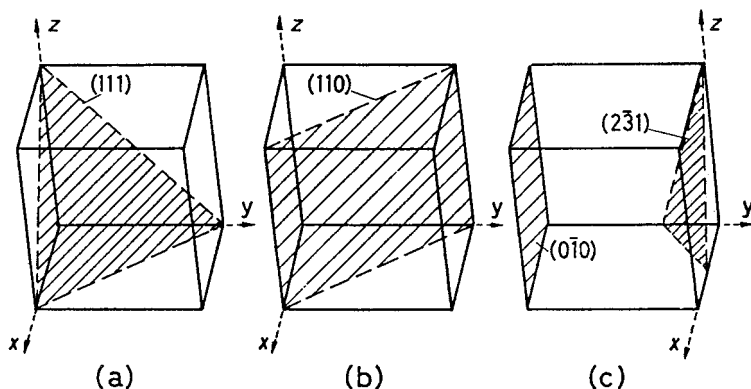
Na sliki 1.10 so prikazane nekatere pomembnejše ravnine v kubičnem sistemu.

Na sliki 1.10b je na primer prikazana ravnina, ki na oseh X, Y in Z odreže odseke dolžine 1, 1 in ∞ . Recipročne vrednosti teh odsekov so: 1, 1 in 0, tako da ima ravnina oznako (110) . Na analogen način dobimo za ravnino na sliki 1.10a indekse (111) -ravnina oktaedra in za ravnini na sliki 1.10c indekse $(0\bar{1}0)$ -ravnina kocke oziroma $(2\bar{3}1)$. Pri tem črtica nad Millerjevim indeksom pomeni, da ravnina odreže odgovarjajoči odsek na negativni osi koordinatnega sistema. Tako je na primer zadnja od navedenih ravnin odrezala odseke $1/2$, $-1/3$ in 1, ustrezne recipročne vrednosti pa so zato 2, -3 in 1, kar so tudi Millerjevi indeksi obravnavane ravnine.

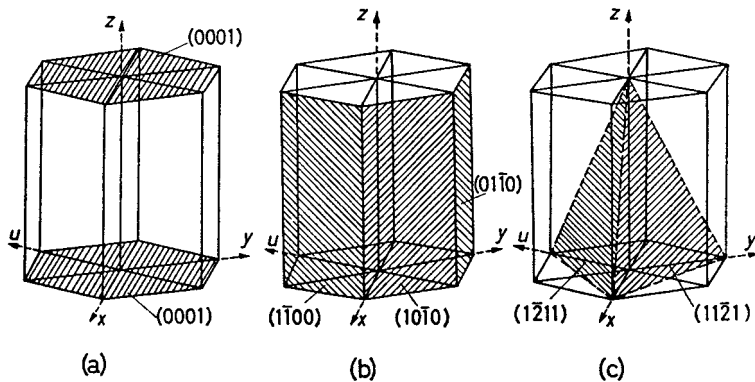
Bolj splošno zapišemo skupnost ekvivalentnih ravnin (na primer ploskev kocke) z indeksi v zavitem oklepaju, $\{hkl\}$; v primeru ploskev kocke pomeni torej $\{100\}$ ekvivalenten zapis za vseh šest ploskev kocke in vključuje ploskve (100) , $(\bar{1}00)$, (010) , $(0\bar{1}0)$, (001) in $(00\bar{1})$.

Millerjevo označevanje se uporablja tudi v drugih kristalnih sistemih, na primer v tetragonalnem, sprememba pa je potrebna v heksagonalnem sistemu. Pri le treh koordinatnih oseh bi namreč v heksagonalnem sistemu kristalografsko ekvivalentne ravnine (na primer ploskve heksagonalne prizme) imele indekse različnega tipa. Tem težavam se izognemo tako, da namesto 3-osnega koordinatnega sistema izberemo štiriosni koordinatni sistem, prikazan na sliki 1.11.

V štiriosnem sistemu so osi X, Y in Z identične z istoimenskimi osmi v triosnem sistemu, dodana pa je os U, ki je koplanarna z osema X in Y ter tvori z njima kot 120° . Indeksi $(hkil)$, ki jih določimo na enak način, kot pri triosnem sistemu, se imenujejo



Slika 1.10: Millerjevi indeksi ravnin v kubičnih kristalih; (a) ravnina (111) , (b) ravnina (110) in (c) ravnini $(0\bar{1}0)$ ter $(2\bar{3}1)$



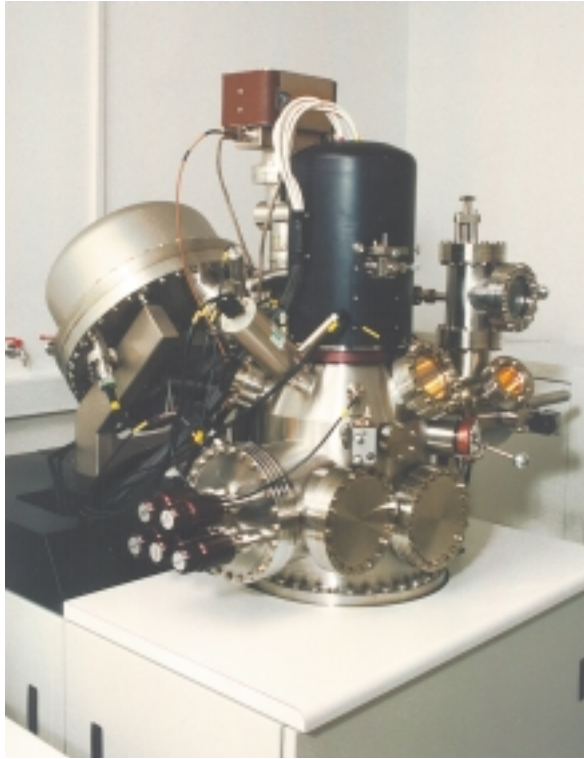
Slika 1.11: Miller-Bravaisovi indeksi ravnin v heksagonalnih kristalih; (a) bazalne ravnine $\{1000\}$, (b) ploskve prizme $\{1010\}$ in (c) piramidne ploskve $\{1121\}$

Miller-Bravaisovi indeksi. Na sliki 1.11a sta prikazani tako imenovani bazalni ravnini $\{0001\}$, na sliki 1.11b so ravnine prizme $\{1010\}$, na sliki 1.11c pa ravnine tipa $\{11\bar{2}1\}$. Zapomnimo si še, da za to označevanje velja: $h + k + i = 0$.

Zato da določimo smer v kristalu, konstruiramo krajevni vektor iz koordinatnega izhodišča (oglišča osnovne celice) do točke v zeleni smeri. Ta vektor nato zapišemo kot vsoto translacij (korakov) robov osnovne celice v vseh treh smereh. Če imajo koraki v smereh X, Y in Z kak skupen faktor, jih delimo s tem faktorjem, da dobimo trojico najmanjših možnih celih števil brez skupnega faktorja. Dobljena tri cela števila u, v, w , ki jih postavimo med oglata oklepaja, $[uvw]$, so Millerjevi indeksi smeri. Če so na primer koordinate $X = a, Y = -2b$ in $Z = c/3$ (pri tem so a, b in c robovi osnovne celice), potem so koraki v smereh teh osi: 1, -2 in $1/3$ (po množenju s 3 dobimo 3, -6 in 1); indeks izbrane smeri je zato $[3\bar{6}1]$.

Očitno so indeksi kristalografsko ekvivalentnih smeri istega tipa. Tako na primer smeri koordinatnih osi, to je robove kocke v kubičnem sistemu, zapišemo kot: $[100]$, $[010]$, $[001]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$ in $[00\bar{1}]$. Krajši zapis vseh šestih ekvivalentnih smeri je $\langle 100 \rangle$ oziroma v splošnem $\langle uvw \rangle$.

Kot za ravnine, tudi za smeri v heksagonalnem sistemu velja, da daje indeksiranje v triosnem koordinatnem sistemu za ekvivalentne smeri indekse različnega tipa. Vendar pa tudi pri štiriosnem koordinatnem sistemu z osmi X, Y, U in Z neka točka v izbrani smeri ne bo imela enolično določenih koordinat, če ne vpeljemo zahteve: $u + v + t = 0$. Izpolnjevanje tega pogoja ima za posledico, da imajo ekvivalentne smeri ekvivalentne indekse. V splošnem jih zapišemo kot $\langle uvtw \rangle$.



Naprava za Augerjevo elektronsko in rentgensko fotoelektronsko spektroskopijo površin in tankih plasti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

Zgled 1.1

Gostota železa je $7,87 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, osnovna celica kristalne mreže pa je telesno centrirana kubična. Ugotovite, koliko atomov železa pride na osnovno celico. Privzemite model, po katerem so v kristalu zloženi atomi toge kroglice, in izračunajte rob osnovne celice α -železa ter polmer atomov železa. Relativna atomska masa železa $A_r(\text{Fe})$ je 55,84.

S slike 1.8 izhajajo, da na osnovno celico telesno centrirane kubične strukture α -železa prideta dva atoma železa. Velja:

$$\rho a^3 = n_{\text{Fe}} A_r(\text{Fe}) m_{\text{H}} \quad (1.1)$$

pri čemer je ρ gostota železa, a je rob telesno centrirane kubične celice α -železa, n_{Fe} je število atomov železa, ki pridejo na osnovno celico (torej $n_{\text{Fe}} = 2$), $A_r(\text{Fe})$ je relativna atomska masa železa, m_{H} pa je masa vodikovega atoma (ta masa oziroma bolj točno

1/12 mase ogljikovega atoma ^{12}C , je namreč izbrana za enoto mase, je pa $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg). Iz enačbe (1.1) izhaja:

$$a = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 55,84 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{7,87 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}}}$$

$$a = 2,87 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,287 \text{ nm}$$

Rob osnovne celice α -železa, izračunan na osnovi izmerjene gostote železa, se presenetljivo dobro ujema s podatki rentgenske strukturne analize, po katerih je $a = 0,2904 \text{ nm}$.

Upošteva geometrijo telesno centrirane kubične osnovne celice, kjer se atomi železa dotikajo po telesni diagonali, sledi nadalje:

$$a = \frac{4R}{\sqrt{3}} \quad (1.2)$$

in od tod za radij atoma železa:

$$R = \frac{a\sqrt{3}}{4}$$

$$R = 0,287 \text{ nm} \cdot 1,73 / 4 = 0,124 \text{ nm}$$

Če upoštevamo bolj natančen podatek za mrežni parameter a , dobimo:

$$R = 0,126 \text{ nm}$$

Zgled 1.2

Pri prejšnjem zgledu smo za radij atoma železa dobili $0,126 \text{ nm}$. Izračunajte rob osnovne celice ploskovno centriranega kubičnega γ -železa in radij okatedrskih intersticijskih mest (tj. radij včrtane krogle v praznih prostorih takšne osnovne celice). Ali se gostota železa pri faznem prehodu $\alpha \rightarrow \gamma$ zveča ali zmanjša? Kako pa je s topnostjo ogljika?

Za ploskovno centrirano kubično osnovno celico γ -železa, prikazano na sliki 1.4, kjer se atomi železa dotikajo po diagonalah ploskev kocke, velja:

$$a = 2\sqrt{2} R \quad (1.3)$$

Upošteva podatke iz prejšnjega zgleda, izhaja:

$$a = 2 \cdot 1,414 \cdot 0,126 \text{ nm} = 0,356 \text{ nm}$$

kar je še vedno dokaj blizu podatkom rentgenske strukturne analize, po katerih je za γ -železo $a = 0,3647 \text{ nm}$ (podatki v literaturi pa se med seboj razlikujejo, saj gre za ekstrapolirano vrednost, izmerjeno pri višjih temperaturah).

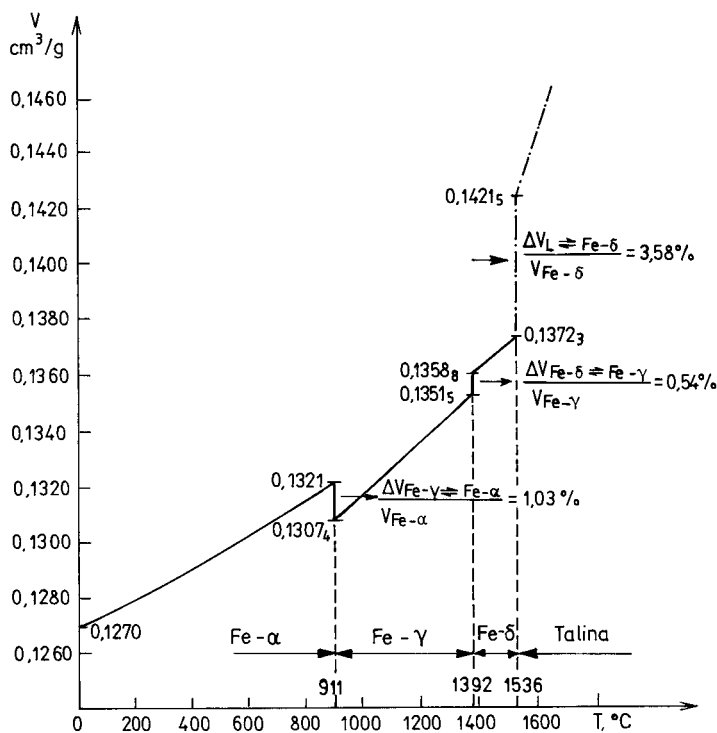
S slike 1.4 je tudi razvidno, da na osnovno celico ploskovno centrirane kubične mreže γ -železa pridejo kar štirje atomi železa ($n_{\text{Fe}} = 4$). Gostota γ -železa, izračunana po enačbi (1.1) je tedaj:

$$\rho = \frac{4 \cdot 55,84 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{(3,65 \cdot 10^{-10} \text{ m})^3}$$

$$\rho = 7,67 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$$

kar pa je nekoliko manj od gostote α -železa.

Podatek je po svoje presenetljiv. Z dilatometričnimi meritvami je bilo namreč ugotovljeno, da se specifični volumen železa pri temperaturi prehoda iz α v γ , to je pri temperaturi transformacije $911 \text{ }^\circ\text{C}$, zmanjša za približno 1 %. Spreminjanje specifičnega volumna železa v odvisnosti od temperature je prikazano tudi v diagramu na sliki 1.12. Navidezno protislovje lahko razložimo, če upoštevamo dilatacijo kristalne mreže pri ogrevanju ter s tem povezano spreminjanje mrežnega parametra.



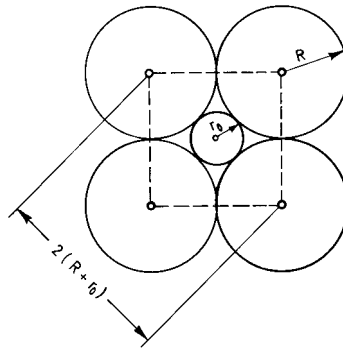
Slika 1.12: Spreminjanje specifičnega volumna železa v odvisnosti od temperature

Pojasnimo še veliko topnost ogljika v γ -železu. Medtem ko je v α -železu maksimalna topnost ogljika 0,022 % pri 727 °C, pa je v γ -Fe kar približno 2,1 % pri 1148 °C. Odgovor dobimo, če izračunamo radij oktaedrskih intersticijskih mest v ploskovno centrirani kubični mreži γ -železa. Ugotovili smo že, da oktaedrska mesta obkroža po šest atomov železa. Na sliki 1.13 je prikazan presek skozi takšno mesto z ravnino, v kateri so štirije atomi železa. S slike izhajaja, ob upoštevanju dejstva, da ima osnovna celica p.c.k. mreže rob dolžine $a = 2\sqrt{2} R$, da je:

$$2\sqrt{2} R = 2 (R + r_o)$$

$$r_o = (\sqrt{2} - 1) R = 0,414 \cdot 0,126 \text{ nm} = 0,052 \text{ nm}$$

Oktaedrska mesta v γ -železu so torej dovolj velika, da se vanje lahko vgnezdi ogljik brez večjega prilagajanja okolne kristalne mreže železa (radij ogljikovega atoma je približno 0,07 nm) ter tvori trdno raztopino, ki je celo bolj stabilna. V nasprotju s tem je vgnezdenje ogljika na veliko manjša intersticijska mrežna mesta v α -železu (0,154 R oziroma 0,291 R) mnogo bolj oteženo, zato je tudi topnost ogljika v α -železu mnogo manjša kot pa v γ -železu.



Slika 1.13: Shematski prikaz preseka oktaedrskega prostora

2

NAPAKE V KRISTALNI MREŽI

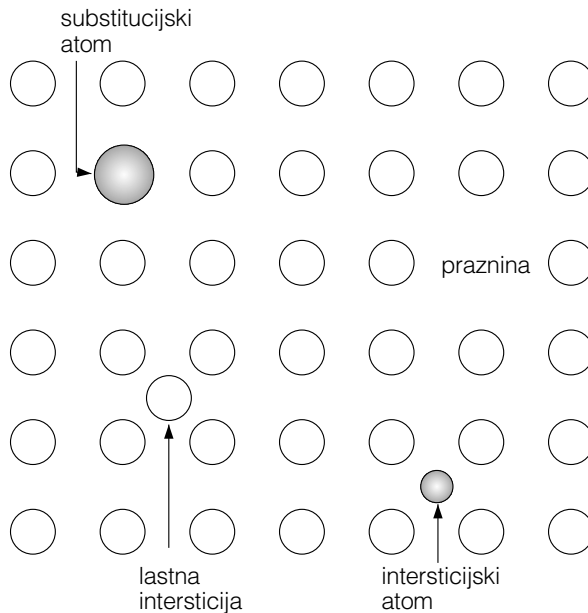
V prejšnjem poglavju smo obravnavali pravilno prostorsko mrežo kristalov, ki je uporabna le za opis idealnih kristalov, to je tistih, pri katerih so vsa vozlišča mreže zasedena z atomi. V takšnih kristalih torej ni nikakršnih odmikov od pravilne periodične razporeditve atomov. Realni kovinski kristali imajo v zgradbi kristalne mreže napake, ki močno vplivajo na lastnosti kovin. Z napako v zgradbi kristalne mreže mislimo vsak odmik od pravilne periodičnosti mreže. V nadaljevanju bomo obravnavali le dve vrsti napak v kristalni mreži kovinskih kristalov, namreč točkaste in linijske. Medtem ko igrajo točkaste napake, kakršne so na primer praznine, pomembno vlogo pri mehanizmi lezenja, pa so linijske napake, t. i. dislokacije, neobhodne za razumevanje plastične deformacije kovin in zlitin pa tudi za njihovo porušitev.

2.1 Točkaste napake v kristalni mreži

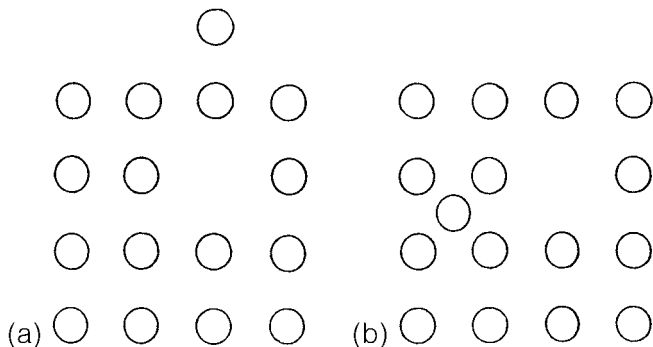
Najpogostejše točkaste napake v kristalni mreži kovin so **praznine ali vakance**, ki nastanejo, če manjka kakšen atom (slika 2.1).

Atomi v kristalni mreži so pri vseh temperaturah (razen pri absolutni ničli) izpostavljeni termičnim nihanjem, zaradi katerih lahko zapustijo regularna mrežna mesta. Če v kristalni mreži čistih kovin takšen atom odpotuje na površino kristala, potem ostane za njim praznina, ki jo imenujemo tudi **Schottkyjev defekt** (slika 2.2a). V primeru, ko pa se atom, ki je zapustil regularno mrežno mesto v kristalu čiste kovine, vgnezdi na intersticijsko mrežno mesto (slika 2.1), nastane točkasta napaka, ki jo imenujemo **Frenkelov defekt** (slika 2.2b). Seveda je v takšnem primeru poleg vrinjenega atoma v mreži tudi odgovarjajoča praznina, tako da Frenkelov defekt dejansko pomeni par praznina-atom. Vrinjen atom spričo svoje velikosti močno popači okolno kristalno mrežo, zato so tovrstne napake mnogo redkejše kot Schottkyjevi defekti (praznine). Njihova koncentracija je omembe vredna le pri visokih temperaturah ali pa v materialih, ki so izpostavljeni obsevanju z delci velikih energij.

Omenjenima dvema vrstama točkastih defektov se v kristalnih mrežah zlitin pridružujejo še **substitucijski atomi**, to so atomi zlitinskih elementov, ki se od matičnih razlikujejo po velikosti. Takšni atomi zasedajo regularna mrežna mesta in tam zamenjajo (substituirajo) matične atome. Tako na primer atomi niklja nadomestijo matične atome železa v regularni p.c.k. mreži avstenitnih nerjavnih jekel. Enako



Slika 2.1: Različne točkaste napake, ki se lahko pojavljajo v kristalni mreži kovin oz. zlitin



Slika 2.2: Nastanek Schottkyjevega (a) in Frenkelovega (b) defekta

pomembni so še **intersticijski atomi**, to so atomi zlitinskih elementov, ki so dovolj majhni, da se lahko vgnezdijo že na intersticijska mrežna mesta. Takšni so na primer atomi ogljika v kristalni mreži železa pri vseh vrstah jekel. Položaj substitucijskih in intersticijskih atomov v kristalni mreži je shematsko prikazan na sliki 2.1.

Eksperimentalno je bilo ugotovljeno, da koncentracija Frenkelovih in Schottkyjevih defektov v neki kovini doseže pri določeni temperaturi ravnotežno vrednost. To pomeni, da mora imeti defektni kristal (kristal z napakami) nižjo prosto energijo kot idealni (kristal brez teh napak). Ne da bi se preveč spuščali v zahtevno področje kemijske termodinamike, povejmo, da je sprememba proste energije nekega termodinamičnega sistema ΔF odvisna od spremembe energije ΔE (ta je enaka toploti pri konstantnem volumnu) in entropije ΔS :

$$\Delta F = \Delta E - T\Delta S \quad (2.1)$$

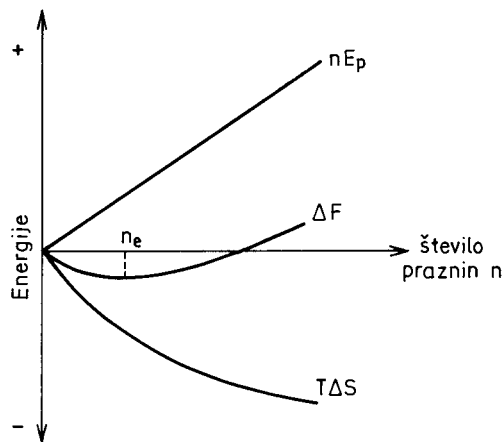
Sistem bo v ravnotežju, ko doseže ΔF minimalno vrednost. Enačba (2.1) zahteva nekaj razlage. Poznanje celotne energije, vštevši tudi toploto, ki jo ima neka količina snovi, še ne pove, koliko te energije lahko praktično izkoristimo. Če imamo na primer telo, ki ima visoko temperaturo, in drugo, hladnejše telo, potem je to koristen vir energije. Toploto telesa z višjo temperaturo namreč lahko izkoristimo s tem, da polivamo vroče telo z vodo, ki se spreminja v paro. Para poganja parni stroj in se, ko zapusti stroj, lahko zgosti v vodo, tako da je spet pripravna za nadaljnjo uporabo. Če pa dopustimo, da toplo in mrzlo telo izravnata temperaturo, bosta telesi še vedno imeli isto količino energije, toda ta bi bila neuporabna. Navadno mislimo, da sama toplota že zadostuje, da nastaja para in poganja stroj, pri tem pa računamo tudi s tem, da imamo poleg stroja vir vode z navadno temperaturo. Ta razlika temperature je bistvena.

Zaradi vsega navedenega so vpeljali še drugo količino, ki so jo imenovali prosta energija. Ta nam pove, koliki del energije kakega telesa (oziroma neke množine snovi) se da spremeniti v neko drugo koristno obliko energije. Medtem ko mehansko, električno in magnetno energijo v celoti prištevamo k prosti energiji, pa toploto le deloma. V prej navedenem primeru toplega in mrzlega telesa je prosta energija očitno

večja, kadar imata telesi različno temperaturo, kakor tedaj, ko sta se njuni temperaturi izenačili (skupna energija pa je ostala, kot že rečeno, nespremenjena). Ko preide toplota po prevajanju s toplejšega telesa na hladnejše, zgubi toplo telo toliko toplote, kolikor jo dobi mrzlo; ker pa se pri tem prosta energija zmanjša, mora toplo telo izgubiti več proste energije, kakor jo dobi hladnejše. Razlika med celotno in prosto energijo nam torej pove, koliko toplote je v telesu (v neki snovi) v nekoristni obliki. Ta razlika je tesno povezana s tem, kar imenujemo entropija. Entropija prav močno spominja na nered. Ugotovitev, da lahko izenačimo temperaturo dveh teles, da pa jo težko napravimo različno, močno spominja na dejstvo, da je lahko napraviti iz reda nered, da pa je težko obrniti postopek. Lahko je na primer porušiti urejeno kristalno zgradbo (staliti dve kovini v zlitino), težja in včasih praktično nemogoča pa je vrnitev nazaj v urejeno stanje (ločiti kovine v zlitini).

Če se sedaj vrnemo k vprašanju koncentracije točkastih napak, na primer praznin v kristalni mreži, potem moramo upoštevati, da je z vgrajevanjem praznin v kristalno mrežo povezana sprememba energije mreže. Pri n prazninah v kristalni mreži, pri čemer je energija, potrebna za nastanek ene praznine, enaka E_p (ta pa je enaka delu, potrebnemu za transfer atoma iz mrežnega vozlišča na površino kristala), je povečanje energije mreže zaradi napak v njej enako: nE_p . Seveda pa se zaradi n praznin v kristalni mreži poveča tudi nered v mreži in s tem njena entropija. Brez dokaza povejmo, da pri n prazninah v kristalni mreži z N mrežnimi mesti (pri čemer je število praznin n mnogo manjše od števila atomov N) lahko spremembo entropije ΔS zapišemo enostavno kot: $k \ln [N!/(N-n)!n!]$, pri čemer je k t. i. Boltzmannova konstanta. Razmere so prikazane v diagramu na sliki 2.3. Iz tega diagrama sledi, da se s povečanjem koncentracije praznin linearno povečuje energija mreže, ob tem pa narašča (z nasprotnim predznakom) tudi njena entropija.

Ravnotežno koncentracijo praznin n_e dobimo iz zahteve po minimalni vrednosti proste energije. Če v enačbi (2.1) upoštevamo dobljene izraze za energijo in entropijo



Slika 2.3: Odvisnost spremembe energije, entropije in proste energije od števila praznin. Z n_e je označeno ravnotežno število praznin pri minimalni vrednosti ΔF

mreže ter nato enačbo odvajamo ob pogoju $\partial\Delta F/\partial n = 0$, dobimo za ravnotežno koncentracijo praznin C_p :

$$C_p = \frac{n_c}{N} = A \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Konstanta A v zgornji enačbi ima vrednost blizu 1. Koncentracija praznin v kovinah se torej povečuje eksponentialno s temperaturo in jo lahko enostavno izračunamo po enačbi (2.2), če le poznamo tvorbeno energijo za nastanek praznin. Tvorbene energije za nastanek praznin so za večino kovin približno $1,6 \cdot 10^{-19}$ J/atom, tako da za koncentracijo praznin pri sobni temperaturi dobimo približno 10^{-18} , pri temperaturi 1000 K pa že 10^{-6} .

Praznine so torej ravnotežne napake, kar pomeni, da je njihova koncentracija v neki kovini oz. zlitini natančno določena s temperaturo kovine in s tvorbeno energijo praznin. Seveda pa so lahko praznine v kovini tudi v koncentracijah, ki so višje od ravnotežnih, če na primer kovino oz. zlitino zelo naglo ohladimo z visokih temperatur, pri katerih je sicer koncentracija praznin velika. Pri naglem ohlajanju (gašenju kovine) namreč ostanejo praznine »zamrznjene«. Če gašeno kovino z nadravnotežno koncentracijo praznin ogrevamo do temperaturnega območja, v katerem postanejo praznine gibljive (dejansko postanejo gibljivi atomi, zaradi preskokov sosednjih atomov v praznine pa se le-te gibljejo v nasprotni smeri od smeri gibanja atomov), potem prebitne praznine odpotujejo na površino kristala in druge proste površine (pravimo tudi, da praznine anihilirajo), dokler v kovini ni dosežena ravnotežna koncentracija praznin. Očitno so torej točkaste napake gibljive in lahko migrirajo po kristalni mreži. Omenili smo že, da je v kristalu z najgostejšim zlogom atomov taka migracija možna z zamenjavo praznine z enim od sosednjih atomov. Očitno je torej, da je migracija praznin v kristalni mreži zvezana s transportom atomov oz. snovi. Takšen **atomski transport snovi** je znan kot **difuzija** in je pri temperaturah nad $0,6 T_i$ (T_i je absolutna temperatura tališča kovine oz. zlitine) izrednega pomena pri celi vrsti metalurških procesov. Vedeti namreč moramo, da difuzija vodi do nastanka ravnovesnih stanj v prvotno neravnovesnih sistemih (na primer proces homogenizacije zlitine, ki je v prvotnem litem stanju kemijsko heterogena).

Pri substitucijskih zlitinah (na primer niklja v železu) pa tudi v primeru samodifuzije (na primer pri čistih kovinah) poteka proces difuzije, tj. gibanja atomov z migracijo praznin, saj ni prostih mrežnih mest za preskoke atomov. Termična nihanja mreže morajo biti dovolj velika, da ustvarijo praznine (E_p) in povzročijo njihovo migracijo (E_{pm}). Vsoti obeh energij pravimo **aktivacijska energija** za substitucijsko difuzijo (ali za samodifuzijo) Q_{DS} . Velja torej:

$$Q_{DS} = E_p + E_{pm} \quad (2.3)$$

Ker sta obe energiji približno enaki, je Q_{DS} približno $3 \cdot 10^{-19}$ J/atom. V nasprotju s tem pa pri intersticijski difuziji (na primer atomov ogljika v železu) niso potrebna prosta mrežna mesta za preskoke atomov (ogljika), ker slednji preskakujejo med

intersticijskimi mrežnimi mesti (v mreži železa). V tem primeru je aktivacijska energija za difuzijo intersticijskega tipa enaka:

$$Q_{bi} = E_i \quad (2.4)$$

pri čemer je E_i energija za migracijo intersticijskih atomov. Ta energija je približno za velikostni red manjša od energije za migracijo substitucijskih atomov (praznin). Zato so tudi difuzijske hitrosti elementov intersticijskega tipa mnogo večje od difuzijskih hitrosti elementov substitucijskega tipa. Difuzija intersticijskih elementov je zato aktualna že pri temperaturah, ki so nižje od $0,6 T_i$.

Praznine so torej pomembne točkaste napake v kovinah, ker omogočajo substitucijsko difuzijo, važne pa so tudi zaradi interakcij z drugimi napakami v kristalni mreži, predvsem zaradi interakcij z dislokacijami. Difuzija praznin namreč omogoča t. i. plezanje dislokacij, ki postane pomembno pri procesih, ki se odvijajo pri povišanih temperaturah, na primer pri lezenju kovin. Na mehanske lastnosti kovin in zlitin pa praznine ne učinkujejo v pomembnem obsegu; mnogo bolj vplivajo na nekatere fizikalne lastnosti, predvsem na električno prevodnost.

Zgled 2.1

Koncentracija praznin v aluminiju pri temperaturi $573 \text{ }^\circ\text{C}$ je $24,9 \cdot 10^{-14}$ praznin/atom, pri temperaturi $873 \text{ }^\circ\text{C}$ pa $5 \cdot 10^{-7}$ praznin/atom. Izračunajte tvorbeno energijo za te praznine. Boltzmannova konstanta ima vrednost $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

Po enačbi (2.2) dobimo za ravnotežno koncentracijo praznin C_{p1} (ravnotežno število praznin n_e , deljeno s številom mrežnih mest, to je s številom atomov N) pri temperaturi T_1 :

$$C_{p1} = A \exp\left(-\frac{E_p}{kT_1}\right)$$

in za ravnotežno koncentracijo praznin C_{p2} pri temperaturi T_2 :

$$C_{p2} = A \exp\left(-\frac{E_p}{kT_2}\right)$$

Sledi:

$$\ln C_{p1} - \ln A = -\frac{E_p}{kT_1}$$

in

$$\ln C_{p2} - \ln A = - \frac{E_p}{kT_2}$$

ter od tod za tvorbeno energijo praznin E_p :

$$E_p = \frac{kT_1 T_2 \ln(C_{p1} / C_{p2})}{T_1 - T_2}$$

$$E_p = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \cdot 300\text{K} \cdot 600\text{K}}{(600\text{K} - 300\text{K})} \ln\left(\frac{5 \cdot 10^{-7}}{24,9 \cdot 10^{-14}}\right)$$

$$E_p = 1,2 \cdot 10^{-19} \text{ J/atom}$$

Preračunajte tvorbeno energijo še v J/mol, tako da tvorbeno energijo v J/atom pomnožite s številom atomov v enem molu, to je z Avogadrovim številom $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ atomov/mol.

$$E_p = 1,2 \cdot 10^{-19} \text{ J/atom} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ atomov/mol} = 72.200 \text{ J/mol} = 72,2 \text{ kJ/mol}$$

Tako izračunana tvorbeno energija praznin se dokaj dobro ujema s tvorbenimi energijami praznin pri drugih kovinah. Ta vrednost je tudi blizu sublimacijske toplote kovin.

Zgled 2.2

Izračunajte koncentracijo praznin v bakru pri temperaturi 6°C pod temperaturo tališča bakra, ki je 1083°C , ako je tvorbeno energija za nastanek praznin 83600 J/mol , predeksponencialni faktor A v enačbi (2.2) pa ima vrednost blizu 2.

Najprej preračunajmo tvorbeno energijo iz J/mol v J/atom z upoštevanjem Avogadrovega števila $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ atomov/mol:

$$E_p = \frac{83600 \text{ J/mol}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ atomov/mol}} = 1,39 \cdot 10^{-19} \text{ J/atom}$$

Za koncentracijo praznin pri temperaturi 6°C pod temperaturo tališča bakra, to je pri temperaturi 1077°C oziroma 1350 K , dobimo, upoštevaje enačbo (2.2):

$$C_p = 2 \exp\left(-\frac{1,39 \cdot 10^{-19} \text{ J/atom}}{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \cdot 1350\text{K}}\right) \approx 10^{-3}$$

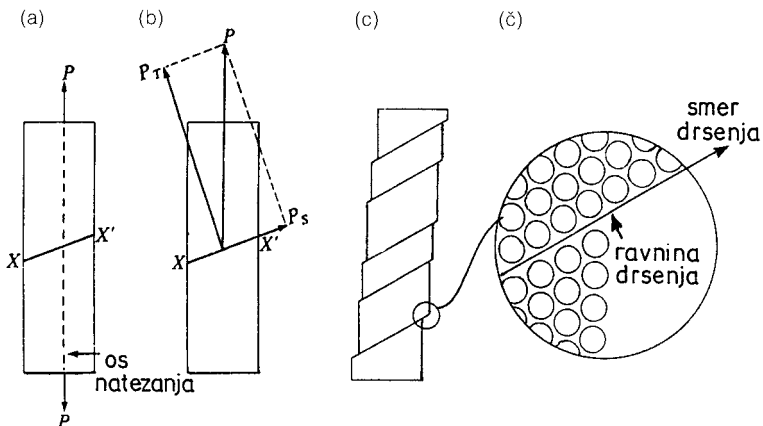
torej ena praznina na 1000 mrežnih mest, kar je na prvi pogled malo. Vendar pa je srednja razdalja med prazninami v tem primeru le 10 atomov. Pri sobni temperaturi je srednja razdalja med prazninami mnogo večja, kar 10^5 atomov.

2.2 Teoretična strižna trdnost kovin

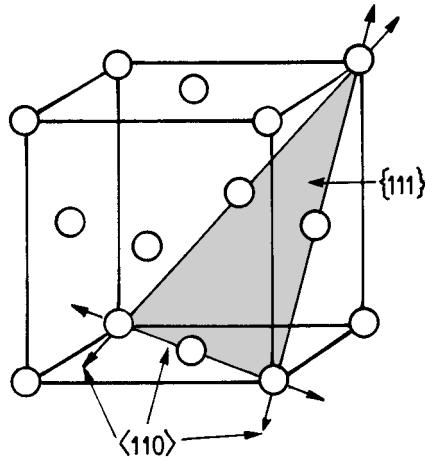
Na sliki 2.4a je prikazan natezno obremenjen monokristal (kovinski materiali so navadno sicer polikristalni agregati, sestavljeni iz velikega števila kristalnih zrn).

Uporabljena natezna obremenitev P je razstavljena v normalno komponento P_T , pravokotno na ravnino XX' , in strižno komponento P_S , vzporedno z ravnino XX' (slika 2.4b). To pomeni, da celo enostavna natezna obremenitev povzroči v preizkušancu strižne obremenitve in strižne napetosti. Velikost strižne napetosti se spreminja z orientacijo ravnine XX' in je največja pri kotu 45° med omenjeno ravnino in vzdolžno osjo preizkušanca.

Če se monokristal pri nateznem obremenjevanju plastično deformira, to je, če obremenitev povzroči drsenje posameznih delov (blokov) kristala ter stalno spremembo njegove oblike, potem skrbna mikroskopska preiskava takega monokristala odkrije na njegovi površini tako imenovane **drsne stopnice** (slika 2.4c) oziroma **drsne linije**. Z naraščajočo plastično deformacijo narašča število drsnih stopnic in njihova višina, s tem pa tudi makroskopska deformacija kristala. Dejstvo, da so drsne linije med seboj vzporedne in da ni nujno, da se ujemajo s smerjo maksimalne strižne napetosti, daje misliti, da je proces drsenja tesno povezan s kristalografijo kristalov. Da je res tako, dokazuje slika 2.4č; drsenje se pojavi le na določenih kristalografskih ravninah, t. i. **drsni ravninah**, in v določenih smereh, to je **drsni smereh**. Kombinacija drsnih smeri in drsnih ravnin sestavlja **drsni sistem**. Izkaže se, da se smeri drsenja



Slika 2.4: Plastična deformacija monokristalov z mehanizmom drsenja posameznih blokov kristala: (a) kristal pred preskusom, (b) razstavljanje obremenitve, (c) kristal po preskusu in (č) povečane drsne stopnice na površini kristala

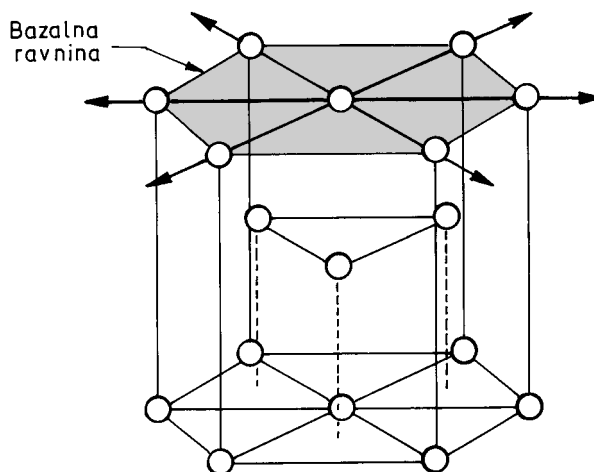


Slika 2.5: Ena od štirih drsnih ravnin $\{111\}$ s pripadajočimi tremi smermi drsenja $\langle 110 \rangle$ v osnovni celici p.c.k. mreže

ujemajo s smermi najtesnejše zloženosti atomov, medtem ko ravnine drsenja ustrezajo najgosteje zloženim kristalnim ravninam.

V p.c.k. mreži so smeri najtesnejše zloženosti atomov $\langle 110 \rangle$ in so torej to smeri drsenja. Te ležijo v gosto zloženih ravninah tipa $\{111\}$, ki so zato drsne ravnine. Štiri ravnine tipa $\{111\}$, od katerih vsaka vsebuje po tri smeri tipa $\langle 110 \rangle$, sestavljajo skupaj $3 \times 4 = 12$ drsni sistemov (slika 2.5).

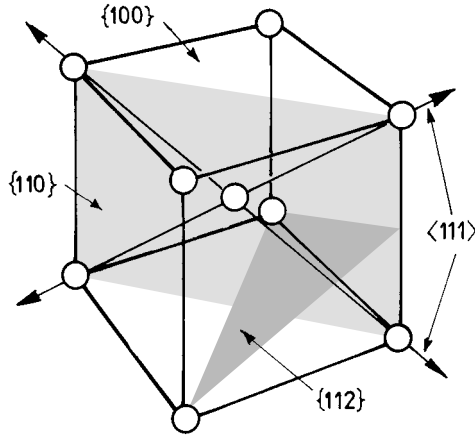
V h.g.z. strukturi smeri drsenja ustrezajo smerem najtesnejše zloženosti atomov, to je smerem $\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Tri takšne smeri ležijo v gosto zloženih bazalnih ravninah tipa $\{0001\}$, kar daje v celem le $3 \times 1 = 3$ drsne sisteme (slika 2.6).



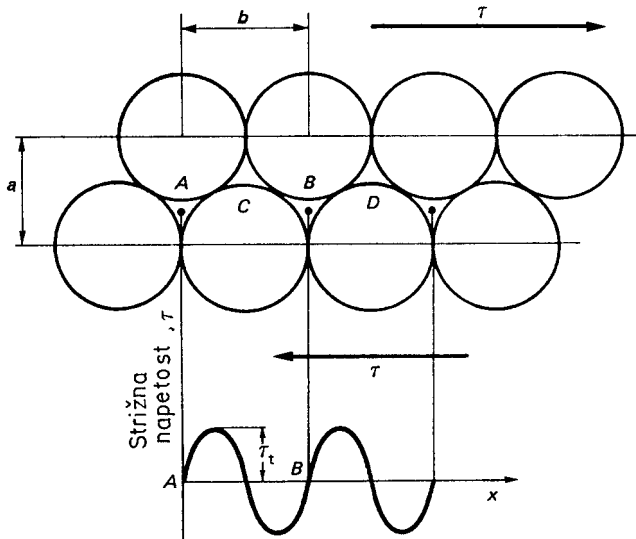
Slika 2.6: Bazalna ravnina tipa $\{0001\}$ s pripadajočimi tremi smermi drsenja $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ v h.g.z. strukturi

V t.c.k. mreži pa so najtesneje zložene smeri $\langle 111 \rangle$, ki so zato smeri drsenja. V nasprotju s p.c.k. mrežo pa t.c.k. mreža nima najgostejše zloženih ravnin. Ne glede na to ima tudi t.c.k. mreža tri ravnine z relativno veliko gostoto zloga, to so ravnine tipa $\{110\}$, ki vsebujejo tudi navedene smeri drsenja.

Ravnine drsenja bodo zato $\{110\}$, šest takšnih ravnin pa bo s po dvema smerema drsenja tudi v tem primeru tvorilo $6 \times 2 = 12$ drsni sistemov. Za to strukturo pa so značilni še nekateri drugi drsni sistemi, na primer tipa $\{112\}\langle 111 \rangle$, ki jih je tudi dvanajst (slika 2.7).



Slika 2.7: Tri ravnine z relativno gosto zloženostjo, to so ravnine $\{100\}$, $\{110\}$ in $\{112\}$ v osnovni celici t.c.k. strukture. Označeni sta dve $\langle 111 \rangle$ smeri v $\{110\}$ drsni ravnini



Slika 2.8: Model za izračunavanje teoretične strižne trdnosti

Vse doslej smo obravnavali plastično deformacijo z modelom strižnega premika celih blokov monokristala v neki drsni ravnini in neki drsni smeri. Model je zelo primeren za izračunavanje strižne napetosti, ki je potrebna za takšen premik v idealno grajenem kristalu.

V skladu s tem modelom naj bi bila teoretična strižna trdnost enaka napetosti, ki je potrebna, da bi se vsi atomi, ki pripadajo eni kristalni ravnini, istočasno premaknili z drsenjem v tej drsni ravnini za eno medatomsko razdaljo v ustrezni drsni smeri.

Slika 2.8 prikazuje dva niza atomov v vzporednih kristalnih ravninah. Razdalja med ravninama je označena z a , razdalja med atomi v smeri drsenja pa z b . Zaradi delovanja strižne napetosti se zgornja ravnina premakne glede na spodnjo. Atomi, ki pripadajo zgornji ravnini, se nahajajo v položajih stabilnega ravnotežja v točkah A in B, v položajih nestabilnega ravnotežja pa v točkah C in D. Atomi, ki se zaradi delovanja strižne napetosti le malo premaknejo iz položaja stabilnega ravnotežja, se hočejo po prenehanju delovanja obremenitve vrniti v prvotni položaj. Atomi, ki pa se zaradi delovanja strižne napetosti le za malo premaknejo iz položaja nestabilnega ravnotežja, pa se hočejo še bolj oddaljiti iz prvotnega položaja v položaj stabilnega ravnotežja.

V ravnotežnih mrežnih položajih je napetost enaka nič, med temi položaji pa različna od nič. Očitno se napetost spreminja periodično kot funkcija x - a . Najenostavnejša periodična funkcija je sinusna, ki ima v tem primeru obliko:

$$\tau = \tau_i \sin \frac{2\pi x}{b} \quad (2.5)$$

Če je premik dovolj majhen, lahko $\sin(2\pi x/b)$ nadomestimo z $(2\pi x/b)$, tako da je:

$$\tau = \tau_i \frac{2\pi x}{b} \quad (2.6)$$

Ker je strižna deformacija γ enaka:

$$\gamma = \frac{x}{a} \quad (2.7)$$

je po Hookovem zakonu:

$$\tau = G \gamma = G \frac{x}{a} \quad (2.8)$$

Iz enačb (2.6) in (2.8) dobimo:

$$\tau_i = \frac{Gb}{2\pi a} \quad (2.9)$$

Če predpostavimo, da sta a in b približno enaka, dobimo za teoretično strižno trdnost:

$$\tau_i = \frac{G}{2\pi} = 1,6 \cdot 10^{-1} G \quad (2.10)$$

Izračunana vrednost (2.10) pa je kar za nekaj redov velikosti večja od eksperimentalno ugotovljene. Tako je na primer izmerjena kritična strižna napetost (to je napetost, ki povzroči drsenje v določenem drsnem sistemu) pri t.c.k.-monokristalu

železa enaka 27,5 MPa, izračunana po enačbi (2.10) pa kar 12987 MPa, pri t.c.k.-monokristalu srebra je bila izmerjena napetost 0,37 MPa, izračunana pa 4822 MPa, pri h.g.z.-magneziju je bila izmerjena kritična strižna napetost 0,39 do 0,50 MPa (odvisno od orientacije monokristala), izračunana teoretična strižna napetost pa je 2753 MPa.

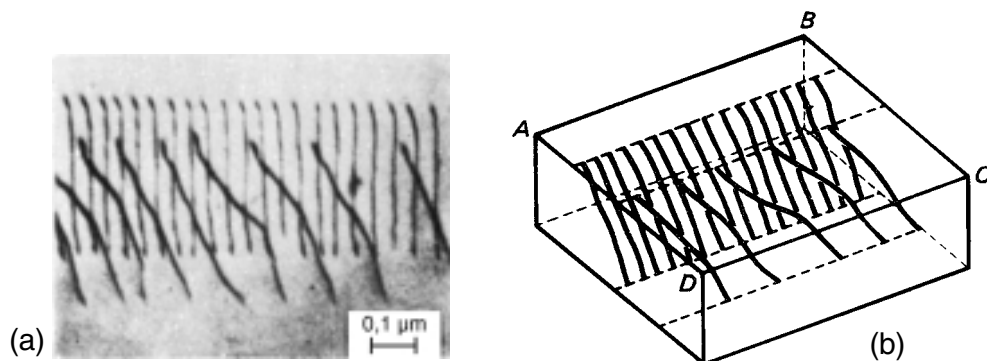
Razlike med teoretično in eksperimentalno strižno trdnostjo so uspešno pojasnili leta 1934. Tedaj so Polany, Orowan in Taylor neodvisno drug od drugega predpostavili, da je eksperimentalno ugotovljena strižna trdnost manjša od teoretične zato, ker realni kristali niso perfektno grajeni, ampak vsebujejo linijske napake, ki so jih imenovali **dislokacije**. Po tej hipotezi naj ne bi bilo drsenje vseh atomov istočasno, pač pa le gibanje manjšega števila atomov, ki obkrožajo dislokacijo.

2.3 Linijske napake v kristalni mreži – dislokacije

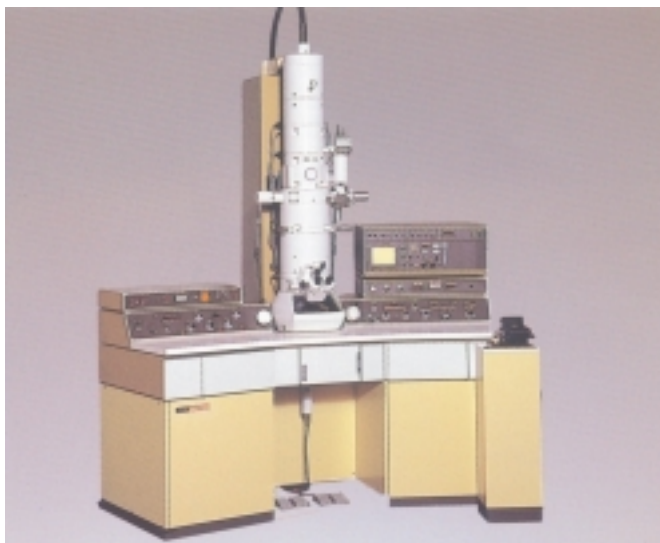
Obstoj dislokacij je bil eksperimentalno potrjen v petdesetih letih z razvojem elektronske mikroskopije. Na sliki 2.9a je prikazana elektronska mikrofotografija tanke kovinske folije. Temne linije na sliki so dislokacije v dveh različnih drsni ravnanah. Shematsko je položaj dislokacij v tej kovinski foliji prikazan na sliki 2.9b.

2.4 Geometrija dislokacij

Vpliv dislokacij na zmanjšanje napetosti, potrebne za drsenje kristalov, najlažje razumemo na osnovi analogije. Če si mislimo, da so atomi na sliki 2.8 med seboj zvezani z vezmi, je za to, da atomi nad drsno ravnino zdrsijo pod vplivom zunanje strižne sile za nekaj medatomskih razdalj v smeri osi x, očitno potrebno potrgati vse vezi med atomi prečno na drsno ravnino. Zaradi velikega števila atomov ob drsni ravnini kristala je za to potrebna velika sila. S podobno težavo se srečamo, če moramo



Slika 2.9: Dislokacije v drsni ravninah: (a) elektronska mikrofotografija in (b) shematski prikaz dislokacij v prostoru

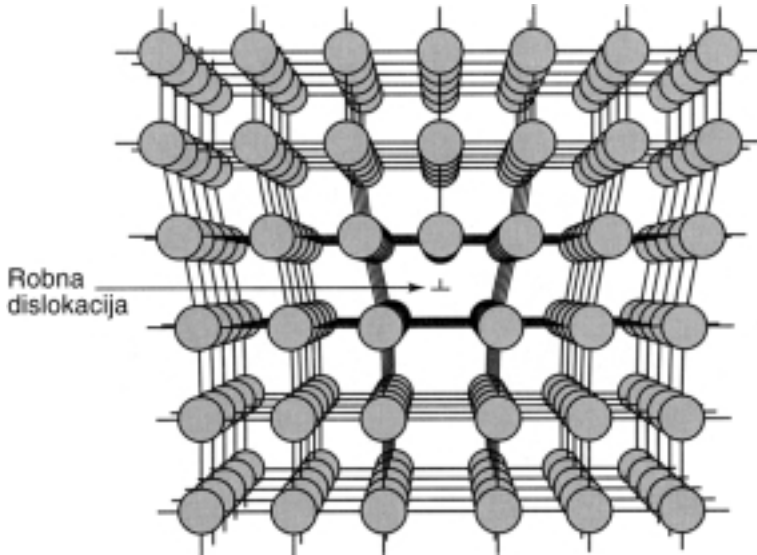


100 kV presevni elektronski mikroskop z linijsko ločljivostjo 0,14 nm in povečavami do 1,000,000-krat

premakniti veliko debelo preprogo z drsenjem po tleh. Če jo primemo za rob in vlečemo po tleh, bomo za to potrebovali znatno silo. Ta je potrebna za premagovanje trenja po vsej ploskvi preproge. Delo si znatno olajšamo s tem, da napravimo vzdolž enega roba preproge gubo, ki jo potem zlahka z nogo potisnemo po vsej dolžini preproge. Pri tem je treba v vsakem trenutku premagovati trenje le vzdolž roba gube. S tem da potisnemo gubo na nasprotnem koncu iz preproge, se preproga premakne za približno dvakratno višino gube iz svoje prvotne lege. Gubi v preprogi ustreza v kristalu dislokacija. Slika 2.10 prikazuje več atomskih ravnin, pravokotnih na ravnino risbe.

Med narisanimi ravninami je ena, ki ne poteka skozi ves kristal. Rob take nepopolne kristalne ravnine je robna dislokacija, in s slike 2.10 lahko razberemo, da se razdalje med atomi v njeni neposredni bližini razlikujejo od medatomskih razdalj v nepopačenih področjih kristalne mreže. In kaj se zgodi zaradi delovanja strižne sile? S slike 2.11 je razvidno, da za premik dislokacije za eno medatomsko razdaljo proti levi zadostuje, da zunanja sila pretrga vez med vrstama atomov, katerih čelna atoma sta A in C. Pod vplivom strižne sile in medatomskih sil se vrsta z atomom C premakne v desno, med vrstama z atomoma A in B pa se zaradi njihovega medsebojnega približevanja vzpostavijo vezi. Rezultat tega je premik dislokacije za eno medatomsko razdaljo proti desni. Očitno je, da se ta proces lahko ponavlja, dokler deluje strižna napetost in dislokacija zdrsi na desni stranski ploskvi iz kristala ter povzroči na tej ploskvi nastanek drsne stopnice.

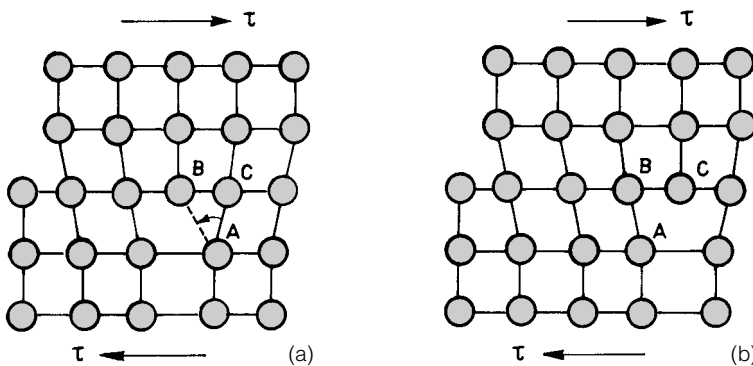
Robna dislokacija je še enkrat prikazana na sliki 2.12 kot rob MN vrinjene ravnine PQMN. Očitno je, da prisotnost takšne nepopolne ravnine povzroči večje premike atomov iz njihovih normalnih leg le v bližini roba MN. Ravnino ABCD na tej sliki,



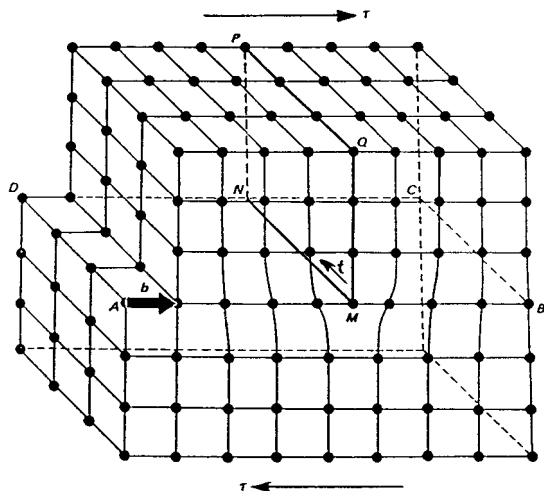
Slika 2.10: Tridimenzionalna predstavitev robne dislokacije. Robna dislokacija je spodnji rob nepopolne kristalne ravnine

namreč ravnino, po kateri je že prišlo do drsenja dislokacije in po kateri bi se drsenje moglo nadaljevati, imenujemo **drsna ravnina**, vektor **b**, ki na tej sliki označuje smer in dolžino elementarnega drsnega premika v kristalu, pa **Burgersov vektor**. Ta pokaže smer drsenja atomov v kristalu. Poleg Burgersovega vektorja je za popolno definiranje dislokacije potreben še **enotni tangentni vektor t**, ki kaže v smeri tangente v vsaki točki dislokacijske linije.

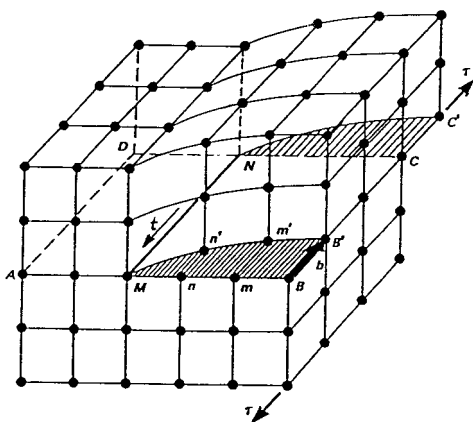
Poleg robnih dislokacij so v kristalih tudi **vijačne dislokacije**, kakršna je prikazana na sliki 2.13.



Slika 2.11: Ilustracija gibanja robne dislokacije zaradi delovanja strižne napetosti. Dislokacija se zaradi delovanja strižne napetosti najprej premakne nekoliko proti desni (a), pri povečanju strižne napetosti pa se premakne za celo medatomsko razdaljo (b)



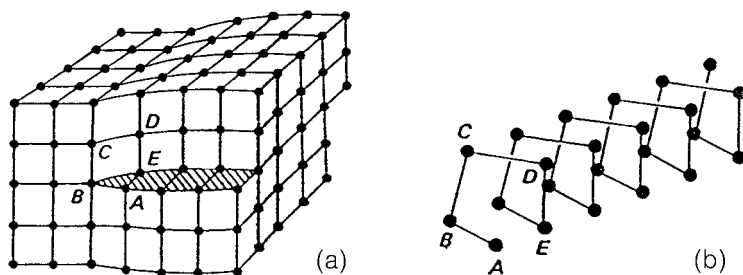
Slika 2.12: Robna dislokacija



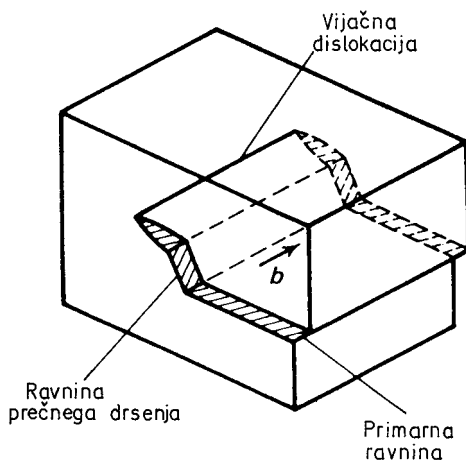
Slika 2.13: Vijačna dislokacija

Vijačno dislokacijo tudi v tem primeru označuje linija MN, ki analogno robni dislokaciji deli deformirani del kristala (desno od linije MN) od nedeformiranega (levo od linije MN). Ime te dislokacije postane razumljivo, če upoštevamo, da atomi okoli dislokacijske linije tvorijo vijačnico, kot je to prikazano na sliki 2.14. Nasprotno od robne dislokacije pa je pri vijačni Burgersov vektor vzporeden z dislokacijsko linijo. **Popolnoma splošno lahko dislokacijo definiramo kot črto v drsni ravnini, ki pomeni mejo med zdrselim in nezdrselim področjem kristala.**

Videli smo, da je Burgersov vektor robne dislokacije pravokoten na dislokacijsko linijo, pri vijačni dislokaciji pa je vzporeden z njo. Ta vektor je invarianten, vzdolž posamezne dislokacije ima konstantno dolžino in smer. Medtem ko za robno dislokacijo velja $\mathbf{b} \cdot \mathbf{t} = 0$ (\mathbf{b} je pravokoten na \mathbf{t}) in je $\mathbf{b} \times \mathbf{t} = \mathbf{n}$, pri čemer je \mathbf{n} vektor normale, ki pri kubičnih kristalih določa ravnino drsenja, je za vijačno dislokacijo $\mathbf{b} \parallel \mathbf{t}$ in je



Slika 2.14: Razporeditev atomov okrog vijačne dislokacije (a) ima obliko vijačnice (b)



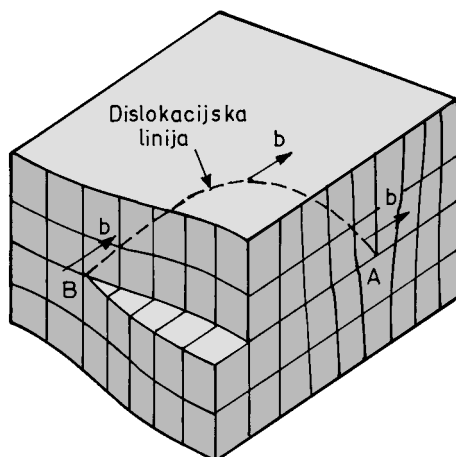
Slika 2.15: Prečno drsenje vijačne dislokacije

zato možno drsenje vijačnih dislokacij v vseh ravninah, za katere je $\mathbf{b} = \mathbf{z}$, pri čemer je \mathbf{z} conska os z indeksi [uvw]. Ravnina, v kateri je možno drsenje, pa ima indekse (hkl). Vemo, da v takem primeru velja: $hu + kv + lw = 0$. Vijačna dislokacija ima torej nasprotno od robne pomembno sposobnost **prečnega drsenja** (cross-slip), ki ji omogoča, da obide ovire na svoji poti. Prečno drsenje vijačne dislokacije je prikazano na sliki 2.15.

Poleg robnih in vijačnih dislokacij so v kristalih še mešane ali kombinirane dislokacije. Takšna dislokacija je prikazana na sliki 2.16. Značaj takšne dislokacije, ki ni premočrtna, se zaradi invariantnosti vektorja \mathbf{b} spreminja od točke do točke. Tako ima kombinirana dislokacija na sliki 2.16 čisti robni značaj v točki A in čistega vijačnega v točki B, povsod drugod pa ima mešan značaj. To pomeni, da je v splošnem Burgersov vektor \mathbf{b} kombinirane dislokacije mogoče razstaviti na robno in vijačno komponento:

$$\mathbf{b}_r = \mathbf{b} \sin \varphi \quad (2.11a)$$

$$\mathbf{b}_v = \mathbf{b} \cos \varphi \quad (2.11b)$$



Slika 2.16: Kombinirana dislokacija

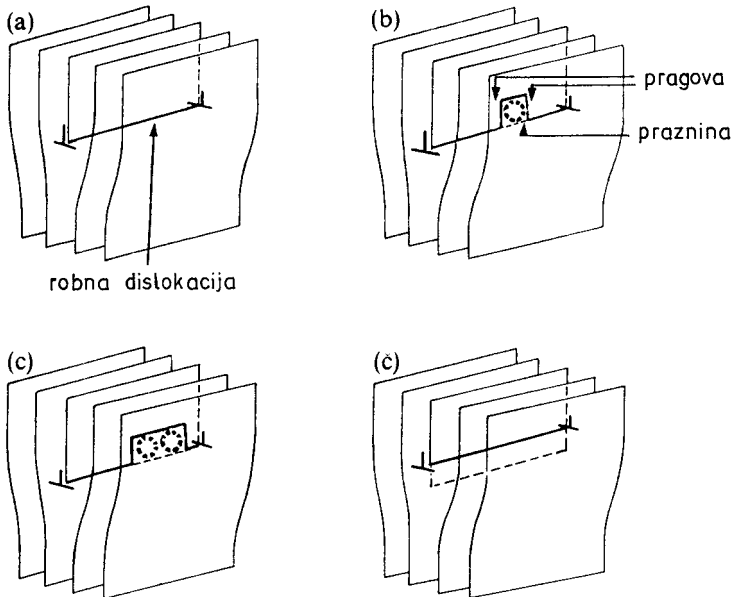
pri čemer je φ kot med \mathbf{b} in \mathbf{t} . Značaj dislokacije je torej odvisen od kota, ki ga oklepata \mathbf{b} in \mathbf{t} . Pri čisti robni dislokaciji je v vsaki točki vzdolž dislokacijske linije $\mathbf{b} \cdot \mathbf{t} = 0$, medtem ko je pri čisti vijačni dislokaciji $\mathbf{b} \cdot \mathbf{t} = \pm b$.

Robne dislokacije se oviram ne morejo izogniti tako kot vijačne, ki lahko prečno drsijo, pač pa lahko **plezajo**. Plezanje je gibanje robne dislokacije v smeri pravokotno na ravnino drsenja. Najbolj navaden mehanizem plezanja je sestavljen iz difuzije praznin k robnim dislokacijam, kot je to prikazano na sliki 2.17. Prva praznina, ki doseže dislokacijo, povzroči na njej nastanek stopnice, katere robova imenujemo **pragova** (jog). Z difuzijo nadaljnjih praznin se pragova vse bolj odmikata, dokler celotna dislokacija ne spleza navzgor za eno medatomsko razdaljo. Proces se lahko ponavlja in robna dislokacija lahko prepleza veliko razdaljo. Plezanje je pospešeno pri povišanih temperaturah in je odvisno od hitrosti difuzije praznin. Pomembno vlogo igra pri **lezenju** kovin.

Omenili smo že, da so dislokacije linijske napake, ki v smeri pravokotno na svojo dolžino merijo le nekaj atomskih premerov. Zato definiramo širino dislokacije w kot razdaljo, vzdolž katere je premik atomov iz njihovih normalnih položajev večji od $b/4$ (b je absolutna vrednost Burgersovega vektorja). Če w dosega le eno ali dve medatomski razdalji, je dislokacija ozka, sicer pa je široka. Značilne dislokacije v kovinah so široke, medtem ko so v kovalentno vezanih spojinah ozke.

Prav tako smo tudi že omenili, da je napetost, potrebna za gibanje dislokacij za več redov velikosti, manjša od teoretične strižne napetosti, potrebne za drsenje celega bloka kovine. Napetost, potrebna za drsenje dislokacije v perfektnem kristalu brez drugih defektov, ki je potrebna za premagovanje notranjega trenja mreže pri gibanju dislokacije, imenujemo **Peierls-Nabarrovo napetost**.

Pomen širine dislokacij je v tem, da določa velikost Peierls-Nabarrove napetosti τ_{PN} :



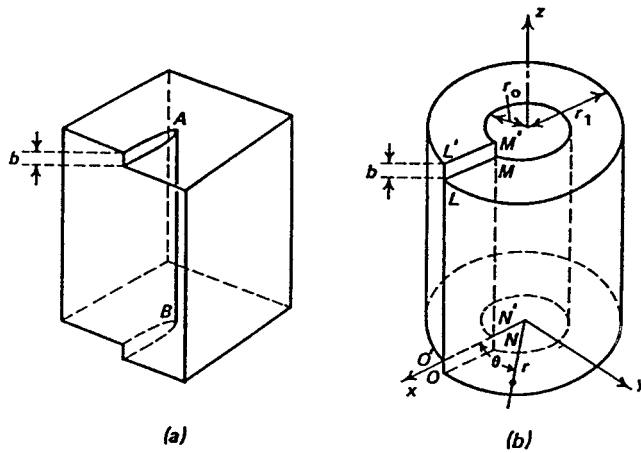
Slika 2.17: Plezanje robne dislokacije: (a) robna dislokacija pred plezanjem; (b) difuzija praznine k robni dislokaciji povzroči nastanek pragov; (c) pragovi se med seboj oddaljujejo z dovajanjem novih praznin; (č) dislokacija je splezala za medatomsko razdaljo

$$\tau_{PN} \approx G \exp\left(-\frac{2\pi w}{b}\right) \quad (2.12)$$

Širša kot je dislokacija, nižja je Peierls-Nabarrova napetost in lažje je gibanje dislokacije. Gibanje dislokacije je olajšano tudi, če je Burgersov vektor majhen. To je eden od razlogov, zaradi katerega imajo dislokacije, ki so odgovorne za plastično deformacijo, pogosto najkrajše Burgersove vektorje oziroma se smer drsenja v splošnem ujema z gosto zloženo smerjo kristala.

2.5 Elastična energija dislokacij

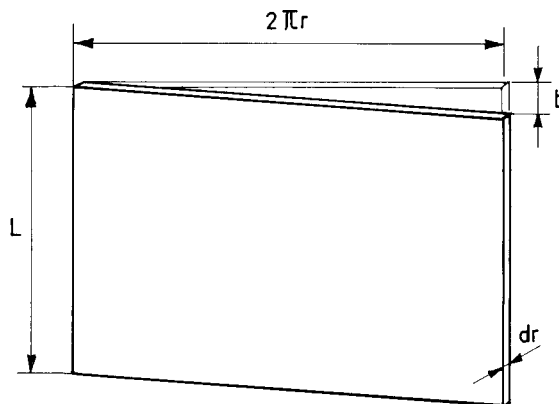
Premiki atomov iz ravnotežnih leg v kristalni mreži, ki so potrebni za nastanek dislokacije, povzročijo, da le-to obdaja polje elastičnih napetosti. Za izračun elastične energije, nakopičene v tem polju, pa moramo najprej poznati napetosti. Napetosti v elastičnem polju vijačne dislokacije ocenimo z modelom na sliki 2.18. Vijačna dislokacija AB naj leži vzdolž osi z v kristalu dolžine L, tej dislokaciji pripadajoči del elastično deformiranega izotropnega materiala pa naj ima obliko valjastega prstana s polmeroma r_0 in r_1 . Obe ploskvi valjastega prstana sta ob zarezi premaknjeni v smeri osi z za razdaljo b, ki ustreza Burgersovemu vektorju dislokacije. Z r_0 smo označili



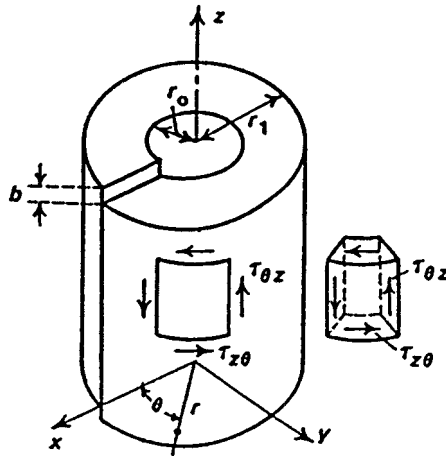
Slika 2.18: *Vijačna dislokacija AB v kristalu dolžine L (a) in njej pripadajoči del elastično deformiranega izotropnega materiala (b)*

polmer jedra dislokacije (elastična energija tega dela je zanemarljiva), r_1 pa zunanji polmer valjastega prstana, dovolj stran od dislokacije. Premik vzdolž ravnine LMNO zahteva pojavljanje strižne napetosti $\tau_{\theta z}$, ki deluje na površino LMNO v smeri osi z . Premiki v smeri osi x in y so enaki nič. Ker je $z = b$ in $x = y = 0$, lahko ugotovimo, da se ob vijačni dislokaciji pojavlja le strižna deformacija. Izračunamo jo lahko tako, da opazujemo le del valjastega prstana, prikazan na sliki 2.18, namreč tanko cilindrično lupino polmera r ($r_0 < r < r_1$) in debeline dr , ter jo razvijemo, kot je to prikazano na sliki 2.19.

S slike 2.19 je razvidno, da je strižna deformacija $\gamma_{\theta z}$ enaka višini stopnice b , deljeni z obsegom $2\pi r$ cilindrične lupine s polmerom r . V cilindričnih koordinatah je:



Slika 2.19: *Razvita cilindrična lupina, ki je del elastično deformiranega izotropnega materiala s slike 2.18*



Slika 2.20: Strižne napetosti ob vijajni dislokaciji

$$\gamma_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r} \quad (2.13)$$

Odgovarjajoče strižne napetosti, prikazane na sliki 2.20, pa so:

$$\tau_{\theta z} = G \frac{b}{2\pi r} \quad (2.14)$$

kjer je G strižni modul snovi.

Ker so v dislokacijski sredici s polmerom r_0 premiki atomov tako veliki, da zanje ne velja Hookov zakon, razdelimo celotno energijo dislokacije na dva dela, na energijo sredice in elastično energijo. Elastično energijo kristala zaradi vijajne dislokacije izračunamo z uporabo že znanega modela. Strižna deformacija cilindrične lupine z radijem r in debelino dr je $\gamma_{\theta z} = b/2\pi r$. Ker se ob vijajni dislokaciji pojavljajo le strižne komponente napetosti $\tau_{\theta z} = Gb/2\pi r$ in ker je deformacija linearna ter elastična, je elastična energija dE v cilindrični lupini z volumnom $dV = 2\pi r L dr$ enaka:

$$dE = \frac{1}{2} \tau \gamma dV \quad (2.15)$$

Sledi:

$$dE = \frac{1}{2} \cdot \frac{Gb}{2\pi r} \cdot \frac{b}{2\pi r} \cdot 2\pi r L dr \quad (2.16)$$

Integriramo od polmera sredice r_0 do nekega dovolj velikega polmera r_1 (to je lahko velikost kristalnega zrna). Dobimo:

$$E_v = \frac{Gb^2 L}{4\pi} \int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{r} = \frac{Gb^2 L}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (2.17)$$

Na podoben način bi dobili za robno dislokacijo:

$$E_r = \frac{G \cdot b^2 \cdot L}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (2.18)$$

Iz primerjave zadnjih dveh izrazov izhaja, da ima robna dislokacija v nekem kristalu za faktor $1/(1-\nu)$ večjo energijo od vijačne dislokacije. Za $G = 4 \cdot 10^{10}$ Pa, $b = 0,25$ nm, $\nu = 1/3$, $r_1 = 1$ mm in $r_0 = 1$ nm je elastična energija robne dislokacije $E_r = 4 \cdot 10^{-9}$ J/m (navadno dolžino L izpuščamo in izražamo energijo na enoto dolžine dislokacije).

Ker je r_1 veliko večji od r_0 (za r_1 vzamemo na primer velikost kristalnega zrna, v katerem je dislokacija, za r_0 pa na primer velikost Burgersovega vektorja) se logaritemski člen v zgornjih dveh izrazih le počasi spreminja z r_1/r_0 . Namesto $\ln r_1/r_0$ zato lahko pišemo kar približno 4π in dobimo za elastično energijo na enoto dolžine dislokacije poenostavljen izraz:

$$E \approx \alpha G b^2 \quad (2.19)$$

pri čemer je α med 0,5 in 1. Povejmo ob tem še, da energija dislokacijske sredice na enoto dolžine dislokacije navadno ne presega $G b^2/10$ in jo zato lahko, kot že rečeno, zanemarimo.

Energije dislokacij so znatno večje od tvorbenih energij točkastih defektov. Točkasti defekti, na primer praznine, so ravnotežne napake v kristalu, ker je povečanje entropije kristala zaradi napak odtehtano s povečanjem energije (približno 1 eV/atom), kar vodi do zmanjšanja proste energije kristala. Dislokacije seveda tudi povečajo entropijo kristala, vendar pa v tem primeru povečanje entropije ne odtehta veliko večjega povečanja energije (5 do 8 eV/atom, zaradi česar tudi ni mogoč nastanek dislokacij s termično fluktuacijo atomov) in se posledično prosta energija kristala poveča. Dislokacije so zato neravnotežne napake v kristalni mreži. Medtem ko je koncentracija praznin v nekem kovinskem kristalu odvisna le od temperature, je koncentracija dislokacij odvisna tudi od volumna, tj. od velikosti kristala.

2.6 Super dislokacije in parcialne dislokacije

V kristalih so najbolj gibljive dislokacije, ki drse v najgostejših kristalnih ravninah. Za takšne dislokacije je namreč Peierls-Nabarrova napetost (2.12) najmanjša, saj je spričo velike medplanarne razdalje (le-ta je obratno sorazmerna z atomsko gostoto kristalnih ravnin) velika tudi širina dislokacij w , pri tem pa so Burgersovi vektorji, ki so vzporedni najgostejšim smerem v mreži, najkrajši. Ker v enačbi za energijo dislokacije ($\alpha G b^2$) nastopa b s kvadratom, sledi, da imajo najmanjšo energijo dislokacije z najkrajšimi Burgersovimi vektorji. Zato so Burgersovi vektorji stabilnih dislokacij v posameznih kristalnih strukturah enaki najkrajšim možnim translacijskim vektorjem v mreži. Če je takšen vektor enak eni medmrežni razdalji oziroma eni medatomski

razdalji, potem takšnim dislokacijam pravimo **enotske** ali **edinične dislokacije**, ki so poseben primer **popolnih (perfektnih) dislokacij**, katerih Burgersovi vektorji so enaki celoštevilskim mrežnim oziroma medatomske razdaljam (*angl.: lattice spacing*). **Parcialne dislokacije** pa so nepopolne, katerih Burgersov vektor je krajši od enote, medtem ko so **super dislokacije** lahko bodisi popolne bodisi nepopolne z Burgersovim vektorjem, večjim od enote.

Burgersovi vektorji stabilnih dislokacij v treh najpomembnejših kovinskih strukturah so zapisani v tabeli 2-I.

Tabela 2-I: Burgersovi vektorji stabilnih dislokacij v treh najpomembnejših kovinskih strukturah

Struktura	Gosto zložena smer	Gosto zložene ravnine	Burgersov vektor
p.c.k.	$\langle 110 \rangle$	$\{111\}$	$1/2 \langle 110 \rangle$
h.g.z.	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	$\{0001\}$ $\{10\bar{1}0\}$ $\{10\bar{1}1\}$	$1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$
t.c.k.	$\langle 111 \rangle$	$\{110\}^*$ $\{112\}$ $\{123\}$	$1/2 \langle 111 \rangle$

* Ravnina z največjo gostoto, ki pa ni gosto zložena

Z geometrijskega stališča ni zadržkov, da se ne bi dve dislokaciji združili v eno, ali da bi neka dislokacija razpadla na dve ali več dislokacij. V takšnem primeru mora biti Burgersov vektor nove dislokacije \mathbf{b}_3 enak vektorski vsoti Burgersovih vektorjev \mathbf{b}_1 in \mathbf{b}_2 :

$$\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 = \mathbf{b}_3 \quad (2.20)$$

Smer poteka dislokacijske reakcije (2.20) je odvisna od tega, katera od dislokacijskih konfiguracij ima manjšo prosto energijo. **Frankovo pravilo** pravi, da dislokacijska reakcija poteka v smeri zmanjšanja elastične energije (ta je premo sorazmerna z αGb^2). Reakcija (2.20) teče v desno le, če je:

$$\mathbf{b}_1^2 + \mathbf{b}_2^2 > \mathbf{b}_3^2 \quad (2.21)$$

Strogo vzeto bi morali pred vsakim Burgersovim vektorjem v enačbi (2.21) zapisati še pripadajoče konstante s strižnimi moduli (ti so lahko v različnih smereh različni) ter koti med Burgersovimi in tangentskimi vektorji dislokacij. V splošnem pa je leva stran v enačbi (2.21) toliko večja od desne, da velja že neenačba v obliki (2.21).

Za $\mathbf{b}_1^2 + \mathbf{b}_2^2 < \mathbf{b}_3^2$ poteka dislokacijska reakcija v nasprotno smer; dislokacija z Burgersovim vektorjem \mathbf{b}_3 razpade na dislokaciji z Burgersovima vektorjema \mathbf{b}_1 in \mathbf{b}_2 . Z uporabo tega pravila se zlahka prepričamo, da dislokacije z Burgersovimi vektorji, ki so bili mnogokratniki Burgersovih vektorjev v tabeli 2-I, niso obstojne.

Super dislokacije zato v kristalih redko srečamo, ker razpadejo v edinične (enotske) dislokacije.

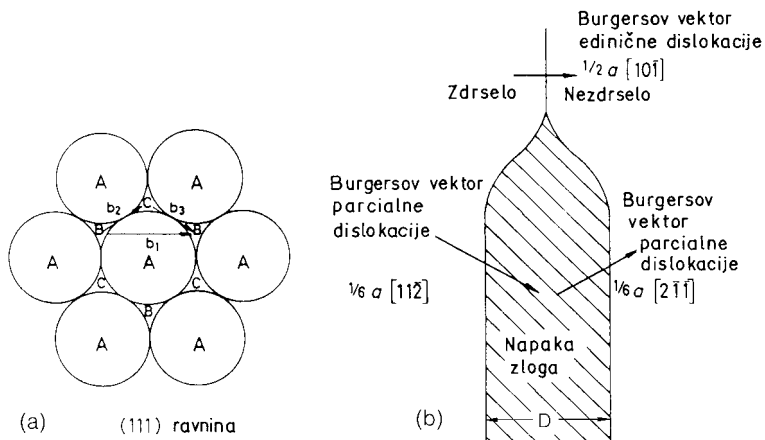
Doslej smo obravnavali le t. i. popolne dislokacije, katerih Burgersov vektor je enak enemu od translacijskih vektorjev kristalne mreže (in torej povezuje dva najbližja kristalografsko ekvivalentna atoma v mreži). Pri drsenju takšnih dislokacij se na obeh straneh drsne ravnine ohrani zlog atomov, značilen za dano kristalno mrežo. Dislokacije, katerih Burgersov vektor pa je krajši od translacijskega vektorja kristalne mreže – zato smo jih imenovali delne ali parcialne dislokacije –, pa pri drsenju povzročajo nastanek **napake zloga** (*angl.: stacking fault*).

Na enega od pomembnih primerov parcialnih dislokacij naletimo na primer v p.c.k. strukturi, za katero so značilne edinične (enotske) dislokacije z Burgersovim vektorjem tipa $\mathbf{b} = (a/2)\langle 110 \rangle$. Ti vektorji ležijo v ravninah $\{111\}$ in povezujejo dve najbližji ekvivalentni mesti, na primer B-B, kot na sliki 2.21a, ali pa A-A oziroma C-C. Vzemimo, da poteka drsenje v takem zlogu po drsni ravnini med ravninama A in B v smeri drsnega vektorja $(a/2)[10\bar{1}]$, ki je na sliki 2.21a označen z \mathbf{b}_1 in ki drsi v ravnini (111). Drsenje te dislokacije povzroči, da se vsi atomi nad drsno ravnino premaknejo za \mathbf{b}_1 glede na atome pod drsno ravnino, pri tem seveda ostane ohranjen kubični zlog. Pri drsenju v smeri \mathbf{b}_1 morajo atomi B prehajati preko grbin, ki jih predstavljajo atomi v plasti A. Drsenje pa je lažje po »dolini med grbinami atomov«, namreč po poti B-C-B vzdolž vektorjev $\mathbf{b}_2 = (a/6)[2\bar{1}\bar{1}]$ in $\mathbf{b}_3 = (a/6)[11\bar{2}]$. V dislokacijski terminologiji pomeni to drsenje parcialnih dislokacij z Burgersovima vektorjema \mathbf{b}_2 in \mathbf{b}_3 , nastalih z disociacijo popolne dislokacije z vektorjem \mathbf{b}_1 . Ob tem je očitno, da v prvi fazi procesa drsenja, ko atomi zdrsiyo iz položajev B v položaje C, nastane v plasti (111) napaka zloga, saj se zložitveno zaporedje atomov spremeni iz ABCABC... v ABCACABC.... V drugi fazi procesa drsenja pa se ponovno vzpostavi prvotno zložitveno zaporedje ter odpravi napaka zloga. Končni rezultat je enak kot pri drsenju popolne dislokacije z Burgersovim vektorjem \mathbf{b}_1 , le da je proces – kot bomo videli kasneje – energijsko ugodnejši.

Slika 2.21b shematsko prikazuje napako zloga, ki je nastala v lokalnem področju med dvema parcialnima dislokacijama ravnovesne širine D. Edinična (enotska) robna dislokacija z Burgersovim vektorjem $(a/2)[10\bar{1}]$ ni razpadla na parcialni dislokaciji po vsej svoji dolžini, pač pa le vzdolž segmenta končne dolžine.

Parcialni dislokaciji z Burgersovima vektorjema $(a/6)[2\bar{1}\bar{1}]$ in $(a/6)[11\bar{2}]$, ki jih imenujemo tudi **Shockleyevi parcialni dislokaciji**, omejujeta napako zloga. Kot prikazuje slika, Burgersova vektorja parcialnih dislokacij, ki med seboj oklepata kot 120° , nista niti normalna niti vzporedna parcialnima dislokacijama, ki imata zato mešan značaj.

Nastanek napake zloga je v perspektivi projekciji z označenimi smermi prikazan na sliki 2.22, na kateri sta obe parcialni dislokaciji z Burgersovima vektorjema \mathbf{b}_2 in \mathbf{b}_3 (zgoraj) ter v tlorisu prikazana ravnina drsenja s tremi cik-cakasto razporejenimi nizi atomov (spodaj), ki predstavljajo področje napake zloga, v katerem je porušeno zložitveno zaporedje atomov. Takšna kombinacija parcialnih dislokacij, kjer vodilna



Slika 2.21: Shematski prikaz drsenja v ravnini (111) p.c.k.-kristala (a) ter nastanek napake zloga v tej ravnini (b)

parcialna dislokacija povzroči nastanek napake zloga, njej sledeča parcialna dislokacija pa ponovno vzpostavi normalno zložitveno zaporedje t.c.k. strukture, se imenuje **razširjena dislokacija** (*angl.: extended dislocation*). Razširjene dislokacije oziroma napake zloga so seveda značilne tudi za t.c.k. in h.g.z. strukturo.

Upošteva je Burgersove vektorje enotske (edinične) robne dislokacije ter obeh parcialnih dislokacij, zapišemo tokrat enačbo (2.20) v obliki:

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 + \text{napaka zloga}$$

oziroma:

$$(1/2) [10\bar{1}] = (1/6) [2\bar{1}\bar{1}] + (1/6) [11\bar{2}] + \text{napaka zloga} \quad (2.22)$$

S Frankovim pravilom (2.21) dobimo v tem primeru:

$$\left(\frac{1}{2}\sqrt{1+1}\right)^2 > \left(\frac{1}{6}\sqrt{4+1+1}\right)^2 + \left(\frac{1}{6}\sqrt{1+1+4}\right)^2 + \gamma_{\text{NZ}}$$

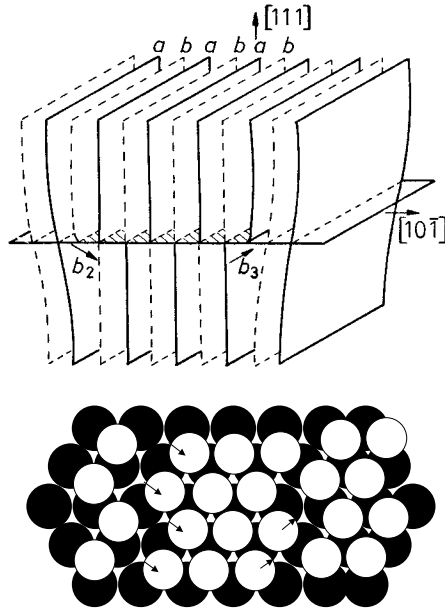
pri čemer smo z γ_{NZ} označili energijo napake zloga. Iz izraza:

$$\frac{1}{2} > \frac{1}{3} + \gamma_{\text{NZ}}$$

izhaja, da je taka disociacija energijsko možna, če je le:

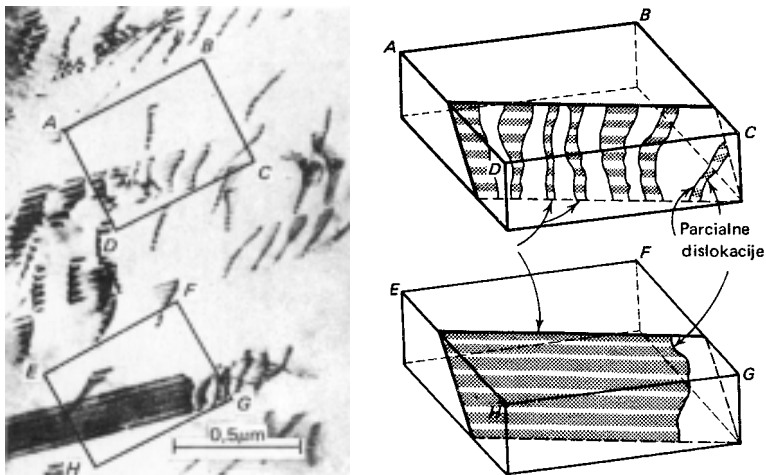
$$\gamma_{\text{NZ}} < \mathbf{b}_1^2 - (\mathbf{b}_2^2 + \mathbf{b}_3^2) \quad (2.23)$$

Ravnotežna razdalja med parcialnima dislokacijama, to je širina napake zloga, je odvisna od dveh nasprotujočih si vplivov; po eni strani energija napake zloga (na enoto površine) povzroči pojavljanje privlačnih sil med dislokacijama, po drugi pa med dislokacijami istega znaka delujejo odbojne sile. Enostavno se da dokazati, da je ravnotežna širina napake zloga D obratno sorazmerna z energijo napake zloga γ_{NZ} . Za



Slika 2.22: Parcialni dislokaciji z Burgersovima vektorjema b_2 in b_3 v perspektivni projekciji (zgoraj) ter tlorisni pogled na ravnino drsenja s tremi nizi cik-cakasto razporejenih atomov, ki predstavljajo področje napake zloga, omejeno z obema parcialnima dislokacijama (spodaj)

p.c.k.-aluminij z energijo napake zloga $0,2 \text{ J/m}^2$ je širina napake zloga $6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ (podobno kot za nerjavno jeklo), za p.c.k.-baker z energijo napake zloga $0,04 \text{ J/m}^2$ pa je širina napake zloga kar $40 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.



Slika 2.23: Parcialne dislokacije in napake zloga prikazane na elektronski mikrofotografiji (levo) ter shematsko v prostorski mreži kristala (desno)

Poudariti je treba, da razširjena dislokacija drsi kot celota. Rezultat drsenja po prehodu razširjene dislokacije čez drsno ravnino je enak kot pri drsenju popolne dislokacije. Napaka zloga, ki je sestavni del razširjene dislokacije, pa povzroči, da je njeno drsenje možno le v drsni ravnini, v kateri leži napaka zloga. Posledica tega je, da se gibljivost vijačne dislokacije (ta sicer lahko prečno drsi) po disociaciji zmanjša. Nastali parcialni dislokaciji imata namreč mešan značaj in zaradi tega ter zaradi napake zloga nista sposobni drseti prečno. Z dovolj veliko strižno napetostjo je mogoče doseči rekombinacijo razširjenih dislokacij v popolne. Za takšno rekombinacijo je potrebno tem večje delo, čim manjša je energija napake zloga za neko kovino ali zlitino (oz. čim širša je takšna napaka zloga). Takšen proces rekombinacije parcialnih dislokacij poteka med dinamično popravo kovin pri preoblikovanju v hladnem.

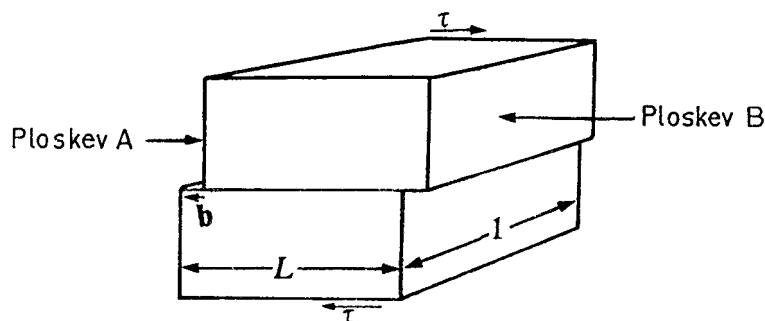
Napake zloga lahko lepo vidimo v elektronskem mikroskopu kot niz temnih interferenčnih trakov. Slika 2.23 prikazuje posnetek parcialnih dislokacij in napak zloga v eni od drsnih ravnin kubične strukture z majhno energijo napake zloga (levo so posnetki elektronskega mikroskopa, desno je shematski prikaz).

2.7 Sile na dislokacije

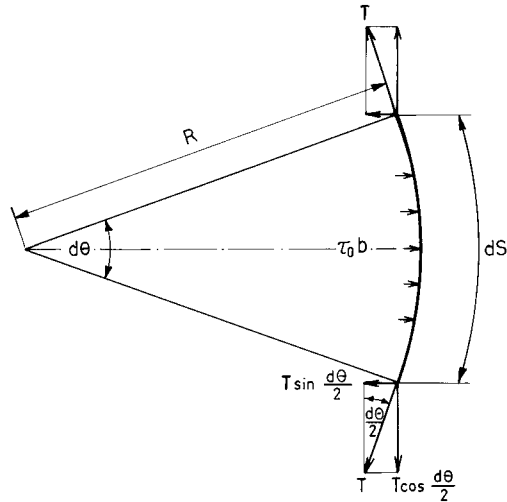
Sila na dislokacijo zaradi delovanja napetosti je na enostaven način odvisna od Burgersovega vektorja dislokacije. Oglejmo si kristal edinične debeline, prikazan na sliki 2.24, na katerem je prišlo do strižnega premika zaradi gibanja ene same robne dislokacije od ploskve A do ploskve B. Če je F sila na enoto dolžine te dislokacije, potem je delo za gibanje dislokacije (z dolžino l) od ploskve A do B enako FL . To delo pa lahko izračunamo tudi drugače. Sila v drsni ravnini zaradi delujoče napetosti τ je namreč $\tau \cdot$ ploskev $= \tau \cdot L \cdot l = \tau L$. Ta sila povzroči premik b , tako da je delo enako τLb . Po izenačenju obeh izrazov za delo dobimo:

$$FL = \tau Lb \tag{2.24}$$

in od tod:



Slika 2.24: Model za izračunavanje sile na dislokacijo; robna dislokacija se je gibala od ploskve A do ploskve B zaradi delovanja strižne napetosti τ



Slika 2.25: K izračunavanju napetosti τ_0 za ukrivljanje dislokacije v lok z radijem R

$$F = \tau b \quad (2.25)$$

Sila na dislokacijo je torej enostavno zmnožek strižne napetosti in Burgersovega vektorja.

Dislokacije pa niso vedno ravne, saj so lahko mešanega značaja, kot je to prikazano na sliki 2.16. Enačbo (2.25) lahko v takšnem primeru uporabimo za izračun strižne napetosti, potrebne za izbočenje dislokacije. Zato moramo vpeljati pojem **linijske napetosti**. Podobno kot ima milni mehurček površinsko energijo in z njo povezano površinsko napetost, ima dislokacija deformacijsko (elastično) energijo in z njo povezano linijsko napetost. Linijska napetost dislokacije je enaka delu, potrebnemu za njeno podaljšanje na enoto dolžine dislokacije. Zato ima linijska napetost T dimenzijo energije na enoto dolžine. Iz približka za energijo (2.19) pa sledi, ko za faktor α privzamemo vrednost 1, da je:

$$T \approx G b^2 \quad (2.26)$$

Zaradi linijske napetosti se bo neki dislokacijski odsek med dvema točkama v kristalu, med katerima je »pripeta« dislokacija (na primer med dvema karbidnima izločkoma v jeklu), skušal poravnati tako, da bo potekal po najkrajši zveznici med njima. Seveda, če mu tega ne preprečuje kakšna sila.

Oglejmo si razmere na dislokacijskem segmentu s krivinskim polmerom R , prikazanem na sliki 2.25.

Linijska napetost povzroča silo, ki skuša izravnati dislokacijo in s tem zmanjšati njeno energijo. Smer sile je pravokotna na dislokacijo in kaže v središče ukrivljenosti. Dislokacija bo ostala ukrivljena le, če bo nanjo učinkovala sila zaradi zunanje strižne napetosti τ_0 v nasprotni smeri kot sila zaradi linijske napetosti. Z razstavljanjem sil, ki delujejo na dislokacijski segment dS v horizontalni smeri, dobimo:

$$\tau_0 b dS = 2 T \sin \frac{d\theta}{2} \quad (2.27)$$

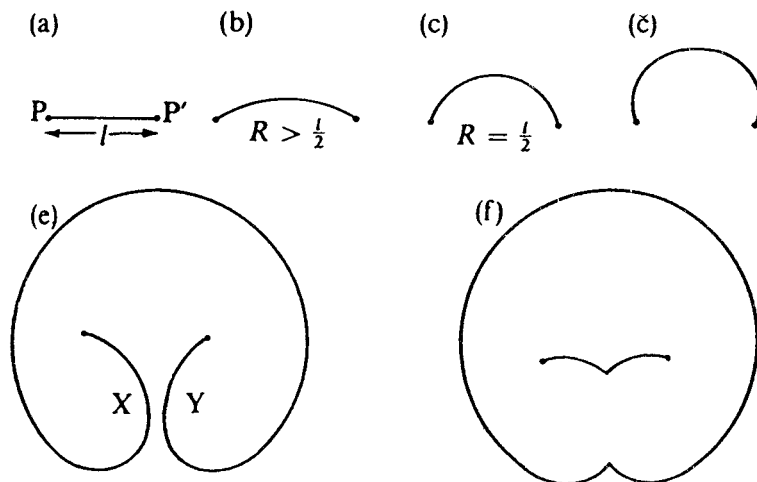
Za majhne vrednosti $d\theta$ lahko namesto $\sin(d\theta/2)$ pišemo kar $(d\theta/2)$, in ker je $d\theta/dS = 1/R$, dobimo za napetost, ki bo vzdrževala dislokacijo, upognjeno v lok, izraz:

$$\tau_0 = \frac{T}{b} R = G \frac{b}{R} \quad (2.28)$$

2.8 Nastajanje dislokacij

Gostoto dislokacij v nekem kristalu (navadno jo označimo z ρ) izražamo z dolžino dislokacijske linije na enoto volumna, to je v m/m^3 . To je približno ekvivalentno številu dislokacij, ki kjerkoli v kristalu prebodejo enoto površine, navadno izraženo kot cm^{-2} . Perfektni kovinski monokristali imajo gostoto dislokacij ρ med 10^2 in 10^3 cm^{-2} , medtem ko je le-ta v navadnih polikristalnih kovinah med 10^7 in 10^8 cm^{-2} . Gostota dislokacij še bolj močno naraste pri deformaciji v hladnem in doseže celo 10^{11} do 10^{12} cm^{-2} . Iz tega izhaja, da dislokacije nastajajo oziroma se množijo med procesom deformacije. Možen mehanizem množenja dislokacij je t. i. **Frank-Readov izvir**.

Privzemimo, da je dislokacija »pripeta« v dveh točkah, P in P', ki sta medsebojno oddaljeni za razdaljo l , kot je to prikazano na sliki 2.26. Zaradi delovanja uporabljene napetosti se bo dislokacija v skladu z enačbo (2.29) izbočila v lok z radijem R (sekvenca (b) na sliki 2.26). Nadaljnje naraščanje napetosti povzroči nadaljnje izbočenje,



Slika 2.26: Frank-Readov izvir. Napetost na dislokacijo narašča do maksimuma, ki ustreza minimalnemu radiju R (konfiguracija (c)). Nadaljnje sekvence dogajanj, predstavljene s (č), (d) in (e), se lahko odvijajo pri nižji napetosti.

pri čemer pa se R zmanjšuje (pri začetni ravni dislokacijski liniji je $R = \infty$), vse dokler ne doseže minimalne vrednosti $l/2$ (sekvenca (c) na sliki 2.26). Ker je v skladu z enačbo (2.28) napetost obratno sorazmerna z R , mora konfiguracija z minimalnim R ustrezati maksimalni napetosti. Posledično se zato sekvence (č), (d) in (e), prikazane na sliki 2.26, zgodijo spontano pri napetostih, ki so manjše od tiste pri $R = l/2$. Dislokacija se torej razširi v lok (slika 2.26č), katerega segmenta se pri X in Y srečata (slika 2.26d) ter anihilirata, pri čemer pa nastane zaključena dislokacijska zanka in nov dislokacijski segment PP' (slika 2.26e). Zanka se nato širi in oddaljuje od izvira, tam pa že nastaja novo izbočenje.

Za l obstaja neka zgornja meja, ker zanke pri svojem širjenju naletijo na prečne dislokacije, ki jih ovirajo. Ugotovljeno je bilo, da je v kovinah $l_{\max} \approx 10^{-4}$ cm. Frank-Readovi izviri z $l > l_{\max}$ niso aktivni. Za Frank-Readovo napetost τ_{FR} zato iz (2.28) izhaja:

$$\tau_{FR} = \frac{Gb}{l_{\max}} \quad (2.29)$$

Zgled 2.3

Eksperimentalno je potrjeno, da je kritična strižna napetost, potrebna za začetek plastične deformacije, mnogo manjša od teoretične strižne trdnosti kovin (enačba 2.10).

Ocenite kritično strižno napetost še kot Peierls-Nabarrovo napetost ob upoštevanju, da je za pravokotno kristalno mrežo z medmrežno razdaljo d za ravnine, vzporedne drsni ravnini, širina dislokacij $w = d/(1-\nu)$, pri čemer je ν Poissonovo število.

Peierls-Nabarrovo napetost za premagovanje notranjega trenja mreže pri drsenju dislokacij smo že zapisali kot (2.12):

$$\tau_{PN} \approx G \exp\left(-\frac{2\pi w}{b}\right)$$

Ob upoštevanju širine dislokacij:

$$w = \frac{d}{1-\nu}$$

dobimo za Peierls-Nabarrovo napetost:

$$\tau_{PN} \approx G \exp\left(-\frac{2\pi d}{(1-\nu)b}\right)$$

Vstavimo značilne vrednosti, ki so za večino kovin naslednje: $G = 4 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$, $\nu = 1/3$, $d = b \approx 0,25 \text{ nm}$, pa dobimo:

$$\tau_{PN} \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^{-2} \exp\left(-\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,25 \text{ nm}}{(1-0,33) \cdot 0,25 \text{ nm}}\right)$$

$$\tau_{PN} \approx 2,95 \cdot 10^6 \text{ Nm}^{-2} \approx 3 \text{ MPa}$$

Izračunana vrednost je dokaj blizu eksperimentalno ugotovljenim vrednostim za kritično strižno napetost, potrebno za začetek plastične deformacije monokristalov večine kovin. To ujemanje obenem potrjuje, da se plastična deformacija kristala začne z začetkom drsenja dislokacij.

Zgled 2.4

Zdrs dislokacije od enega do drugega roba makroskopskega prizmatičnega kristala širine L in višine h povzroči strižni premik dolžine b (pri čemer je b absolutna vrednost Burgersovega vektorja \mathbf{b}), zdrs dislokacije v neki vmesni legi x_i ($0 < x_i < L$) pa povzroči ustrezno manjši strižni premik δ_i , kot je to prikazano na sliki 2.27. Ugotovite, koliko k celotnemu premiku zgornjega dela kristala, to je k njegovi makroskopski deformaciji, prispeva drsenje N dislokacij, ki so v tem kristalu zdrsele pod vplivom strižne napetosti.

Ker gre za makroskopski kristal, je v primerjavi z dimenzijami kristala (L in h) strižni premik b zelo majhen. Zato velja za zdrs δ_i , ki ga povzroči dislokacija v neki vmesni legi x_i ($0 < x_i < L$):

$$\delta_i = x_i \frac{b}{L}$$

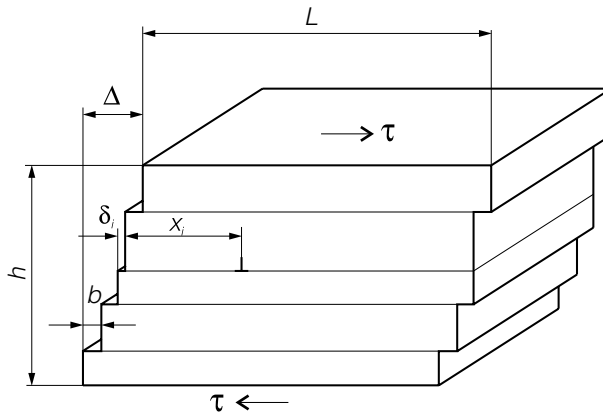
za celotni premik pa:

$$\Delta = \sum_1^N \delta_i = \frac{b}{L} \sum_1^N x_i$$

pri čemer seštevamo od $i = 1$ do $i = N$, to je do celotnega števila dislokacij, ki so zdrsele. Makroskopska strižna deformacija je tako:

$$\gamma = \frac{\Delta}{h} = \frac{b}{hL} \sum_1^N x_i$$

V tem izrazu smemo zamenjati $\sum_1^N x_i$ s produktom števila dislokacij in povprečne drsne poti \bar{x} . Za kristal, katerega stranici h in L sta dolgi eno dolžinsko enoto, dobimo tako:



Slika 2.27: Makroskopska deformacija kristala, povzročena z drsenjem dislokacij

$$\gamma = bN\bar{x}$$

kar lahko zapišemo tudi kot:

$$\gamma = b\rho\bar{x}$$

pri čemer je ρ gostota dislokacij, ki je enaka številu dislokacij na ploskovno enoto kristala.

Iz zgornje enačbe sledi za hitrost deformacije:

$$\frac{d\gamma}{dt} = b\rho\bar{v}$$

kjer je \bar{v} povprečna hitrost drsenja dislokacij. Ta je odvisna od strižne napetosti, čistote kristala, temperature in vrste dislokacije, doseže pa lahko hitrost širjenja strižnega valovanja v kovini. Pri enaki strižni napetosti drsijo robne dislokacije celo do 50-krat hitreje od vijačnih, saj slednje pri gibanju ovirajo pragovi.

Zgled 2.5

V kosu hladno preoblikovane kovine naj bo gostota dislokacij $\rho = 9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Izračunajte celotno energijo dislokacij v cm^3 kovine, če je njen strižni modul $G = 120 \text{ GPa}$ in absolutna vrednost Burgersovega vektorja $b = 0,25 \text{ nm}$.

Pri reševanju moramo upoštevati definicijo gostote dislokacij. Omenili smo, da gostota dislokacij ρ pomeni število dislokacij na ploskovno enoto kristala (to je število dislokacij, ki ploskovno enoto prebadajo). Enota za gostoto dislokacij je zato cm^{-2} ali pa m^{-2} . Gostota dislokacij pa je tudi enaka celotni dolžini dislokacijskih linij

na enoto volumna. O tem se lahko enostavno prepričamo, če v kristal, ki ima obliko kocke z robom enote, vrišemo prostorsko mrežo N ravnih dislokacijskih linij, po $N/3$ v smeri vsake od osi.

Za račun uporabimo enačbo (2.19) za **energijo na enoto dolžine dislokacije**:

$$E \approx \alpha Gb^2$$

in za α privzamemo vrednost $3/4$ (navadno je α med $0,5$ in 1).

Z upoštevanjem gostote dislokacij ρ , enačbo (2.19) preoblikujemo v:

$$E \approx \alpha \rho Gb^2$$

vendar pa se tokrat nanaša **energija na enoto volumna**. Ko vstavimo ustrezne vrednosti iz besedila naloge, dobimo:

$$E \approx 0,75 \cdot 9 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2} \cdot 120 \cdot 10^9 \text{ Nm}^{-2} (0,25 \cdot 10^{-9} \text{ m})^2 = 50,6 \cdot 10^5 \text{ Nm}^{-2}$$

Rezultat nekoliko preoblikujemo:

$$E \approx 5 \cdot 10^6 \text{ Nm/m}^3 = 5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$$

Rezultat pokaže, da dosega energija, nakopičena v elastičnih poljih dislokacij, v enem kubičnem metru hladno deformirane kovine vrednost približno 5 MJ (5 Jcm^{-3}). Ker se približno toliko energije sprosti pri rekristalizaciji v hladnem deformiranih kovin, menimo, da je rezultat pravilen. Iz tega nadalje tudi sledi, da se deformacijsko delo pri preoblikovanju kovin v hladnem porablja za generiranje dislokacij in se kopiči v njihovih elastičnih poljih.

Zgled 2.6

Ravnotežno razdaljo D med parcialnima dislokacijama, ki tvorita napako zloga (slika 2.23), lahko izračunamo z naslednjo enačbo:

$$D = \frac{Gb^2}{2\pi\gamma_{\text{NZ}}} \quad (2.30)$$

pri čemer je b Burgersov vektor parcialnih dislokacij, ki tvorita napako zloga, γ_{NZ} pa je energija napake zloga.

Izračunajte energijo napak zloga v kovini, v kateri je ravnotežna razdalja med parcialnima dislokacijama 15 nm , strižni modul kovine $G = 4 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ in absolutna vrednost Burgerovega vektorja parcialnih dislokacij $b = 0,15 \text{ nm}$. Dobimo:

$$\gamma_{\text{NZ}} = \frac{Gb^2}{2\pi D}$$

$$\gamma_{\text{NZ}} = \frac{4 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^{-2} (0,15 \cdot 10^{-9} \text{ m})^2}{2 \cdot 3,14 \cdot 15 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ Nm}^{-1}$$

Rezultat tudi tokrat nekoliko preoblikujemo:

$$\gamma_{\text{NZ}} \approx 10^{-2} \text{ Nm/m}^2 = 10^{-2} \text{ J/m}^2 = 10 \text{ mJ/m}^2$$

Energija napake zloga približno 10 mJ/m^2 ustreza tisti v nerjavnih jeklih. Podobno majhno energijo imajo tudi napake zloga v srebru in svincu (okoli 25 mJ/m^2), medtem ko je energija napake zloga drugih kovin s p.c.k. strukturo višja; pri aluminiju in niklju okoli 220 mJ/m^2 . Tako velika je tudi pri večini kovin s t.c.k. strukturo, skupaj z α -železom.

Zgled 2.7

Izračunajte strižno napetost za delovanje Frank-Readovega dislokacijskega izvira v kristalu p.c.k.-aluminija, če je dolžina izvira $0,8 \mu\text{m}$. Rob osnovne celice meri $a = 0,4 \text{ nm}$, strižni modul pa je $G = 2,6 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$.

Uporabimo enačbo (2.30) za Frank-Readovo napetost:

$$\tau_{\text{FR}} = \frac{Gb}{l_{\text{max}}}$$

v kateri je l_{max} označena kot dolžina Frank-Readovega izvira (indeks max ima ta dolžina zato, ker pomeni zgornjo mejo, pri kateri iz izvira izhajajoče dislokacijske zanke naletijo na sosednje dislokacije, ki jih ovirajo).

Burgersov vektor v p.c.k. strukturi izrazimo z relacijo $b = a/\sqrt{2}$. Za τ_{FR} dobimo tako:

$$\tau_{\text{FR}} = \frac{Ga}{\sqrt{2} \cdot l_{\text{max}}}$$

$$\tau_{\text{FR}} = \frac{2,6 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^{-2} \cdot 0,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{1,41 \cdot 8 \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 9,2 \cdot 10^6 \text{ Nm}^{-2}$$

Napetost za delovanje Frank-Readovih izvirov v aluminiju torej dosega vrednost približno 10 MPa , kar je istega velikostnega reda, kot navadne napetosti v obremenjeni kovini. Frank-Readovi izviri so zato zelo verjetni dislokacijski izviri, zlasti še, če upoštevamo, da je za nadaljnje upogibanje in širjenje dislokacijske linije potrebna manjša napetost kot pa za samo aktiviranje izvira.

MIKROSTRUKTURA KOVIN

Mikrostrukturo kovin, tj. zgradbo kovin, kot jo vidimo že pri majhnih povečavah, obravnava znanstvena disciplina, ki se imenuje **metalografija**. Kot znanstvena veda se je pričela pred stopetdesetimi leti, ko sta H. C. Sorby leta 1864 v Angliji in A. Martens leta 1878 v Nemčiji pripravila metalografske obruse železa in jekla in tudi fotografirala njihove mikrostrukture na mikroskopu. Danes je metalografija integralni del fizikalne metalurgije, in sicer tistega njenega dela, ki obravnava zvezo med ravnotežnimi diagrami stanja (faznimi diagrami), mikrostrukturo in mehanskimi oziroma fizikalnimi lastnostmi kovin.

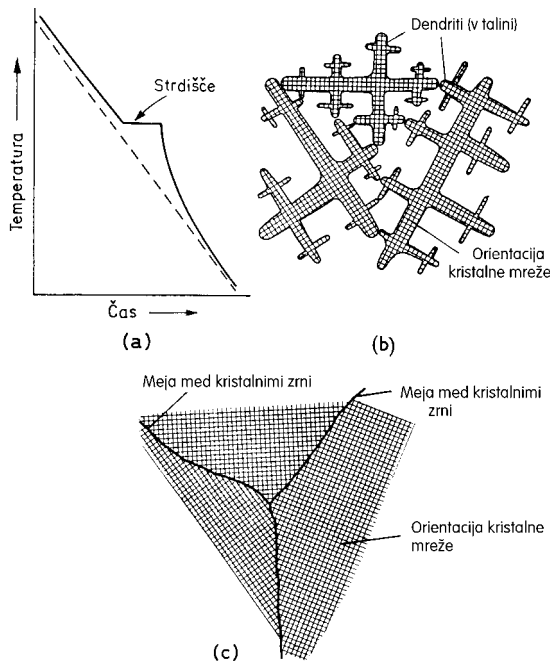
Strukturo, ki jo lahko opazujemo z lupo ali celo s prostim očesom, označujemo kot makrostrukturo (pore, razpoke, lunke in podobno). Mikrostruktura kovin pa je nekaj, kar načeloma opazujemo s svetlobnim mikroskopom, navadno pri povečavah od nekaj 10-krat pa do 2000-krat (kristalna zrna, kristalne meje, različne faze, vključki in podobno). Le kadar se posamezni elementi mikrostrukture v svetlobnem mikroskopu ne morejo več razločiti, uporabimo elektronski mikroskop (izločki, mreža dislokacij, napake zloga in podobno). Mikrostrukturo moramo zato razločevati od strukture kovin, ki pomeni kristalno mrežo in porazdelitev motiva v njej, torej strukturo kovin na atomarnem nivoju.

3.1 Strjevanje čistih kovin

Čiste kovine se strjujejo pri točno določeni temperaturi (temperatura strjevanja ali strdišče, T_L), ki je pri navadnem tlaku karakteristika kovine. Če zvezno merimo temperaturo taline pri ohlajanju, dobimo v takšnem primeru ohlajevalno krivuljo, prikazano na sliki 3.1a, z značilnim zastojem, ki označuje temperaturo strjevanja (pri segrevanju bi bila to temperatura taljenja). Opisani zastoje nastane zato, ker se med strjevanjem sprošča (med taljenjem pa porablja) latentna toplota L (J/mol). Z razmerjem latentne toplote L in temperature strjevanja T_L je definirana sprememba entropije ΔS pri prehodu iz taline v trdno:

$$\Delta S = L/T_L \quad (3.1)$$

Kot že vemo, je sprememba entropije merilo za spremembo urejenosti strukture. Ker je razlika v strukturi in potemtakem razlika v urejenosti med dvema trdnima snovema bistveno manjša kot pa razlika v urejenosti med talino in katerokoli trdno snovjo, bi morala biti sprememba entropije ΔS , ko tekoča kovina preide v trdno, relativno neodvisna od strukture trdne snovi. Res je na primer za p.c.k.-baker latentna toplota strjevanja 11297 J/mol in temperatura strjevanja 1356 K ter zato po enačbi (3.1) sprememba entropije pri strjevanju 8,33 J/mol K, medtem ko je za h.g.z.-cink latentna toplota strjevanja 6276 J/mol in temperatura strjevanja 693 K, sprememba entropije pri strjevanju pa 9,06 J/mol K, torej skoraj enaka kot v prvem primeru.

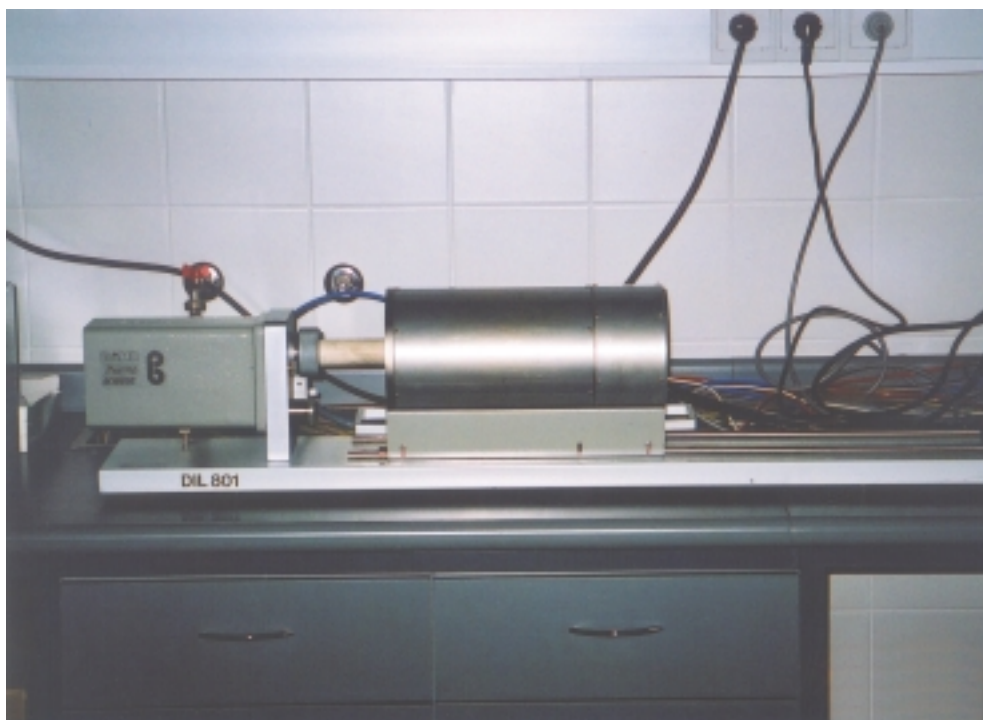


Slika 3.1: Idealna ohlajevalna krivulja čiste kovine (a), shematski prikaz ovirane rasti dendritov (b) ter nastanek kristalnih zrn iz teh dendritov (c)

Podobne zastoje temperature na ohlajevalni krivulji opazimo pri nadaljnjem ohlajanju že strjenih kovin, če v trdnem pride do fazne transformacije, to je do prehoda iz ene v drugo kristalno strukturo, ki jo spremlja neka latentna transformacijska toplota.

Načeloma potekajo strjevanje in tudi skoraj vse fazne transformacije ali premene najprej s tvorbo kali nove faze in nato z njeno rastjo. Tvorba kali v talini je skoraj vedno heterogena, kar pomeni, da kali nastajajo s pomočjo tujkov v talini in le pri izredno čistih kovinah je tvorba kali homogena (istorodna). Ko nastanejo izredno drobni delčki z določeno kristalno mrežo, se z nalaganjem atomov na določena mesta razraščajo v večje kristale. Glede na različne fizikalne razmere, ki so v okolici kristalov, rastejo ti različno hitro vzdolž posameznih kristalografskih smeri in se izoblikujejo v kristale razvejenih oblik, ki jih imenujemo **dendriti** in ki so shematsko prikazani na sliki 3.1b. Med rastjo dendritov ostane nekaj taline ujete med dendritnimi vejami, ki se pri nadaljnem ohlajanju strdi. Dendriti prično ovirati eden drugega pri svoji rasti, kontaktne površine med njimi pa postanejo kristalne meje med sosednjimi kristalnimi zrni, ki so nastala vsako iz svoje kristalne kali (slika 3.1c).

Pri strjevanju pogosto opazimo, da taline težijo k podhladitvi in da se strjevanje prične pri nižji temperaturi, kakor pa je znana temperatura strjevanja. Vendar pa je navadno zaradi velikega števila razpoložljivih kali podhladitev majhna, in razpoložljiva latentna toplota zadostuje za dvig temperature taline na ravnotežno



Dilatometer za merjenje dimenzijskih sprememb v odvisnosti od temperature na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani



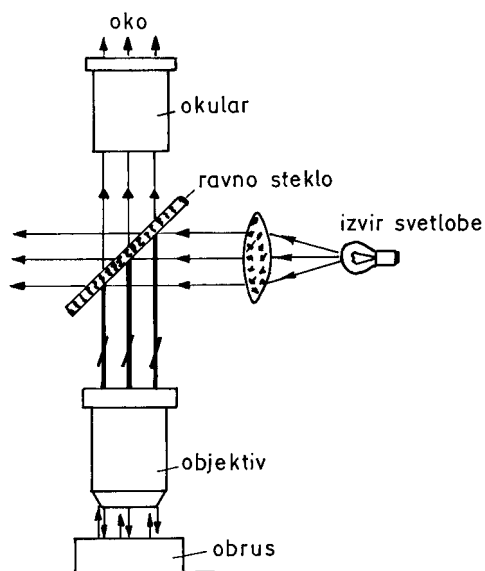
Naprava za diferenčno termično analizo (DTA) materialov na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani

temperaturo strjevanja (podhladitev pri tehničnih zlitinah med 1 in 10 K). Če je kali veliko, kristalizacijska hitrost pa majhna, so tudi kristalna zrna drobna. V nasprotnem primeru pa je mikrostruktura grobozrnata. Le pri zelo čistih kovinah, kjer je tvorba kali homogena, so za nastanek istorodnih kali potrebne velike podhladitve (pri niklju na primer tudi več sto K).

3.2 Metalografija

S svetlobnim mikroskopom lahko dosežemo do 2000-kratno koristno povečavo ob še sprejemljivi ločljivosti. Preiskava s svetlobnim mikroskopom omogoča identifikacijo faz, ki nastanejo pri strjevanju in kot posledica premen v trdnem stanju, ter opazovanje mnogih podrobnosti mikrostrukture, ki veliko povedo o tehnologiji izdelave oziroma predelave kovin in zlitin.

Ker so kovine in zlitine neprozorne, jih seveda ne moremo opazovati z navadnim presevnim svetlobnim mikroskopom, ampak moramo za to uporabiti metalurški mikroskop za opazovanje v odbiti svetlobi. Shematsko je pot žarkov v takšnem mikroskopu prikazana na sliki 3.2. Svetloba od izvira se odbije na stekleni ploščici-polprepustnem zrcalu, potuje skozi objektiv do površine obrusa, se od nje odbije ter vrne skozi objektiv in okular v oko opazovalca.



Slika 3.2: Pot svetlobnih žarkov v metalurškem mikroskopu



Metalografski optični mikroskop z opremo za analizo slike na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

Vključki v jeklu ali pa grafit v sivi litini imajo manjšo refleksijsko sposobnost, zato jih lahko opazujemo že v poliranem obrusu, ne da bi ga jedkali. Za razvoj mikrostrukture pa je potrebno jedkanje, ki površino obrusa specifično spremeni. Z jedkanjem lahko močneje napademo (izdolbemo) kristalne meje in površino kristalnih zrn. Zrna so seveda različno orientirana in zato odbijajo svetlobo v različne smeri ter se nekatera kažejo v mikroskopu svetla, druga pa temna. Za opazovanje pa lahko uporabimo tudi polarizirano svetlobo. Najpogostejše uporabljano jedkalo za odkrivanje mikrostrukture velike večine železovih zlitin, ne pa tudi visokolegiranih nerjavnih jekel, je nital (do $5 \text{ cm}^3 \text{ HNO}_3$ v 100 cm^3 etilnega alkohola).

Priprava vzorcev za metalografsko preiskavo mora biti natančna, saj lahko usodno vpliva na analizo mikrostrukture. Prizadevamo si obdržati avtentičnost vzorca in se med pripravo obruska izogniti pojavljanju pregrevanja in deformacij.

3.3 Ravnotežni fazni diagrami

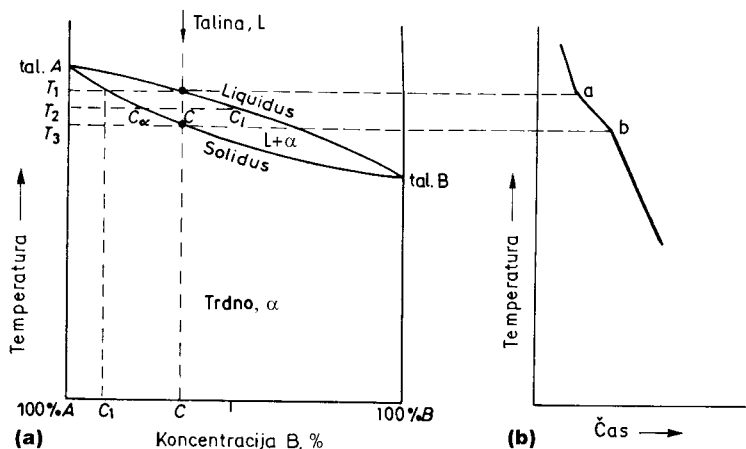
Zlitina je kovina, ki je nastala s taljenjem in mešanjem sestavin, ki jih imenujemo **komponente**. Komponente so kemijski elementi; osnovna komponenta je vedno kovina, druge pa so praviloma kovine, lahko pa tudi nekovine (na primer ogljik). V nadaljevanju bomo obravnavali le dvokomponentne, to je binarne zlitine. Odvisno od narave zlitinskih komponent (njihove kristalne strukture, velikosti atomov, valence) obstaja nekaj različnih vrst **ravnatežnih faznih diagramov** (tudi ravnatežnih diagramov stanja), in sicer:

- Komponenti A in B sta med seboj popolnoma topni v tekočem in trdnem stanju.
- Komponenti A in B sta med seboj popolnoma topni v tekočem stanju, a popolnoma netopni v trdnem stanju.
- Komponenti A in B sta med seboj popolnoma topni v tekočem stanju, a le deloma v trdnem stanju.

Kaj natančno so ravnatežni diagrami, si bomo ogledali pri vsakem od navedenih treh enostavnih primerov. Če razumemo te primere, potem lahko interpretiramo tudi druge, bolj zahtevne ravnatežne diagrame.

3.3.1 Popolna topnost v trdnem stanju

Ravnatežni diagram popolne topnosti v tekočem in trdnem stanju je prikazan na sliki 3.3a. Na abscisi je nanescena kemična sestava zlitine (čisto na levi strani je čista komponenta A, povsem na desni pa čista komponenta B) v masnih ali pa v atomskih odstotkih, na ordinati pa je nanescena temperatura. Na diagramu so tri polja, ločena z dvema krivuljama. Zgornja (**likvidus**) krivulja označuje temperature začetka strjevanja pri ohlajanju oziroma konca taljenja pri segrevanju, spodnja (**solidus**) krivulja pa označuje temperature, pri katerih je ob ohlajanju strjevanje končano oziroma pri



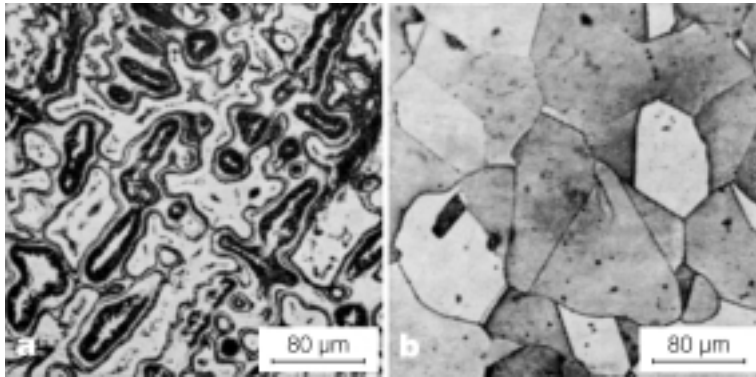
Slika 3.3: Ravnotežni diagram popolne topnosti v talini in v trdnem (a) ter ohlajevalna krivulja zlitine s sestavo C (b)

katerih se ob segrevanju začne zlitina taliti. Polje nad črto likvidus pomeni staljeno stanje, polje pod črto solidus strjeno, v polju med obema črtama pa sta obstojni skupaj talina (L) in trdno (α).

Na diagramu je razvidno, da se vse zlitine tega sistema, nasprotno od čistih komponent A in B, strjujejo oziroma talijo v določenem temperaturnem intervalu. Oglejmo si podrobneje strjevanje zlitine, ki je v diagramu na sliki 3.3a označena s C (približno 70 at. % A in 30 at. % B). Diagram na sliki 3.3b prikazuje še ohlajevalno krivuljo zlitine s to sestavo, na osnovi katere lahko razumemo, na kakšen način je bil ravnotežni diagram sploh konstruiran. Pri ohlajanju s področja likvidus se prične strjevanje pri temperaturi T_1 (točka a na ohlajevalni krivulji v diagramu na sl. 3.3b), ko se v talini pojavijo prvi zmesni kristali v obliki dendritov (trdna raztopina) sestave C_1 . Prvi dendriti so bogatejši s komponento A, zato pa se sestava taline premakne po likvidus-krivulji nekoliko na desno in bo preostala talina bogatejša s komponento B. Pri ohlajanju pod temperaturo T_1 bo zlitina prešla v dvofazno področje (tekoče + trdno) in bo pri temperaturi T_2 sestavljena približno do polovice iz zmesnih kristalov s sestavo C_{α} , drugo polovico pa bo tvorila talina sestave C_1 . Strjevanje bo popolnoma končano pri temperaturi T_3 (točka b na ohlajevalni krivulji v diagramu na sl. 3.3b), ko bodo imeli vsi zmesni kristali α končno sestavo C, taline pa ne bo več. Zmesni kristali α pri nadaljnjem ohlajanju pod temperaturo T_3 svoje sestave ne bodo nič več spremenili. Dobili smo torej **zmesne kristale** ali **trdno raztopino** α s sestavo C. Pravimo, da imamo monofazno zlitino, saj je njena mikrostruktura sestavljena iz ene same faze. Mimogrede povejmo še, da se tako vede tudi binarni zlitinski sistem Cu-Ni.

Obnavljanje taljenja zlitine s sestavo C pri segrevanju poteka analogno v obrnjenem vrstnem redu.

Opisane razmere veljajo le za termodinamično ravnotežne pogoje, to je za zelo počasno ohlajanje oziroma segrevanje. Le v takšnem primeru imajo namreč zmesni



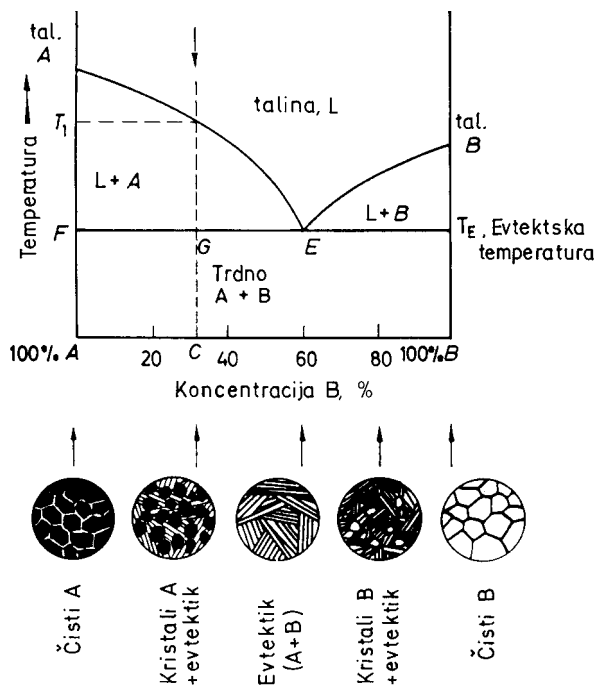
Slika 3.4: Mikrostruktura brona Cu90Sn10 v litem stanju je značilno dendritna (a), medtem ko ima ista zlitina po homogenizacijskem žarjenju kristalna zrna poligonalne oblike (b).

kristali α enako sestavo C po vsem svojem volumnu. Praktično pa to nikoli ne nastane, ker je strjevanje hitro in zato neravnotežno. Zmesni kristali, ki so večinoma dendritne oblike, imajo po končanem strjevanju v povprečju sestavo enako zlitini C, vendar pa so dendriti v notranjosti bogatejši s komponento A, njihove zunanje plasti pa s komponento B. Takšna trdna raztopina je torej nehomogena, metalografsko opazovanje jedkane mikrostrukture pa odkrije t. i. kristalne izceje ali segregacije. Tovrstne segregacije lahko zelo zmanjšamo, če zlitino homogenizacijsko (difuzijsko) žarimo pri visokih temperaturah pod črto solidus, pri katerih se z mehanizmom difuzije koncentracijske razlike izravnajo. Na sliki 3.4a je prikazana mikrostruktura brona Cu90Sn10 v litem stanju, ki je izrazito dendritska, na sliki 3.4b pa mikrostruktura iste zlitine po dolgotrajnem homogenizacijskem žarjenju, sestavljena iz kristalnih zrn trdne raztopine Sn v Cu bolj ali manj pravilne poligonalne oblike.

Omenili smo že, kaj so komponente binarnega zlitinskega sistema, večkrat pa smo omenjali tudi **faze**, čeprav pojma še nismo definirali. Povejmo, da je faza omejen del snovi (prostora), v katerem so lastnosti konstantne ali pa se zvezno spreminjajo. Na meji dveh faz se lastnosti skokovito, nezvezno spremenijo. Na diagramu na sliki 3.3 je prikazan primer dveh enofaznih in enega dvofaznega področja. Enofazno področje je nad krivuljo likvidus, kjer je le ena faza (talina sestave C), ter področje pod to krivuljo, kjer je tudi le ena faza (trdna raztopina sestave C). V dvofaznem področju pa med krivuljama likvidus in solidus obstajata sočasno dve fazi, namreč talina in (trdni) zmesni kristali α . Med seboj se ti fazi ločita z ostro mejo in imata tudi popolnoma različni sestavi in lastnosti.

3.3.2 Popolna netopnost v trdnem stanju

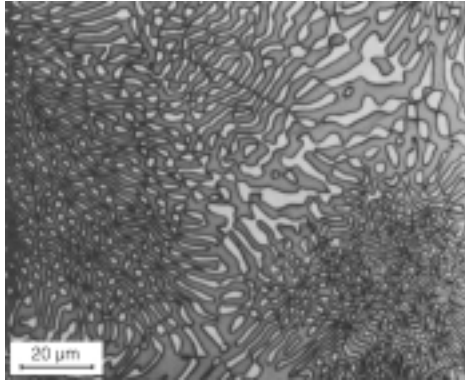
Kadar sta dve kovini med seboj netopni v trdnem stanju, imamo **evtektični sistem**. Značilnosti tega diagrama so prikazane na sliki 3.5, iz katere izhajajo naslednje: (1) dve likvidus krivulji AE in EB se srečata v najnižje ležeči točki E, ki jo imenujemo



Slika 3.5: Ravnotežni binarni fazni diagram popolne netopnosti v trdnem stanju (zgoraj) ter shematski prikaz mikrostruktur čistih kovin in nekaterih zlitin v tem sistemu (spodaj)

evtektična točka, in (2) vse zlitine tega sistema se pri ohlajanju popolnoma strdijo pri isti temperaturi, kar pomeni, da je linija solidus dejansko ravna črta, ki poteka pri evtektični temperaturi.

Diagram ima štiri različna fazna področja: eno enofazno: talina (L), ter tri dvofazna: (A + L), (B + L) ter (A + B). Ponovno si oglejmo strjevanje zlitine s sestavo C (nekaj pod 70 mas. % A in nekaj čez 30 mas. % B). Ko zlitina pri ohlajanju doseže krivuljo likvidus pri temperaturi T_1 , se prično izločati kristali čiste komponente A (to je tudi faza A), sestava taline pa se prične pomikati po krivulji likvidus navzdol. Ko se zmes taline in kristalov čiste komponente A, ki se med ohlajanjem še naprej izločajo iz taline, ohladi do evtektične temperature T_E , ima preostala talina sestavo E (evtektična sestava). Taline z evtektično sestavo je tedaj približno polovica (delež taline izrazimo z razmerjem FG/EF), izločene faze A pa je tudi približno polovica (EG/EF). V trenutku pa, ko pade temperatura pod evtektično T_E , se vsa preostala talina evtektične sestave v točki E naenkrat strdi z istočasnim nastankom majhnih delcev (lamel) komponent (faz) A-ja in B-ja druge ob drugi, kar daje značilno dupleksno mikrostrukturo **evtektika**. Karakteristična za najbolj navadno, to je lamelarno obliko evtektika, je orientirana vzajemna rast obeh faz s konstantno debelino lamel. Slika 3.6 prikazuje mikrostrukturo takšnega evtektika v binarnem sistemu Cu-P. Proces strjevanja evtektika poteka pri konstantni temperaturi, saj se pri evtektični



Slika 3.6: Mikrostruktura lamelarne evtektika v binarnem sistemu baker-fosfor

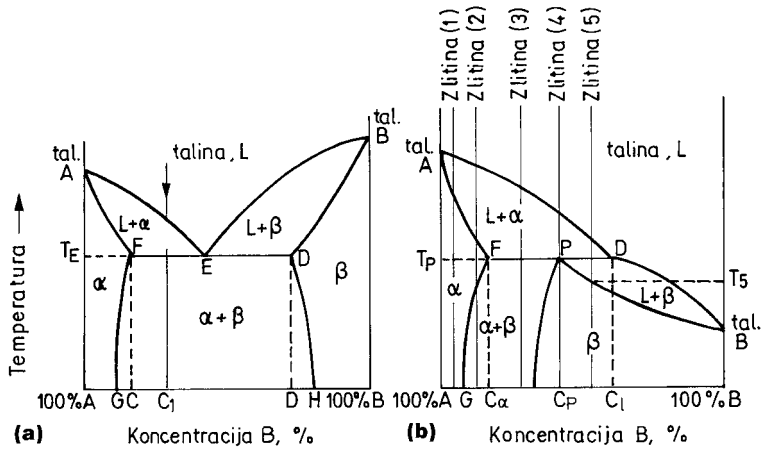
kristalizaciji sprošča toliko toplote, da ostaja temperatura kljub odvajanju toplote nespremenjena.

Evtektsko strjevanje pri konstantni temperaturi pa poteka ravnotežno, pri čemer se sicer ves čas kristalizacije izločata trdni fazi A in B s sestavo, ki se razlikuje od sestave evtektске taline, pa vendar ne moremo govoriti o izcejanju.

Vrnimo se sedaj ponovno k strjevanju zlitine s sestavo C. Pri temperaturi T_E je bilo strjevanje že končano, saj je bila pri evtektski reakciji porabljena vsa talina. Očitno bo v mikrostrukturi te zlitine faza A porazdeljena na dva različna načina; del te faze se je izločil iz taline kot primarni kristali A, drugi del pa – skupaj s fazo B – sestavlja evtektik. Evtektik je torej dvofazna mikrostrukturna sestavina. Obe obliki A-ja jasno razločimo pri opazovanju mikrostrukture v optičnem mikroskopu (glej shematski prikaz mikrostruktur na sliki 3.5).

3.3.3 Delna topnost v trdnem stanju

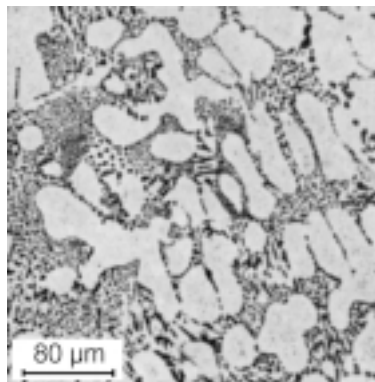
V primeru binarnih zlitin s popolno topnostjo v talini in delno topnostjo v trdnem se lahko pojavlja, če sta temperaturi tališč komponent A in B blizu skupaj, že znani evtektski sistem, če pa sta temperaturi tališč komponent A in B daleč narazen, pa peritektski sistem. Pripadajoča ravnotežna diagrama sta prikazana na sliki 3.7a,b. Diagram na sliki 3.7a, ki prikazuje prvo od obeh možnosti, je dokaj podoben diagramu popolne netopnosti v trdnem stanju, prikazanem na sliki 3.5 zgoraj. Razlika je v tem, da se v primeru delne topnosti v trdnem stanju iz taline ne izločata čisti komponenti A in B, pač pa zmesni kristali α in β . Pri tem je zmesni kristal α trdna raztopina B-ja v A-ju, zmesni kristal β pa trdna raztopina A-ja v B-ju. Največja topnost ene kovine v drugi je navadno dosežena pri evtektski oziroma peritektski temperaturi, s padanjem temperature pa se topnost zmanjšuje. Za ponazoritev si oglejmo strjevanje zlitine s sestavo C_1 v diagramu na sliki 3.7a. Ko temperatura taline doseže črto likvidus, se pričnejo iz taline izločati zmesni kristali α (t. i. primarni α); pri nadaljnjem ohlajanju se kemična sestava taline pomika proti evtektski točki E,



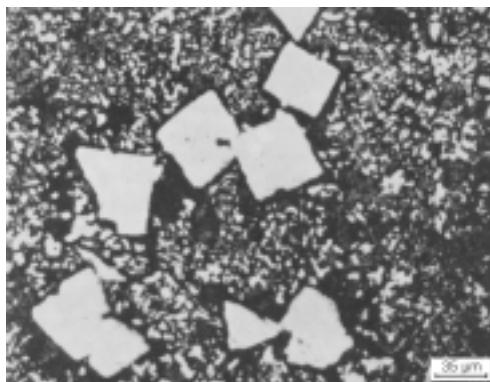
Slika 3.7: Ravnotežna binarna fazna diagrama z delno topnostjo v trdnem stanju evtektičnega (a) ali peritektičnega tipa (b).

izločeni primarni zmesni kristali α pa proti točki F. V trenutku, ko je dosežena evtektična temperatura T_E , nastane evtektična reakcija, ko se vsa preostala talina strdi in tvori evtektik navadno lamelarne oblike, sestavljen iz zaporedja α - in β -faze.

Vendar pa tokrat proces še ni končan. Med nadaljnjim ohlajanjem se zmanjšuje medsebojna topnost obeh komponent v trdni raztopini, kot to prikazujeta obe krivulji **solvus** (to sta krivulji mejne topnosti v trdnem stanju), krivulji FG (za topnost B v α) in DH (za topnost A v β). V zlitini s sestavo C_1 se bosta zato pri nadaljnjem ohlajanju zaradi zmanjšanja medsebojne topnosti izločala iz faze α prebitni B v obliki β -faze s sestavo, ki jo določa krivulja solvus DH, ter iz faze β prebitni A v obliki α -faze s sestavo, ki jo določa krivulja solvus FG. Proces izločanja v trdnem pa v praksi navadno ne poteče do konca, ker znižana temperatura ne omogoča več difuzijskega transporta atomov. Izločanje zaradi zmanjšanja topnosti v trdnem je aktualno pri



Slika 3.8: Mikrostruktura lite podevtektične zlitine Al-Si s primarnimi zmesnimi kristali α dendrične oblike, ki jih obkroža drobnozrnati acikularni evtektik



Slika 3.9: Mikrostruktura z antimonom bogate zlitine Pb-Sb, sestavljene iz kockastih kristalov primarno izločene faze v evtektski matici

zlitinah, pri katerih je kemična sestava v področju črt solvus faznega diagrama in kjer se pri ohlajanju prekoračita solvus-krivulji mejne topnosti v trdnem (DH oziroma FG). Zlitine, ki so zunaj področja črt solvus (A-G oz. H-B) se večinoma strjujejo kot (čista) trdna raztopina α oziroma β brez evtektika (če je strjevanje ravnotežno). Slika 3.8 prikazuje lito mikrostrukturo tehniško pomembne zlitine Al-Si z podevtektsko sestavo. S slike so razvidni primarni izločeni dendriti faze α na osnovi aluminija, ki jih obkroža drobnozrnati evtektik, katerega zlog je acikularen. Slika 3.9 pa prikazuje mikrostrukturo z antimonom bogate zlitine Pb-Sb. Na tej sliki so prikazani pravilni kubični kristali primarne faze v evtektski **matici** (z matico /angl.: *matrix*/ označujemo pretežni del mikrostrukture, ki »obliva« druge faze, za katere se zdi, da so v matico »vložene«). Morfološko je evtektik tudi v tem primeru drugačen od lamelarne oblike, prikazane na sliki 3.6.

Oglejmo si še peritektični binarni zlitinski sistem, prikazan v diagramu na sliki 3.7b. V samostojni obliki se ta sistem pojavlja razmeroma redko (na primer pri zlitini Ag-Pt), dokaj pogosta pa je peritektična reakcija kot sestavni del bolj kompliciranih ravnotežnih diagramov mnogih pomembnih tehniških zlitin (medi, bronji).

Strjevanje zlitin, ki so v diagramu označene z (1) oziroma (2), nam je znano že iz predhodnega primera. Zlitina (1) se strdi kot trdna raztopina α in ostane do sobne temperature nespremenjena, medtem ko se zlitina (2) tudi strdi kot trdna raztopina α , kjer pa se med ohlajanjem (pri prehodu krivulje solvus FG, ki poteka iz točke F) zaradi zmanjšane topnosti B v α -fazi, iz nje izloča prebitni B kot β -faza s sestavo, ki jo najdemo na krivulji PH, ki poteka od točke P navzdol. Ravnotežna mikrostruktura te zlitine pri sobni temperaturi je zato dvofazna, sestavljata jo fazi α in β .

Zanimiva je zlitina s sestavo (3). Do temperature T_p se strjuje na enak način kot zlitina s sestavo C_1 iz predhodnega diagrama, torej z izločanjem primarnih zmesnih kristalov α iz taline. Sestava taline se pomika po krivulji likvidus proti točki D, primarni zmesni kristali pa proti točki F. Pri temperaturi T_p , ki jo imenujemo peritektična temperatura, je zlitina dvofazna, sestavljena iz primarnih zmesnih kristalov α s

sestavo F, ki plavajo v talini s sestavo D. V trenutku, ko je pri nadaljnjem ohlajanju prekoračena peritektska temperatura T_p , pa nastane peritektska reakcija, pri kateri preostala talina reagira z delom že izločenih primarnih zmesnih kristalov α , pri čemer nastane trdna raztopina β . Ker se zlitina (3) s svojo sestavo nahaja levo od peritektske točke P, taline ni bilo dovolj, da bi pri peritektski reakciji porabila vso razpoložljivo fazo α . Po končani peritektski reakciji je zato mikrostruktura zlitine sestavljena iz faz α in β . Pri nadaljnjem ohlajanju sedaj popolnoma strjene zlitine se izločajo ustrezno črtam solvus iz zmesnih kristalov α precipitirati β . Ker je peritektska reakcija med primarnim α in talino potekla na mejni površini zmesnih kristalov α (tam se je peritektsko tvoril β), ima mikrostruktura značilen videz; zmesni kristali α (jedra) so obdani z mrežo faze β (lupina).

Naslednja po vrsti je zlitina (4), ki ima peritektsko sestavo. Pri strjevanju te zlitine se iz taline izloča primarna faza α (pri zlitinah evtekske sestave se na primer pred evteksko reakcijo iz taline ne izloča nič). Ko je dosežena peritektska temperatura, pa nastopi peritektska reakcija, v kateri zreagirata talina sestave D in primarna faza α sestave F v celoti, nastane pa peritektski β . Teoretično imamo sedaj enofazno zlitino sestave P, praktično pa tudi v tem primeru peritektska reakcija ne more poteči do konca. Ker poteka na mejni površini primarne faze α , kjer je ta v stiku s talino, nastali β , ki obkroža kristale α , zavira nadaljnji potek peritektske reakcije.

Podobno kot zlitina (4) se strjuje tudi (5), le da je tokrat pri peritektski reakciji v prebitku talina sestave D, premalo pa je zmesnih kristalov α . Mikrostruktura v strjenem stanju bi morala biti tudi v tem primeru enofazna, vendar je v realnih razmerah tudi tu peritektska reakcija omejena le na mejno površino primarnih kristalov faze α . Pri zlitinah, ki so prikazane v diagramu še bolj desno, pa se faza β izloča neposredno iz taline. Te zlitine pri strjevanju tudi ne doživijo peritektske reakcije.

Faze so pomembne zlasti takrat, ko govorimo o mikrostrukturi že strjene zlitine. To mikrostrukturo lahko načeloma sestavljajo faze treh vrst: čiste kovine (v tem primeru je torej faza kar komponenta zlitinskega sistema, pri čemer pa moramo vedeti, da so alotropske modifikacije različne faze iste kovine), trdne raztopine oziroma zmesni kristali in intermetalne spojine.

3.3.4 Binarni diagram zlitinskega sistema železo-ogljik

V zlitinah železo-ogljik se pojavlja ogljik v dveh različnih oblikah: kot **grafit** (C) ali pa kot intermetalna spojina, v metalografiji imenovana **cementit** (Fe_3C). Nastanek cementita je povezan z difuzijo ogljika, ki je pri tvorbi cementita hitrejša kot pri tvorbi grafita. V tem je tudi razlaga, zakaj se navadno najprej tvori cementit, čeprav je grafit stabilnejša oblika. Faza Fe_3C ni stabilna in lahko v razmerah, ugodnih za dosego ravnotežja, razpade v grafit in železo. Hitrost tega razpada pa je izredno majhna, praktično zanemarljiva. Faza Fe_3C je torej metastabilna, kljub temu pa je

diagram stanja Fe-Fe₃C mogoč in ga lahko obravnavamo na enak način kot tistega s stabilnim ravnotežjem. Sistem Fe-Fe₃C je izredno pomemben za jekla, kjer elementi Mn, Cr in še nekateri fazo Fe₃C stabilizirajo.

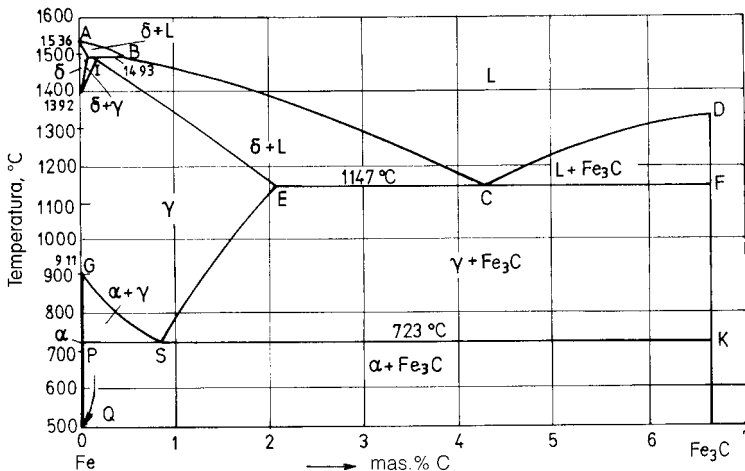
Diagram metastabilnega ravnotežja Fe-Fe₃C je prikazan na sliki 3.10. Faza Fe₃C vsebuje 6,67 mas. % ogljika, ima rombično strukturo in je zelo trda (HV > 1000). Tališče cementita je približno pri 1330 °C.

Tehnično čisto železo vsebuje še majhne količine (0,01 do 0,001 %) naslednjih elementov: C, N, O, Mn, Si, P, S. Je zelo mehko (60 HB) in ima napetost tečenja okrog 100 MPa.

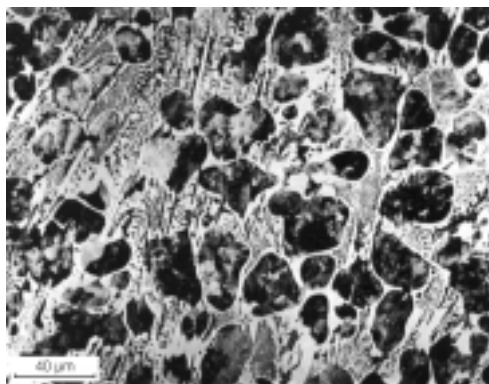
Zapletenost diagrama Fe-Fe₃C na strani Fe je posledica alotropskih modifikacij železa in njihovih različnih topnosti za ogljik. Pri nižjih temperaturah je železo feromagnetično in ima t.c.k. mrežo (železo α). Raztaplja le malo ogljika, največ 0,025 % pri temperaturi 723 °C, metalografsko ime za to fazo pa je **ferit**. Pri temperaturi 768 °C (Curijeva temperatura) postane železo nemagnetno (premenska točka A₂). Nemagnetno železo α ostane stabilno do 911 °C (premenska točka A₃), ko se transformira v p.c.k.-modifikacijo γ, ki je stabilna v temperaturnem območju med 911 in 1392 °C. Ta premenska točka pa kaže histerezo, saj je pri segrevanju Ac₃ = 911 °C in pri ohlajanju Ar₃ = 900 °C.

Železo γ lahko topi različne elemente. Z besedo **avstenit** mislimo na trdno raztopino ogljika in drugih elementov v p.c.k.-železu γ. Pri temperaturi 1392 °C (premenska točka A₄) se železo γ transformira v t.c.k. mrežo železa δ. Ta modifikacija železa je obstojna do tališča železa 1536 °C.

V diagramu Fe-Fe₃C so tri različne izotermne reakcije, ki jih moramo omeniti. To so: peritektska, eutektska in eutektoidna (te še ne poznamo). Peritektska reakcija je prikazana v levem zgornjem delu diagrama pri temperaturi 1493 °C, ko iz taline in



Slika 3.10: Diagram Fe-Fe₃C (metastabilno ravnotežje)

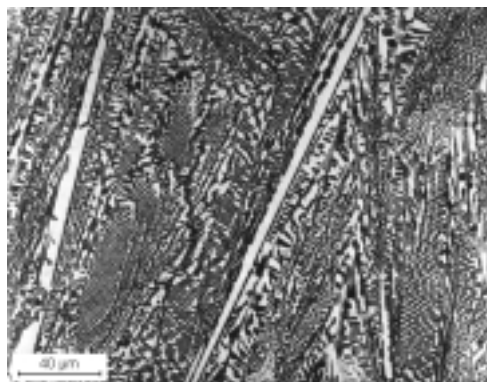


Slika 3.11: Mikrostruktura podevtektskega belega litega železa

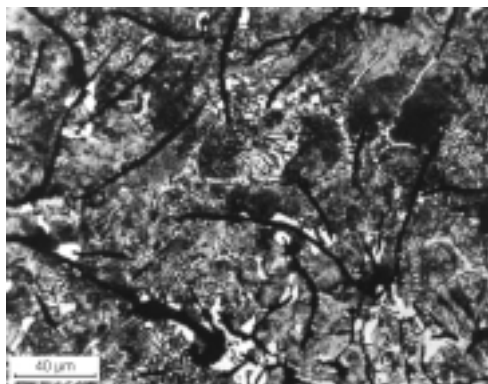
primarnih kristalov faze δ nastane faza γ (avstenit). Za nadaljnjo obravnavo pa ni zanimiva. Bolj pomembna je eutektska reakcija, ki poteka pri temperaturi $1147\text{ }^{\circ}\text{C}$ in popolnoma poteče v železu s $4,3\text{ mas. \% C}$ (točka C v diagramu na sliki 3.10). Pri dovolj naglem ohlajanju talina s sestavo C razpade v fino izoblikovan eutektski zlog, ki ga imenujemo **ledeburit**, sestavljen iz avstenita s sestavo E in cementita s sestavo F. Ledeburit najdemo v surovem železu (grodlju), ki ga proizvajamo v plavžih in iz katerega izdelujemo jeklo, poznano pa je tudi pod imenom belo lito železo (zaradi cementita v eutektiku ima bel prelom), ki je obrabno zelo odporno, zlasti če je legirano s Cr in Mo.

Slika 3.11 prikazuje mikrostrukturo podevtektskega belega litega železa. Sestavljena je iz ledeburita in primarnih dendritov prvotnega avstenita (γ faza), ki pa se je pri nadaljnjem ohlajanju že transformiral v perlit. Na spodnji sliki 3.12 pa je prikazana mikrostruktura nadevtektskega belega litega železa, v kateri so poleg ledeburita še izločene ploščice t. i. primarnega cementita.

Če je surovo železo ohlajano dovolj počasi ali če vsebuje več kot 3 \% silicija, se ogljik ne izloči v obliki cementita (Fe_3C), temveč neposredno v obliki grafitnih lističev (C),



Slika 3.12: Mikrostruktura nadevtektskega belega litega železa



Slika 3.13: Mikrostruktura sivega litega železa s črnimi grafitnimi lističi v pretežno perlitni matici

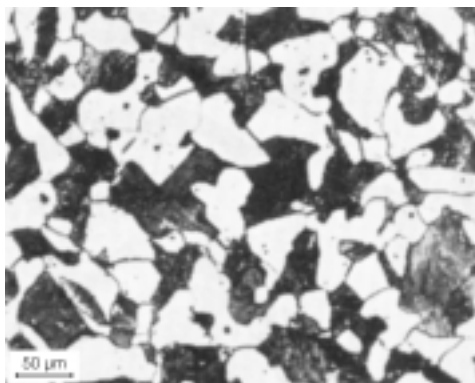
torej ne po metastabilnem ravnotežju Fe-Fe₃C, pač pa po stabilnem ravnotežju Fe-C. Takšno železo je zaradi izločenega grafita sive barve in ga imenujemo sivo lito železo. Je mehko in ima majhno trdnost, se pa lahko obdeluje. Njegova mikrostruktura je prikazana na sliki 3.13. Veliki črni grafitni lističi so rezultat evtektске reakcije, pri kateri je talina razpadla na avstenit in grafit. Pri nadaljnjem ohlajanju se iz avstenita (približno sestave E) po črti, ki se približno ujema s črto ES, zaradi zmanjšane topnosti izloča grafit. Kakor hitro dosežemo temperaturo 738 °C, razpadejo zmesni kristali γ , ki vsebujejo samo še 0,68 % ogljika, v ferit in grafit. Ta razpad je rezultat t. i. **evtektoidne reakcije**, ki je do sedaj še nismo obravnavali, je pa tretja pomembna izotermna reakcija v tem sistemu. Evtektoidna reakcija je nekoliko podobna evtektski, razlika pa je v tem, da so vse udeležene faze že v trdnem stanju. V metastabilnem stanju Fe-Fe₃C poteka ta reakcija pri temperaturi 723 °C, ko avstenit z 0,8 % C (točka S) razpade v ferit z 0,02 C (točka P) in cementit (točka K). Dvofazni evtektoid, ki pri tem nastane, ima največkrat lamelarno obliko in se imenuje **perlit**. Kot pa smo ugotovili malo prej, opisana evtektoidna reakcija v stabilnem stanju Fe-C poteka nekoliko drugače (pri malenkost drugačni temperaturi in sestavi), saj avstenit razpade na ferit in grafit, zato dobimo grafitni evtektoid. Mikrostruktura, prikazana na sliki 3.13, je značilna po tem, da se je strjevanje pričelo po stabilnem sistemu, zato so izločeni lističi grafita, končalo pa po metastabilnem ravnotežju, saj je matica sestavljena pretežno iz perlita.

Preostane še, da si ogledamo mikrostrukture jekel. Vzemimo na primer zlitino železa s približno 0,4 % C (podevtektoidno jeklo) in z uporabo binarnega diagrama na sliki 3.10 opazujemo dogajanja pri ohlajanju. Pri temperaturi približno 1400 °C ima že popolnoma strjeno podevtektoidno jeklo mikrostrukturo iz avstenita (γ). Pri nadaljnjem ohlajanju se ne zgodi nič, dokler ni dosežena krivulja, označena z GS, ko se prične iz avstenita izločati z ogljikom revni ferit sestave, ki odgovarja črti GP. Avstenit se pri tem bogati z ogljikom in se s sestavo pomika po črti GS proti evtektoidni točki (S), ferit pa proti točki maksimalne topnosti ogljika v feritu (P). Ko

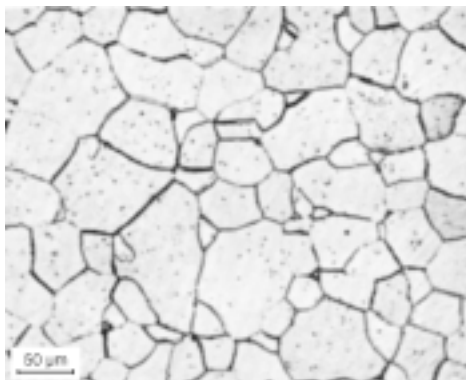
je dosežena evtektoidna temperatura 723 °C je mikrostruktura jekla sestavljena iz ferita in avstenita. Vsake od obeh faz je približno polovica, avstenit pa ima evtektoidno sestavo (S). V trenutku, ko temperatura pade pod 723 °C, nastane evtektoidna reakcija, pri kateri avstenit razpade v evtektoidno zmes, sestavljeno iz ferita in cementita. To zmes s fino izoblikovanim heterogenim zlogom imenujemo **perlit**. Navadno je lamelarne oblike. Perlit je dvofazna mikrostrukturna sestavina.

Pri nadaljnjem ohlajanju se zaradi zmanjšanja topnosti za ogljik v feritu (linija PQ) po kristalnih mejah slednjega izločijo še majhne količine (terciarnega) cementita. Pri sobni temperaturi je mikrostruktura tega jekla sestavljena iz ferita in perlita, kot je to prikazano na sliki 3.14.

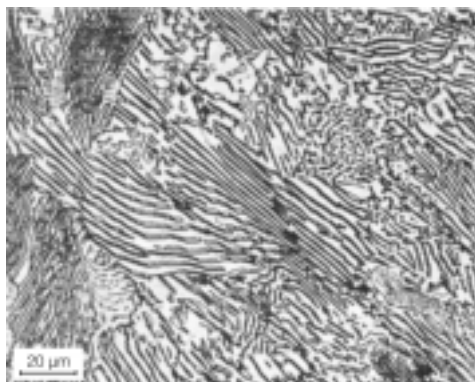
Ker so mikrostrukture jekel med najpomembnejšimi sploh, si oglejmo še mikrostrukturo tehnično čistega železa, ki je popolnoma feritna, prikazana na sliki 3.15. Nasprotno pa ima jeklo evtektoidne sestave, to je železo z 0,8 % ogljika, mikrostrukturo, ki je povsem perlitna. Takšna mikrostruktura je pri nekoliko večji povečavi – zato, da se opazi njena lamelarna oblika – prikazana na sliki 3.16.



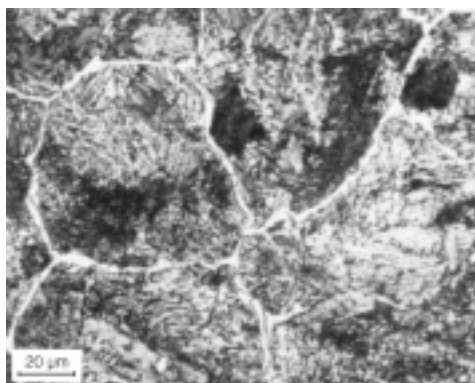
Slika 3.14: Mikrostruktura podevtektoidnega jekla, sestavljena iz ferita (svetlo) in perlita (temno). Lamelarna oblika perlita se zaradi premajhne povečave ne opazi.



Slika 3.15: Feritna mikrostruktura tehnično čistega železa z zelo malo ogljika



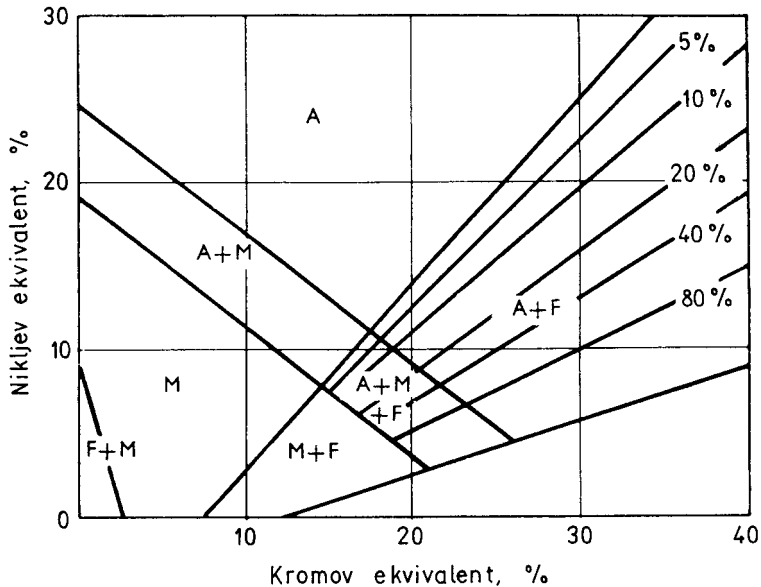
Slika 3.16: Mikrostruktura eutektoidnega jekla, sestavljena iz lamelnega perlita



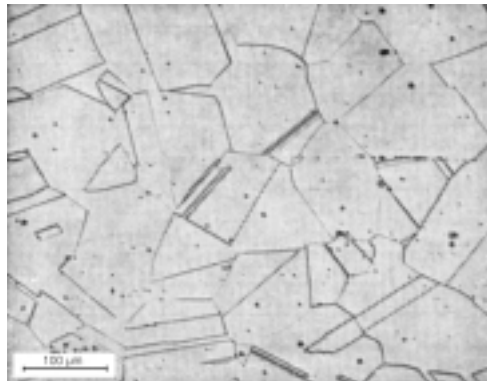
Slika 3.17: Mikrostruktura nadeutektoidnega jekla, sestavljena iz zrn perlita in sekundarnega cementita (belo), ki je v obliki mreže izločen po kristalnih mejah

Pri strjevanju jekel z nadeutektoidno sestavo, na primer jekla z 0,9 % C, pa prihaja med ohlajanjem iz avstenitnega področja do izločanja t. i. sekundarnega cementita po mejah avstenitnih zrn. Sekundarni cementit se prične izločati iz avstenita, ko je pri ohlajanju dosežena linija ES, ki označuje mejno topnost ogljika v avstenitu. Ko je pri nadaljnjem ohlajanju dosežena eutektoidna temperatura, pa se preostali avstenit, ki ima sedaj eutektoidno sestavo, transformira v perlit. Mikrostrukturo tovrstnega jekla zato sestavljajo perlitna zrna, obkrožena z mrežo sekundarnega cementita, kot je to prikazano na sliki 3.17.

Do sedaj smo obravnavali le dvokomponentne (binarne) zlitinske sisteme. Za razumevanje mikrostrukture jekel pa moramo vsaj omeniti, da dodajanje različnih legirnih elementov v večjih koncentracijah zelo močno vpliva na izoblikovanje mikrostrukture. Tako npr. elementi Mn, Ni odpirajo in širijo območje γ saj povzročajo tvorbo p.c.k. mreže avstenita, medtem ko nekateri drugi (Cr) zapirajo in ožijo območje γ ter pospešujejo tvorbo ferita. Kakšna bo mikrostruktura na primer visokolegirane Cr-Ni-jekla, lahko precej zanesljivo napovemo z uporabo



Slika 3.18: Schaefflerjev diagram ($\text{nikljev ekvivalent} = \% \text{Ni} + 30 \cdot \% \text{C} + 0,5 \cdot \% \text{Mn}$, $\text{kromov ekvivalent} = \% \text{Cr} + \% \text{Mo} + 1,5 \cdot \% \text{Si} + 0,5 \cdot \% \text{Nb}$)



Slika 3.19: Mikrostruktura nerjavnega krom-nikljevega jekla, sestavljena iz poligonalnih zrn avstenita

Schaefflerjevega diagrama, prikazanega na sliki 3.18. Ta se veliko uporablja v varilstvu za napovedovanje mikrostrukture varjenih spojev, zlasti pri varjenju raznorodnih jekel. Na osnovi tega diagrama lahko sklenemo, da so jekla z veliko kroma bodisi martenzitna (M) bodisi feritna (F), jekla z veliko niklja pa avstenitna (A). K jeklom z martenzitno mikrostrukturo se bomo še vrnil, tokrat povejmo le to, da je martenzit v teh nizkoogljičnih visokolegiranih jeklih, nasprotno od jekel za popljšanje, razmeroma mehak in žilav ter odporen proti kavitaciji (turbinsko jeklo). Jekla z veliko kroma in niklja pa so znana nerjavna jekla, ki so praviloma avstenitna. Mikrostruktura takšnega jekla z 18 % Cr in 8 % Ni je prikazana na sliki 3.19. Takšno

mikrostrukturo dobimo, če je bilo jeklo ogrevano pri temperaturi nad 1000 °C in naglo ohlajeno v vodi (**gašeno**). Z gašenjem, ki ga ne smemo zamenjevati s kaljenjem, ohranimo mikrostrukturo visokotemperaturne faze γ in preprečimo precipitacijo karbidov, ki bi nastala pri počasnem ohlajanju. Izločeni karbidi bi namreč v uporabi povzročili pojavljanje interkristalne korozije, česar pri nerjavnem jeklu ne želimo.

3.3.5 Kinetika faznih transformacij

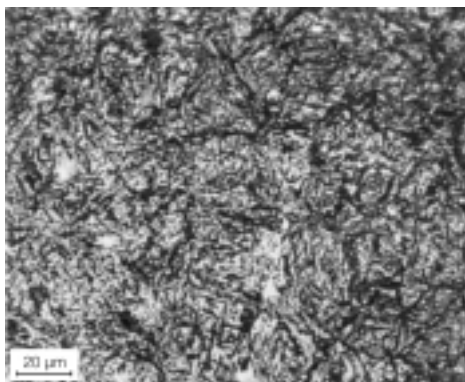
Do zdaj smo obravnavali le izoblikovanje mikrostruktur pri bolj ali manj ravnotežnih razmerah ohlajanja, to je pri zelo počasnem hlajenju, ko veljajo ravnotežni diagrami stanja. Če pa ohlajamo padevtektoidno jeklo, katerega ravnotežno mikrostrukturo že poznamo (slika 3.14), z dovolj veliko hitrostjo, to je vsaj 600 K/s iz avstenitnega področja (nad linijo GS v diagramu Fe-Fe₃C), se evtektoidni razpad ne more več izvršiti. P.c.k.-kristalna mreža avstenita se transformira v telesno centrirano tetragonalno mrežo (t.c.t.), v kateri ostane ves ogljik v jeklu prisilno raztopljen. Pravimo, da ima takšno jeklo, ki smo ga zelo hitro ohlajali (**kalili**), mikrostrukturo tetragonalnega **martenzita** (martenzit je kalilna mikrostruktura). Slika 3.20 prikazuje martenzitno mikrostrukturo kaljenega padevtektoidnega jekla. Martenzit je sestavljen iz ploščic, ki so v mikrostrukturi prikazane kot igle. Teh je brez števila. Ena sama ploščica se lahko izoblikuje v času 10^{-7} s. Fazna transformacija se realizira s kooperativnim



Vakuumska peč za toplotno obdelavo na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

premikom atomov (preklopna premena). Martenzitna mreža je v določenem kristalografskem odnosu z avstenitno mrežo; ploskev (110) martenzita je paralelna ploskvi (111) avstenita in smer [110] martenzita paralelna s smerjo [112] avstenita. Posledica prenasičenosti tetragonalne prostorsko centrirane mreže železa z ogljikom pa so mikronapetosti v kristalni mreži, kar se izraža tudi v veliki trdoti kaljenega jekla (pri eutektoidni sestavi 65 HRc). Ne smemo prezreti dejstva, da je prav delež ogljika v jeklu pogoj za veliko trdoto po kaljenju. Kaljeno jeklo je krhko in zato v mnogih primerih neuporabno. Kaljeno jeklo je treba **popustiti**, tj. segreti na določeno temperaturo, manjšo od A_1 . Pri tem se iz prenasičenega tetragonalnega martenzita izločijo najprej submikrometrski delci karbida (ϵ -karbid), martenzit pa preide v kubično obliko. Pri višjih temperaturah popuščanja preide karbid ϵ v Fe_3C , ogljik pa se v še večji meri izloča iz metastabilnega kubičnega martenzita. Proces izločanja so še zlasti kompleksni pri legiranih jeklih. S popuščanjem se trdota jekla zniža, močno pa naraste žilavost. Še zlasti pa se poboljša razmerje med natezno trdnostjo in napetostjo tečenja, saj slednja doseže celo 90 % natezne trdnosti. Zato tudi rečemo, da je kaljenje jekla skupaj s popuščanjem **poboljšanje**.

Slabše mehanske lastnosti od poboljšane ima **normalizirano** jeklo, ki je s temperatur v področju avstenita naglo ohlajeno na zraku. Postopek normalizacije je zato seveda bistveno cenejši od poboljšanja. Tudi mikrostruktura normaliziranega jekla še ni ravnotežna, saj se na primer iz ferita ni uspelo izločiti prebitnemu ogljiku v obliki terciarnega cementita. Perlit pa ostaja lamelarne oblike, zato je mikrostruktura normaliziranega jekla takšna, kot jo že poznamo (slika 3.14). Normalizirano stanje je navadno prodajno stanje jekla. Normalizacijo uporabljamo tudi, če želimo odpraviti sledove lite mikrostrukture, na primer za izboljšanje mikrostrukture in lastnosti varjenih spojev. Slika 3.21a prikazuje zelo grobo feritno-perlitno mikrostrukturo litega jekla z 0,25 % C. To je t. i. Widmannstättenska mikrostruktura, na katero pogosto naletimo tudi v varjenih spojih. Videz mikrostrukture istega jekla po normalizaciji, to je po 30 min žarjenja pri 860 °C ter ohlajanju na zraku, pa je prikazan na sliki 3.21b. Normalizirana mikrostruktura je očitno bolj drobna in enakomerna ter ima boljše mehanske lastnosti.

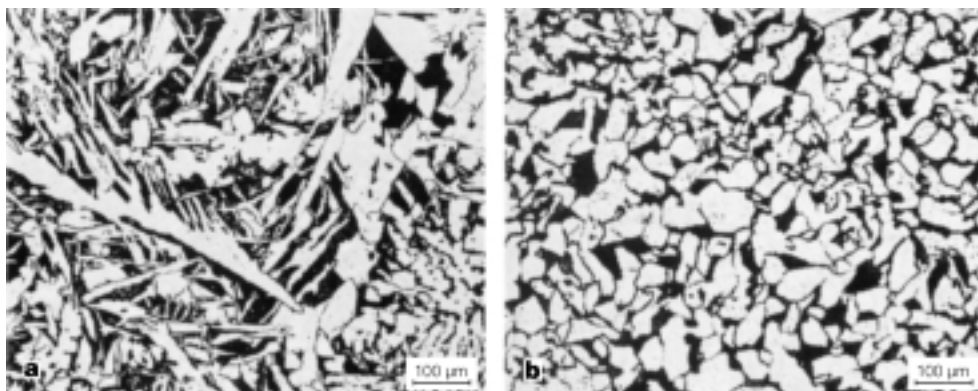


Slika 3.20: Martenzitna mikrostruktura podeutektoidnega jekla za poboljšanje

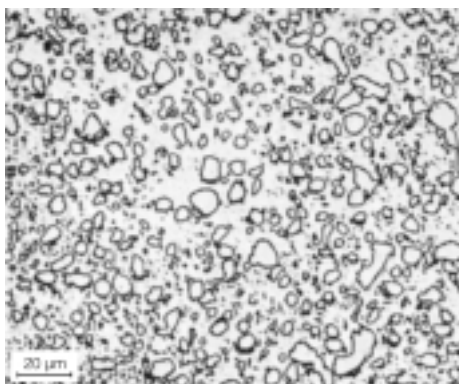
Oblika cementita je odvisna od procesa izločanja iz avstenita. Z izredno počasnim hlajenjem ali celo žarjenjem pri približno 700 °C (**sferoidizacijsko žarjenje**) lahko spremenimo obliko cementita v perlitu. Zmanjšanje površinske energije omogoča lamelam cementita preoblikovati se v okrogla zrnca. Tako obliko perlita označujemo kot zrnati ali globularni perlit, čeprav gre samo za zrnati cementit.

Zrnati perlit ima v primerjavi z lamelarnim (250 HB) precej manjšo trdoto (180 HB), zato jeklo sferoidizacijsko žarimo, če ga želimo mehansko obdelovati ali preoblikovati v hladnem. Mikrostruktura sferoidizacijsko žarjenega evtektoidnega jekla, ki je bilo žarjeno 10 ur pri 700 °C ter počasi ohlajeno v peči, je prikazana na sliki 3.22. Ves cementit je v zrnati obliki in o lamelah ni več niti sledu (glej za primerjavo sliko 3.16, na kateri je perlit v lamelarni obliki).

Zakovitosti razpada avstenita pri ohlajanju lahko zelo pregledno prikažemo s t. i. CCT-diagrami kontinuirnega ohlajanja (CCT = Continuous Cooling Transformation). Tak diagram je za jekla za poboljšanje z 0,25 % C, 1,4 % Cr, 0,5 % Mo in 0,25 % V na sliki 3.23. Na abscisi je v logaritemskem merilu nanesen čas ohlajanja v



Slika 3.21: Groba Widmannstättenska mikrostruktura litega jekla z 0,25 % C (a) ter mikrostruktura istega jekla po normalizaciji (b)



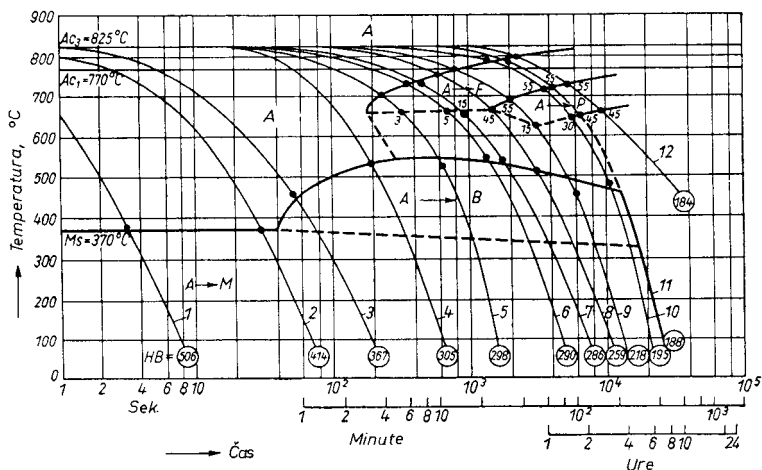
Slika 3.22: Zrnca cementita v feritni matici sferoidizacijsko žarjenega evtektoidnega jekla

sekundah, minutah in urah, na ordinati pa je temperatura. Označeni sta temperaturi premen Ac_3 in Ac_1 (indeks c pomeni segrevanje), vrisane pa so tudi ohlajevalne krivulje, označene s števili od 1 (kaljenje v vodi) do 12 (večurno ohlajanje v peči). Na koncu vsake krivulje je v krožcu navedena izmerjena trdota po Brinellu. V diagramu so vrisana polja mikrostruktur, ki jih krivulje sekajo pri ohlajanju.

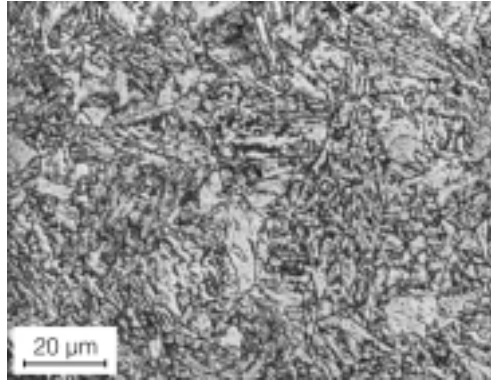
Pri zelo naglem zveznem ohlajanju, na primer kaljenju v vodi ali olju (ohlajevalni krivulji 1 in 2), se iz avstenita ne more izločiti ferit in tudi do eutektoidnega razpada ne more priti; avstenit se močno podhladi vse do temperature $M_s = 370\text{ }^\circ\text{C}$ (temperatura začetka martenzitne transformacije), ko se prične transformacija v martenzit. Mikrostruktura takšnega jekla je zato martenzitna s trdoto 400 do 500 HB.

Ohlajevalni krivulji 11 in 12 ustrezata kontinuirnemu ohlajanju s hitrostmi med 1,5 in 1 K/min. Kot vidimo, ti krivulji prečkata polje premene avstenita v ferit ($A \rightarrow F$) ter perlit ($A \rightarrow P$). Mikrostrukturo tako ohlajanega jekla že poznamo; sestavlja jo ferit in lamelarni perlit, trdota pa dosega 180 do 190 HB.

Velika skupina ohlajevalnih krivulj v diagramu na spodnji sliki pa seka polje transformacije avstenita v bainit ($A \rightarrow B$). Bainit nastaja v jeklih pri temperaturah, ki so nižje od tistih, pri katerih preneha rast perlita, in nad tisto, pri kateri se tvori martenzit. Mikrostruktura bainita, ali kot jo nekateri imenujejo mikrostruktura vmesne stopnje, je sestavljena iz ferita in karbida, vendar je razvrstitev in medsebojni položaj teh dveh faz bistveno drugačen kot pri perlitu. Bainit ima bodisi peresasto bodisi igličasto obliko. Nasprotno od perlitne stopnje, ko lahko difundirata še oba, tako železo kot ogljik, je za vmesno stopnjo (bainit) značilno, da lahko difundira le še ogljik. Premeno v tej stopnji zato lahko razumemo kot preklon p.c.k.-avstenita v popačeno t.c.k.-feritno mrežo, pri čemer se istočasno tako iz avstenita kot iz prenasičenega ferita izločajo karbidni delci.



Slika 3.23: CCT-diagram za jeklo z 0,25 % C, 1,4 % Cr, 0,5 % Mo in 0,25 % V

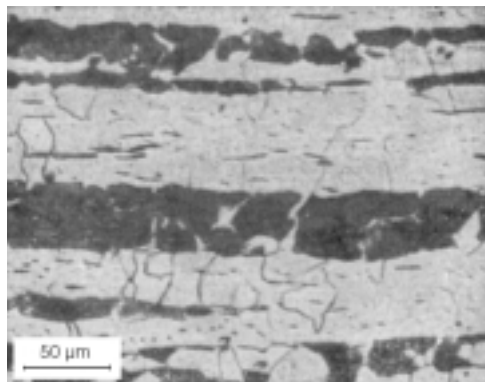


Slika 3.24: Bainitno-martenzitna mikrostruktura, nastala pri naglem hlajenju jekla za poboljšanje

Oglejmo si mikrostrukturo, ki je dosežena z ohlajevalno krivuljo 4. Avstenit se je v tem primeru transformiral deloma v bainit in deloma v martenzit, dosežena pa je bila trdota 305 HB. Mikrostruktura tega tipa je prikazana na sliki 3.24.

Bainit nastopa sam zelo redko. Največkrat ga spremljajo še druge mikrostrukturne sestavine.

Na koncu tega poglavja si oglejmo še mikrostrukturo, kakršno ima konstrukcijsko jeklo s približno 0,3 % ogljika po valjanju v vročem. Prikazana je na sliki 3.25. Zaradi izcejanja legirnih elementov in ogljika je mikrostruktura značilno trakasta, v feritni matici so posamezni vzdolžni pasovi perlita in razpotegnjeni vključki manganovega sulfida (MnS). Jeklo s takšno mikrostrukturo kaže anizotropijo mehanskih lastnosti; te so boljše v vzdolžni smeri, to je v smeri valjanja, in slabše v prečni smeri. Pri tem ne pozabimo, da pri porušitvi vzdolžno orientiranega nateznega ali žilavostnega preizkušanca razpoke napredujejo v prečni smeri, pri prečno orientiranem preizkušancu pa v vzdolžni smeri. Napredovanje razpok v prečni smeri glede na smer valjanja (torej v vzdolžno orientiranih preizkušancih) zahteva zaradi njihovega



Slika 3.25: Mikrostruktura v vročem valjanega jekla z 0,3 % ogljika. Ferit (svetlo) in perlit (temno) v trakovih, ozki razpotegnjeni vključki MnS

zaporednega reiniciiranja na posameznih trakovih perlita mnogo več energije, kot pa jo zahteva napredovanje razpok vzdolž trakov oziroma vzdolž razpotegnjenih vključkov manganovega sulfida (torej v prečno orientiranih preizkušancih).

Zgled 3.1

Določite povprečno velikost kristalnih zrn ferita v maloogljičnem jeklu, ki je bilo žarjeno 15 minut pri 950 °C in ohlajeno na zraku (drobnozrnata mikrostruktura je prikazana na sliki 3.26a) ali 30 minut pri 950 °C in ohlajeno na zraku (grobozrnata mikrostruktura je prikazana na sliki 3.26 b).

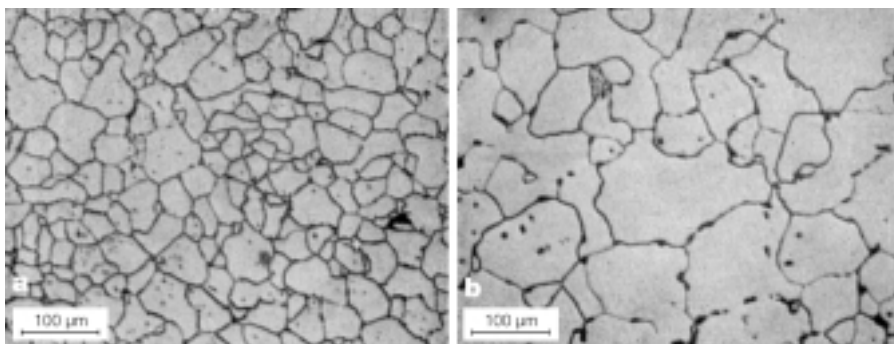
Velikost poligonalnih kristalnih zrn ferita določimo s primerjalno tabelo po ASTM, prikazano na sliki 3.27. Bistveno je, da za to primerjavo uporabimo slike mikrostruktur pri 100-kratni povečavi. Primerjava slik 3.26a in 3.26b s primerjalno tabelo po ASTM pokaže, da gre v primeru drobnozrnatega jekla (slika 3.26a) za velikost kristalnih zrn ferita pretežno 6 po ASTM (posamezna zrna so tudi nekoliko večja oziroma nekoliko manjša od tega razreda), v primeru grobozrnatega jekla, ki je takšno postalo zaradi dolgotrajnega izotermičnega žarjenja pri temperaturi 950 °C (slika 3.26b), pa za velikost kristalnih zrn ferita pretežno 3 po ASTM (spet so posamezna zrna tudi nekoliko večja oziroma nekoliko manjša od tega razreda).

Število zrn na mm² površine obrusa z ter velikostni razred po ASTM N povezuje enačba:

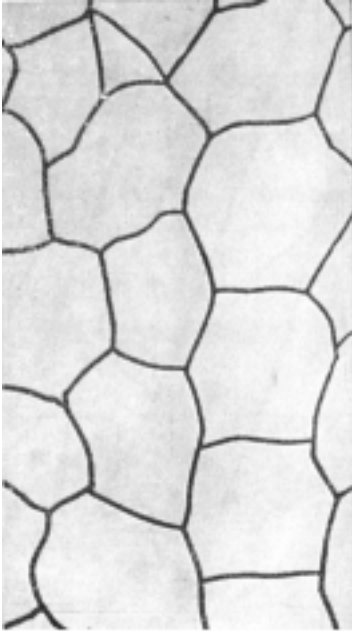
$$z = 16 \cdot 2^{N-1} \quad (3.2)$$

Po enačbi (3.2) dobimo v primeru velikostnega razreda 6 po ASTM:

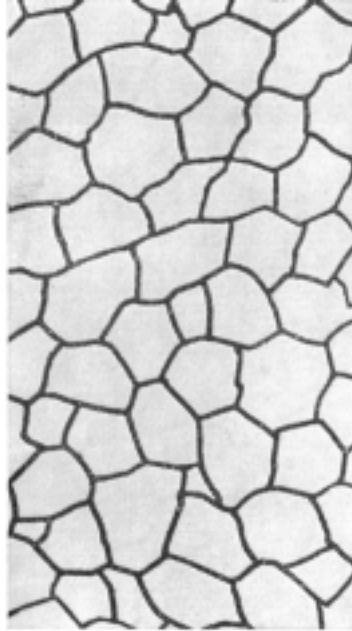
$$z = 16 \cdot 2^{6-1} = 16 \cdot 32 = 512 \text{ zrn/mm}^2$$



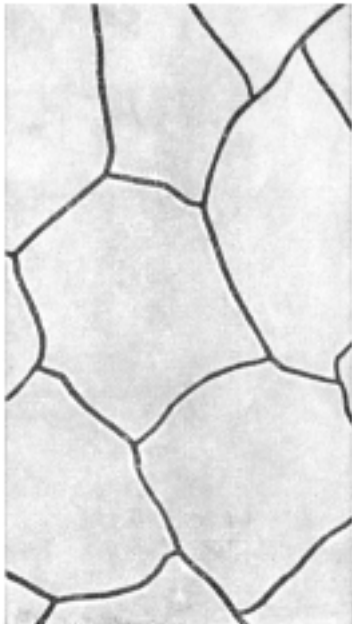
Slika 3.26: Mikrostruktura mehkega jekla z 0,04 % C pri 100-kratni povečavi, in sicer po 15-minutnem žarjenju pri 950 °C in ohlajanju na zraku (a), ter mikrostruktura istega jekla po 30-minutnem žarjenju pri 950 °C in ohlajanju na zraku (b)



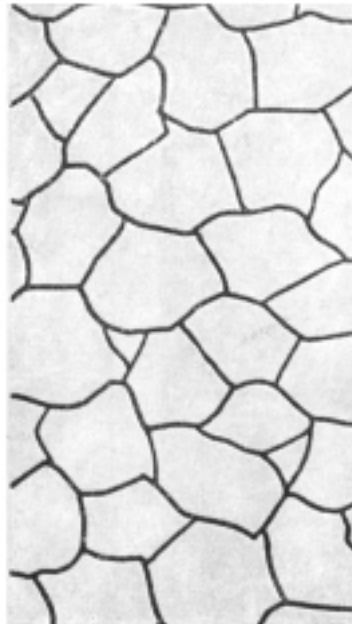
Velikost zrn št. 2



Velikost zrn št. 4

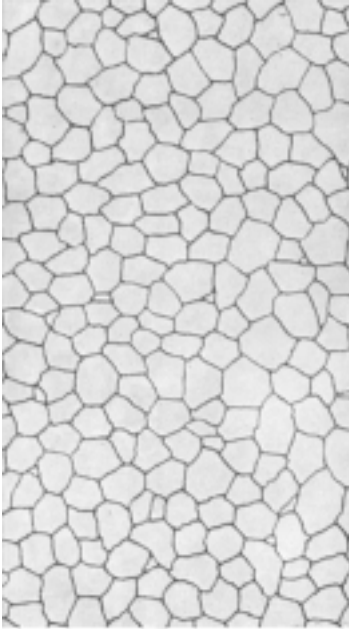


Velikost zrn št. 1

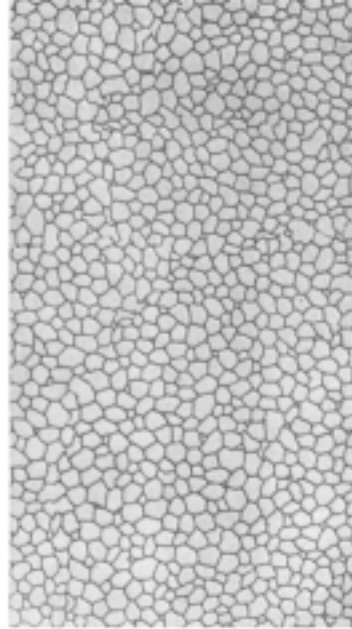


Velikost zrn št. 3

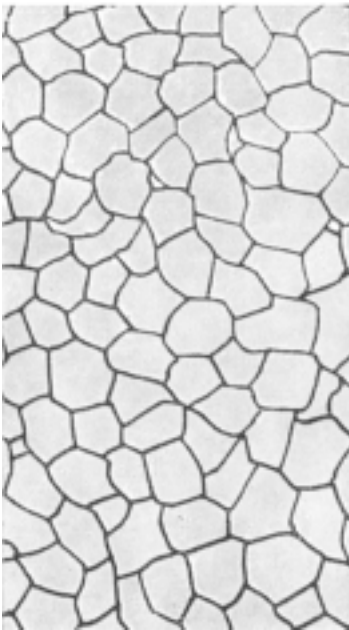
Slika 3.27a: Zaporedje primerjalnih slik za določevanje velikosti zrn po ASTM (velja pri povečavi mikroskopa 100-krat)



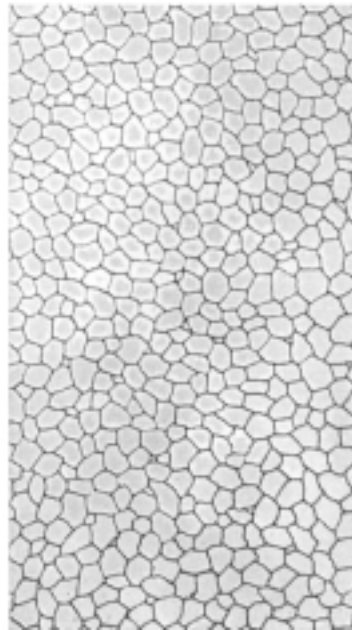
Velikost zrn št. 6



Velikost zrn št. 8



Velikost zrn št. 5



Velikost zrn št. 7

Slika 3.27b: Zaporedje primerjalnih slik za določevanje velikosti zrn po ASTM (velja pri povečavi mikroskopa 100-krat)

kar pomeni, da so poligonalna feritna zrna velika v povprečju po 44 μm (površina posameznih zrn približno 1950 μm^2).

V primeru velikostnega razreda 3 po ASTM pa imamo:

$$z = 16 \cdot 2^{3-1} = 16 \cdot 4 = 64 \text{ zrn/mm}^2$$

kar pomeni, da so poligonalna feritna zrna velika v povprečju po 125 μm (površina posameznih zrn približno 15600 μm^2).

Grobozrnata mikrostruktura, prikazana na sliki 3.26b, ima torej feritna kristalna zrna, ki imajo površino v povprečju 8-krat večjo od površine feritnih zrn pri drobnozrnati mikrostrukturi istega jekla, prikazani na sliki 3.26a.

Omenili smo že, da moramo za določevanje velikosti kristalnih zrn s primerjalno tabelo po ASTM praviloma uporabljati slike mikrostruktur pri 100-kratni povečavi. Če namesto te povečave uporabimo 200-kratno, je ocenjena velikost kristalnih zrn večja za 2 razreda po ASTM, če pa namesto 100-kratne povečave uporabimo 50-kratno, je ocenjena velikost kristalnih zrn manjša za 2 razreda po ASTM.

Danes obstajajo že tudi drobnozrnata mikrolegirana jekla s zelo drobnimi zrni (nad 8 po ASTM), tako da tabela na sliki 3.27 ni več uporabna. V takšnih primerih si pri določanju velikosti kristalnih zrn lahko pomagamo z izbiro primerno večje povečave.

PLASTIČNA DEFORMACIJA KOVINSKIH MATERIALOV

Kovine so elasto-plastična trdna telesa, ki se zaradi delovanja zunanjih sil deformirajo, najprej elastično in nato še plastično. Nasprotno od elastičnih deformacij, ki so reverzibilne, pa je plastična deformacija kovin, pri kateri nastanejo spremembe oblike in dimenzij, trajna. Rentgenske strukturne raziskave so pokazale, da se pri plastični deformaciji kovin ne spremeni razdalja med atomi v kristalni mreži, kar pomeni, da ostaja razporeditev atomov identična razporeditvi pred deformacijo, in to ne glede na mehanizem deformacije, ki je lahko različen. Plastična deformacija kovin v hladnem se na nivoju kristalne mreže odvija predvsem z drsenjem dislokacij in redkeje z dvojčenjem. Slednje je možno pri nizkih temperaturah in velikih hitrostih deformacije. S povečevanjem deformacije narašča gostota dislokacij, njihovo gibanje postaja vedno bolj ovirano in zato oteženo. Kakršnokoli oviranje dislokacij pri drsenju ima za posledico utrjevanje kovin in zlitin. Deformacijskemu utrjevanju nasprotna procesa sta poprava in rekristalizacija, ki potekata pri povišanih temperaturah in ki kovinskemu materialom spet povrneta preoblikovalnost. Ta omogoča, da iz kovinskih materialov z različnimi preoblikovalnimi postopki (kovanje, valjanje, vlečenje) pri navadnih ali povišanih temperaturah izdelamo različne polizdelke (trakove, profile, cevi) ali pa že kar končne izdelke.

4.1 Dislokacije in napetostno-deformacijske krivulje

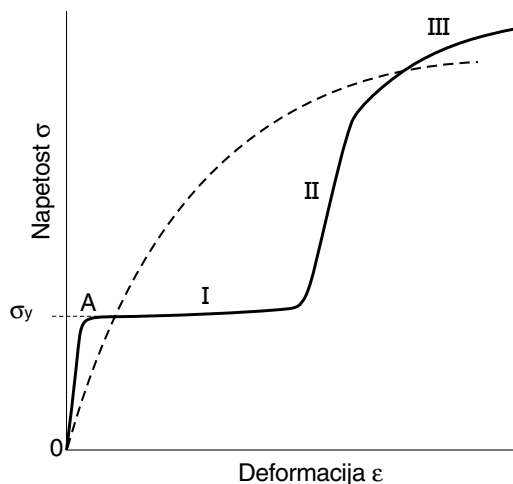
V predhodnih poglavjih je bilo omenjeno, kako se z gibanjem dislokacij kristalna snov, bodisi enoviti kristal (monokristal) bodisi polikristalni agregat, plastično deformira. V tem poglavju pa se bomo osredotočili na krivulje napetost-deformacija, to je na t. i. krivulje utrjevanja, kot jih dobimo pri nateznem preizkusu monokristalov, in jih skušali pojasniti z gibanjem ter interakcijo dislokacij, odgovornih za plastično tečenje. Slika 4.1 prikazuje splošno obliko krivulje napetost-deformacija, kot jo dobimo pri nateznem preizkusu kovinskega monokristala.

Detalji na tej sliki, na primer dolžina stadija I, so odvisni od mnogih faktorjev, na primer od kristalne strukture (krivulja na sliki 4.1 je značilna predvsem za p.c.k.-kristale), orientacije in čistoče kovine. Za primerjavo je v diagramu na sliki 4.1 vrisana še črtkana odvisnost, kot jo dobimo pri nateznem preizkusu polikristalnega agregata. Kot je znano, lahko to odvisnost zapišemo s potenčno funkcijo oblike:

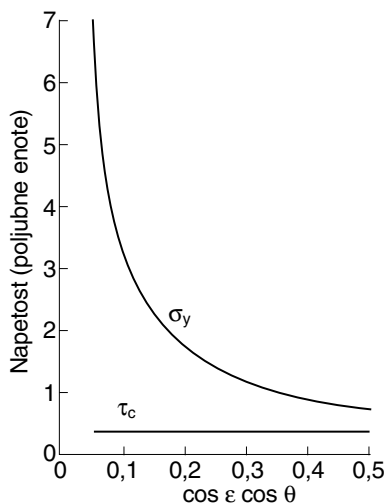
$$\sigma = C \varepsilon^n \quad (4.1)$$

Enačba (4.1) je znana kot **Ludwik-Hollomonova**, v kateri je C trdnostni koeficient, n pa je eksponent deformacijskega utrjevanja. Kot bomo videli kasneje, je eksponent deformacijskega utrjevanja numerično enak pravemu enakomernemu raztezkju pri natezanju, to je raztezkju do pojavljanja plastične nestabilnosti in nastajanja zoženja na nateznem preizkušancu. Povejmo še, da je napetost σ v enačbi (4.1) t. i. prava napetost (*angl.: true stress*), to je napetost, izračunana za dejanski presek preizkušanca (in ne za začetni presek, kot je to navadno v inženirski praksi), raztezek ε pa je prava deformacija (*angl.: true strain*), namreč logaritemska deformacija.

Začetnega območja O-A na krivulji utrjevanja monokristala ne bomo posebej obravnavali, saj spada k elastični deformaciji (na sliki 2.8 to ustreza majhnemu



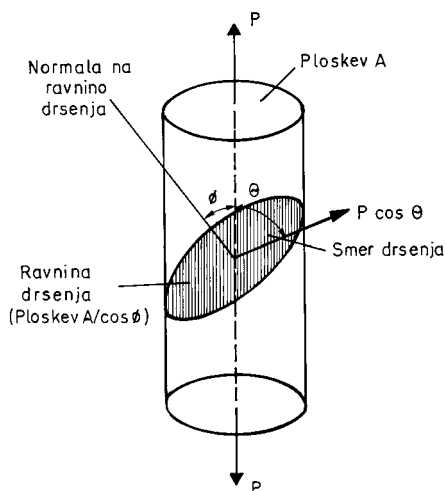
Slika 4.1: Splošna oblika krivulje napetost-deformacija kovinskega monokristala. Za primerjavo je prikazana še odvisnost za polikristalni agregat (črtkano).



Slika 4.2: Spreminjanje natezne napetosti (tečenja) σ_y od orientacije kristala. V nasprotju s to napetostjo je kritična strižna napetost τ_c konstantna

premiku atomov iz ravnotežnega položaja, po prenehanju obremenjevanja pa se ti atomi vrnejo v ravnotežni položaj). Ukvarjali se bomo torej le s plastično deformacijo ter s tem povezanim stadijem utrjevanja I, II in III.

Opazujmo natezno napetost v začetku stadija I, to je napetost σ_y , potrebna za začetek plastične deformacije. Ta napetost, ki jo imenujemo **napetost tečenja**, je odvisna od orientacije kristala glede na os natezanja in je, kot je to prikazano na sliki 4.2, odvisna od kota med smerjo natezanja in normalo na drsno ravnino in od kota med smerjo natezanja in smerjo drsenja (to sta kota, ki sta na sliki 4.3 označena s ϕ oziroma θ).



Slika 4.3: Določevanje komponente strižne napetosti v drsni ravnini in smeri drsenja za cilindrični monokristal

To seveda ni presenetljivo, če upoštevamo, da drsenje dislokacij povzroči **strižna napetost** v drsni ravnini in v smeri drsenja. To kritično napetost bomo sedaj določili.

Slika 4.3 prikazuje prerez, ki ga na cilindričnem, natezno obremenjenem monokristalu tvori neka drsna ravnina. Če je A prerez monokristala, je šrafiran prerez, ki predstavlja drsno ravnino, enak $A/\cos \phi$. Aksialno delujočo natezno silo označimo s P, njeno komponento v smeri drsenja pa s $P \cos \theta$.

Komponenta strižne napetosti v ravnini in v smeri drsenja (*angl.: resolved shear stress* τ) bo zato:

$$\tau = \frac{P \cos \theta}{\frac{A}{\cos \phi}} = \frac{P}{A} \cos \theta \cos \phi = \sigma \cos \theta \cos \phi \quad (4.2)$$

Zgornja enačba je znana kot **Schmidov zakon**, njen del $\cos \theta \cos \phi$ pa kot Schmidov faktor. Če v enačbo (4.2) vstavimo zapovrstjo različne napetosti tečenja, kot jih dobimo pri nateznem preizkusu različno orientiranih monokristalov, potem za τ vedno dobimo enako vrednost, namreč kritično vrednost komponente strižne napetosti (critical resolved shear stress) τ_c .

Vemo, da imajo enoviti kristali veliko število drsnih sistemov (na primer h.g.z.-monokristali tri, t.c.k.-monokristali pa dvanajst), zato bo za določeno smer delujoče napetosti imel vsak sistem svoje vrednosti za ϕ in θ ter zato različne Schmidtove faktorje. Drsni sistem, ki postane operativen, ko je dosežen začetek stadija I, imenujemo **primarni drsni sistem**. To je drsni sistem, kjer je najprej dosežena kritična vrednost komponente strižne napetosti (sistem z največjo vrednostjo Schmidtovega faktorja).

4.2 Mehanizmi utrjevanja. Deformacijsko utrjevanje

Kot je prikazano na sliki 4.1, je stadij I, ki ga imenujemo **stadij lahkega drsenja**, skoraj linearen. V tem stadiju je utrjevanje, to je naklon $d\sigma/d\epsilon$, majhno. Aktiviran je namreč en sam drsni sistem (primarni sistem drsenja), dislokacije zato drsijo le po paralelnih drsnih ravninah. Napetost pri gibanju dislokacij je potrebna le za premagovanje elastičnih napetosti dolgega dosega, to je za premagovanje elastičnih napetosti drugih dislokacij in za generiranje novih dislokacij, to je za delovanje Frank-Readovih izvirov.

V stadiju II, ki ga imenujemo tudi **stadij linearnega utrjevanja**, se na površini kristala pojavijo kratke drsne črte, ki izvirajo od sekundarnih drsnih sistemov (operativnih postane več različnih drsnih sistemov). Dislokacije se pri gibanju srečujejo, pri čemer nastanejo t. i. **Lomer-Cottrellove zapreke**, pred katerimi se kopičijo dislokacije in zaustavljajo delovanje Frank-Readovih dislokacijskih izvirov.

Poleg tega nastajajo na sekajočih se dislokacijah **pragovi** in **kolena**, ki tudi prispevajo k utrjevanju. Posledica tega je velika utrditev v stadiju II, ki narašča sorazmerno z deformacijo. Stadiju II sledi III ali **stadij paraboličnega utrjevanja (stadij dinamične poprave)**. Napetost je sedaj že dovolj velika za rekombinacijo parcialnih dislokacij, ki so bile v stadiju II blokirane z Lomer-Cottrellovimi zaprekami. Vijačne dislokacije v tem stadiju lahko prečno drsijo in tako premagujejo ovire. Posledica tega je zmanjšanje hitrosti utrjevanja v stadiju III. Poleg tega lahko pri povišanih temperaturah robne dislokacije premagujejo ovire s plezanjem. Plezanje robnih dislokacij je, tako kot rekombinacija parcialnih dislokacij, termično aktiviran proces, zato je stadij III močno temperaturno odvisen.

Omenili smo že, da pri deformaciji polikristalnega agregata ni stadija I in II, pač pa le parabolično utrjevanje (slika 4.1). Pri polikristalnem agregatu se namreč posamezno zrno ne more deformirati neodvisno od deformacije sosednjih zrn, ker se mora ohranjati skupna meja zrn. To pa je možno le, če poteka drsenje v vsakem zrnu na več drsniških sistemih hkrati. Velja, da se mora aktivirati najmanj pet neodvisnih drsniških sistemov v vsakem zrnu. Zato se plastična deformacija ne prične v trenutku, ko je dosežena kritična strižna napetost na najugodnejše orientiranem drsnem sistemu, ampak šele, ko so izpolnjeni pogoji pri petih neodvisnih drsniških sistemih v vseh kristalnih zrnih. Hitrost utrjevanja polikristalnega vzorca je zato do stopnje deformacije približno 10 % ($\epsilon \approx 0,1$) večja od hitrosti utrjevanja monokristala, polikristalni vzorci pa imajo zato tudi višjo napetost tečenja od monokristala. Pri velikih stopnjah deformacije postaneta obe hitrosti utrjevanja podobni.

Pri plastični deformaciji monokristala narašča gostota dislokacij od navadne vrednosti približno $\rho = 10^6 \text{ cm}^{-2}$, značilne za mehko žarjene kovine, do vrednosti, ki so za nekaj redov velikosti višje. Če z R označimo razdaljo med dislokacijami, ki prebadajo edinično ploskev, potem na zelo enostaven način dobimo odvisnost med gostoto dislokacij in njihovo medsebojno razdaljo. Velja namreč:

$$R = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (4.3)$$

Seeger je privzel, da se dislokacije v takšnem primeru lahko ukrivijo le do radija, ki ni večji od R . Iz enačbe (2.9) izhaja, da je za to potrebna strižna napetost $\tau = Gb/R$. S kombiniranjem obeh enačb dobimo končno:

$$\tau = Gb\sqrt{\rho} \quad (4.4)$$

Pri p.c.k.-kovinah so potrdili zgornjo odvisnost s konstanto β v obliki:

$$\tau = \beta Gb\sqrt{\rho} \quad (4.5)$$

medtem ko za t.c.k.- in h.g.z.-kovine velja:

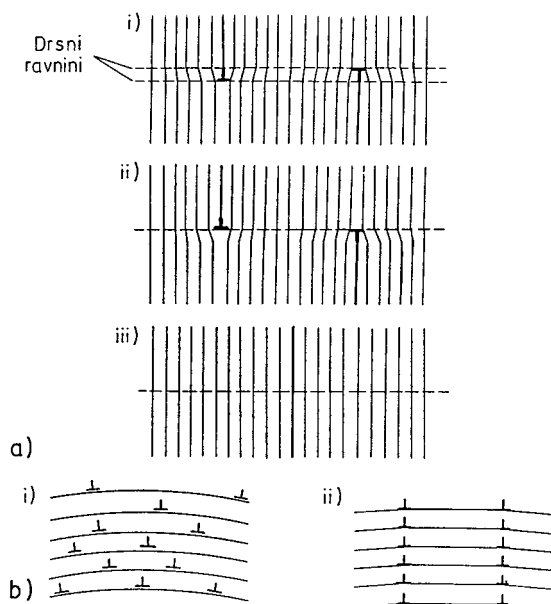
$$\tau = \tau_0 + \alpha Gb\sqrt{\rho} \quad (4.5a)$$

Pri tem je α za kovino značilna konstanta, napetost τ_0 pa je zelo blizu Peierls-Nabarrovi napetosti za premagovanje mrežnega trenja v idealnem kristalu.

Omenili smo že, da je deformacijsko utrjevanje kovinskih monokristalov in polikristalnih agregatov posledica medsebojnih interakcij dislokacij. Pri polikristalnih kovinah se temu utrjevanju pridruži še utrjevanje, ki ga povzročajo za dislokacije neprehodne meje kristalnih zrn. Meje kristalnih zrn so namreč nekoherentne, kar pomeni, da se kristalne ravnine, v katerih drsijo dislokacije, končajo na mejah zrn, dislokacije pa se kopičijo pred mejo kot pred oviro.

Deformacijsko utrjevanje je uporaben način za povečanje napetosti tečenja in trdnosti polikristalnih kovin, vendar pa ima ta način utrjevanja svoje slabosti in omejitve. Zaradi parabolične oblike deformacijske krivulje je namreč – potem ko je bila kovina že močno deformirana – potreben zelo velik prirastek deformacije že za majhno nadaljnje povečanje napetosti tečenja. Po drugi strani pa se z napetostjo tečenja pri deformacijskem utrjevanjem lahko že zelo približamo trdnosti kovine, zaradi česar je izrabljen že velik del njene plastičnosti in lahko postane varnost konstrukcije dvomljiva.

Deformacijsko utrjevanje tudi ni primeren način v primerih, ko je konstrukcija v uporabi pri višjih temperaturah. Razlog za to je, da so dislokacije termodinamično neravnotežne napake. Če je difuzija v trdnem dovolj hitra (navadno pri temperaturah nad $0,4 T_m$, pri čemer je T_m absolutna temperatura tališča), potem pride do preurejanja



Slika 4.4: Nekaj procesov poprave; (a) anihilacija dveh robnih dislokacij potem, ko sta iz različnih (i) splezali v isto drsno ravnino (ii), in (b) poligonizacija naključno porazdeljenih robnih dislokacij, ko nastane dislokacijska konfiguracija z nizko energijo

in anihilacije dislokacij. Proces je znan kot **poprava**. Ta povzroči majhno zmanjšanje napetosti tečenja zaradi zmanjšanja števila dislokacij in njihovega preurejanja, do katerega pride zato, da se zmanjša prosta energija kristala. Pri tem ostane mikrostruktura kristalnih zrn nespremenjena. Povejmo še, da se med popravo predvsem močno zmanjša število praznin (le-te so termodinamsko ravnotežne napake). Slika 4.4 prikazuje dva procesa poprave, ki oba vključujeta termično aktivirano plezanje robnih dislokacij. Pri prvem od teh dveh mehanizmov (slika 4.4a) nastaja vzajemna anihilacija dveh robnih dislokacij nasprotnega znaka in tako prihaja do zmanjšanja gostote dislokacij, pri drugem (slika 4.4b) pa preurejanje dislokacij v konfiguracijo z nižjo energijo, proces pa opisujemo kot **poligonizacijo**. V tem primeru namreč pride do medsebojne kompenzacije nateznih in tlačnih napetostnih polj vertikalno grupiranih robnih dislokacij.

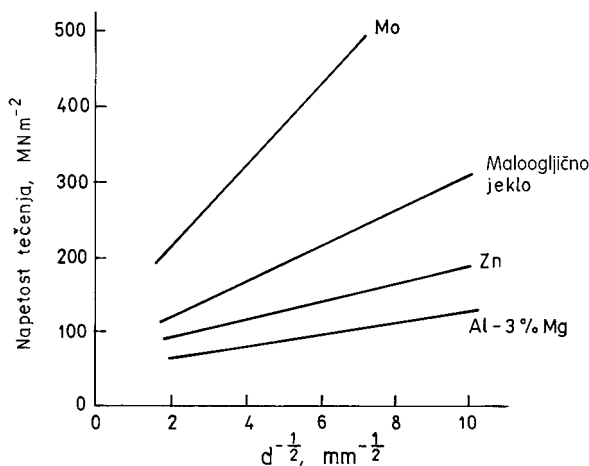
Pri še višjih temperaturah (vendar pa npr. pri železu in jeklu pod temperaturo fazne transformacije) nastane **rekristalizacija**, napetost tečenja pa se zniža na prvotno vrednost. Rekristalizacija pomeni nukleacijo in rast novih zrn z nizko gostoto dislokacij v matici deformiranih zrn. Prosta energija kovine se zaradi zmanjšanja gostote dislokacij med rekristalizacijo zelo zmanjša (skoraj vsa nakopičena energija v kovini je namreč elastična energija dislokacij). Z drugimi besedami: energija dislokacij je gonilna sila za rekristalizacijo. Sledi, da bo močno deformirana kovina z visoko gostoto dislokacij rekristalizirala hitreje kot tista, ki je bila le malo deformirana.

Kot zanimivost navedimo še, da nekatere kovine in zlitine rekristalizirajo že pri sobni temperaturi. Takšen je na primer svinec, ki zato ostaja mehak in koven. Druge kovine in zlitine pa prav zato predelujemo pri višjih temperaturah, pri katerih rekristalizacija in mehčanje potekata sproti, nekatere pa ne rekristalizirajo niti pri temperaturi 1000 °C (W, Mo, ...), temveč šele nad 1200 °C.

4.3 Utiranje, ki ga povzročajo meje zrn

Meje zrn delujejo kot fizične prepreke za dislokacije, zato jih ovirajo pri gibanju ter povzročajo njihovo kopičenje (*angl.: pile-up*). Omenili smo že, da je zato tako, ker so velikotne kristalne meje, katerih debelina ne presega nekaj desetink nanometra, nekoherentne. Stičišča med zrnoma so pri takšni meji naključno porazdeljena po njej. Poleg atomov, ki pripadajo obema zrnoma, so tam tudi atomi, ki ne pripadajo nobenemu zrnju. Kristalne ravnine se na meji končajo in se ne nadaljujejo zvezno v naslednje kristalno zrnjo. Očitno je gibanje dislokacij oteženo tem bolj, čim večja je površina kristalnih mej na enoto volumna (čim manjša so kristalna zrna). Posledica tega je zvišana napetost tečenja, kar opisuje **Hall-Petchova enačba**:

$$\sigma_y = \sigma_i + \frac{k_y}{\sqrt{d}} \quad (4.6)$$



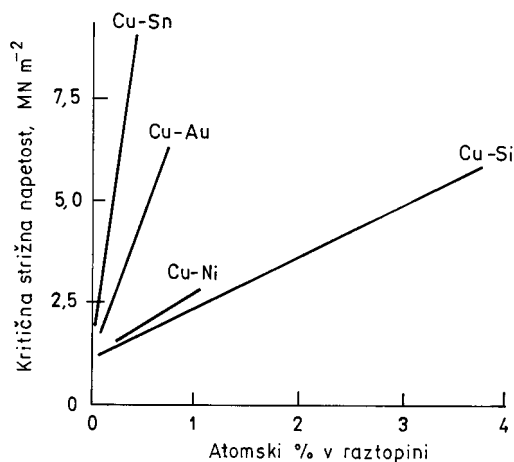
Slika 4.5: Vpliv velikosti kristalnih zrn na napetost tečenja

pri čemer je d velikost (premer) zrn, σ_i in k_y pa sta pri dani temperaturi konstanti: σ_i opisuje upor kristalne mreže proti gibanju dislokacij (mrežno trenje) in je blizu Peierls-Nabarrovi napetosti, k_y pa je povezan z operativnostjo dislokacijskih izvirov. V diagramu na sliki 4.5 je prikazana odvisnost med napetostjo tečenja nekaterih kovin in velikostjo kristalnih zrn ($1/\sqrt{d}$). V vseh primerih dobimo linearno odvisnost.

4.4 Zlitinsko utrjevanje

Navadni način utrjevanja kovin je primešanje atomov topljenca v mrežo topila in nastanek **trdne raztopine**, to je **zlitine**. Energija napake zloga z rastočo koncentracijo primesnih atomov praviloma pada (širina napake zloga se zato povečuje), dislokacije disociirajo, njihovo plezanje in prečno drsenje pa je zavrto, zaradi česar se poveča napetost tečenja. Še pomembnejše pa je utrjevanje, ki ga povzročajo elastičnostna deformacijska polja v okolici primesnih atomov. Zaradi teh polj se pojavi motnja v periodičnosti Peierls-Nabarrove sile in se poveča mrežno trenje. Substitucijski atomi (na primer atomi Si ali pa Mn v Fe) povzročijo nastanek simetričnih deformacijskih polj in razmeroma majhno utrjevanje, le nekaj MPa na vsak atomski odstotek topljenca. Teoretični model pokaže, da v primeru zlitinskega utrjevanja substitucijskega tipa narašča napetost tečenja (oz. kritična strižna napetost pri monokristalih) linearno z atomskim deležem primesnih atomov, kot je to prikazano v diagramu na sliki 4.6 za primer substitucijskega utrjevanja monokristala bakra. Očitno je učinek različnih primesnih atomov različen, kar je posledica različnih medsebojnih razmerij med atomskimi premeri topila in topljenca. Večja kot je ta razlika, kot je to na primer pri kositru v bakru, večji je tudi utrjevalni učinek.

Intersticijski atomi (na primer atomi C ali N v t.c.k.-Fe) pa nasprotno od substitucijskih povzročajo nesimetrična popačenja kristalne mreže z normalnimi in



Slika 4.6: Vpliv različnih primesnih atomov na kritično strižno napetost monokristala bakra

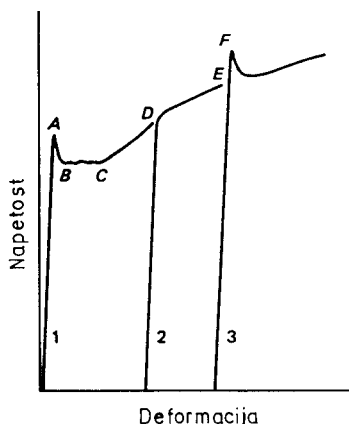
strižnimi komponentami napetosti. Zaradi tega intersticijski primesni atomi reagirajo z robnimi in vijačnimi dislokacijami (substitucijski primesni atomi zaradi simetrične oblike deformacijskih polj reagirajo le z robnimi dislokacijami). Posledično povzročijo atomi C ali N v t.c.k.-železu močna tetragonalna popačenja mreže, vezavne energije teh atomov, to je njihove energije interakcije z dislokacijami, pa so zato nekajkrat večje od tistih za substitucijske atome. Posledica tega je tudi znatnejše utrjevanje, saj že dodatek desetinke atomskega odstotka intersticijskega elementa poveča napetost tečenja tudi za več sto MPa. Povečanje napetosti tečenja pa v tem primeru ni linearno s koncentracijo primesnih atomov, ampak zanj približno velja:

$$\sigma_y \propto \sqrt{C} \quad (4.7)$$

pri tem je s C označena koncentracija primesnih intersticijskih atomov v at. %.

Pri zlitinskem utrjevanju s primesnimi atomi kaže omeniti še prehodni pojav, kot je nastajanje **Cottrellove atmosfere**. Če je namreč temperatura dovolj visoka za difuzijo primesnih atomov, bodo le-ti zaradi privlačnostnih interakcij difundirali k dislokacijam in tvorili okrog njih (Cottrellov) oblak ali atmosfero. V takem oblaku je lokalna koncentracija primesnih atomov večja od nominalne koncentracije v trdni raztopini C_0 . Pri deformaciji take zlitine pri nižji temperaturi je treba za začetek drsenja povečati zunanjo silo (napetost) nad vrednost, potrebno za začetek drsenja v homogeni trdni raztopini s koncentracijo primesnih atomov enako C_0 . Dislokacije, ki so imobilizirane s Cottrellovo atmosfero, je namreč pred tem treba iztrgati iz nje. Ko so dislokacije iztrgane iz oblaka primesnih atomov pa seveda, dokler ne nastopi deformacijsko utrjevanje, zadošča za njihovo drsenje manjša strižna napetost (približno napetost, ki ustreza σ_y v trdni raztopini s koncentracijo primesnih atomov enako C_0).

Na deformacijski krivulji se ta pojav izraža v obliki **izrazite napetosti tečenja** (slika 4.7).



Slika 4.7: K ilustraciji izteznega staranja: (1) natezni preizkušavec obremenjen do točke D in nato razbremenjen, (2) isti preizkušavec obremenjen do točke E, potem ko je bil natezan neposredno po razbremenitvi, (3) isti preizkušavec (krivulja 2), potem ko je bil najprej nekaj časa staran pri nekoliko višji temperaturi in deformiran do točke F (ponovno izrazita napetost tečenja) in do še večjih deformacij

Zgornja napetost tečenja (točka A na sliki 4.7) ustreza napetosti, potrebni za iztrganje dislokacij iz oblaka primesnih atomov, spodnja napetost tečenja (točka B na sliki 4.7) pa ustreza napetosti za njihovo nadaljnje drsenje. Izrazita napetost tečenja je, kot že rečeno, posebno opazna pri intersticijskih trdnih raztopinah zaradi večje vezavne energije med primesnimi atomi in dislokacijami kot pri substitucijskih trdnih raztopinah.

Oglejmo si nekoliko podrobneje vse tri deformacijske krivulje na sliki 4.7, ki so vse dobljene pri deformaciji istega vzorca. Kot prikazuje krivulja 1, poteka nadaljnja deformacija za točko B pri skoraj konstantni napetosti do točke C, kjer se začne utrjevanje. Vzemimo, da smo vzorec deformirali do točke D. Če vzorec v tej točki razbremenimo in takoj ponovno obremenimo, ugotovimo, da se do točke D deformira elastično, dalje pa plastično, vendar brez izrazite napetosti tečenja (krivulja 2). Ko tak vzorec v točki E razbremenimo in ga nekaj časa **staramo** v primernih okoliščinah (**iztežno staranje**, kar pomeni, da ga nekaj časa zadržujemo navadno pri nekoliko višji temperaturi od sobne, da pospešimo proces difuzije intersticijskih atomov in tvorjenje Cottrellove atmosfere), ugotovimo pri ponovni obremenitvi (krivulja 3), da se je izrazita napetost tečenja regenerirala. Hitrost regeneracije je odvisna od hitrosti difuzije primesnih atomov. V mehkem železu je za regeneracijo izrazite napetosti tečenja potrebno večurno staranje pri sobni temperaturi, medtem ko se pri 200 °C ostra meja regenerira že po nekaj sekundah. Oblike teh krivulj postanejo razumljive, če upoštevamo, da smo v točki A na krivulji 1 dislokacije iztrgali iz Cottrellovega oblaka in da se torej na poljubni točki krivulje 1 (desno od A) nahajajo zunaj atmosfere primesnih atomov, torej tudi v točki D. Če je čas med razbremenitvijo v točki D in ponovno obremenitvijo dovolj kratek (in temperatura dovolj nizka), potem se do nove obremenitve ne morejo tvoriti nove primesne atmosfere okrog dislokacij. Pri daljših časih staranja oziroma višjih temperaturah pa primesni atomi difundirajo k dislokacijam in jih ponovno obdajo s Cottrellovimi oblaki.

4.5 Disperzijsko utrjevanje

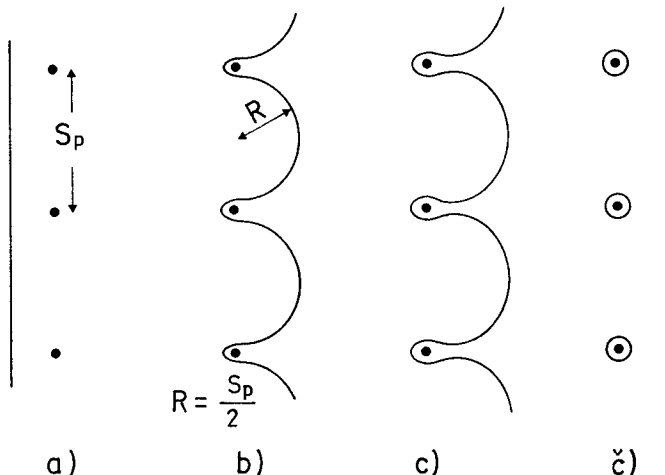
Mnogo kovinskih materialov je dvo- ali večfaznih. Pogosto ima ena od faz obliko majhnih delcev, porazdeljenih v osnovi, tj. matici kovinskega materiala. Dispergirano drobni delcev poveča trdnost materiala, pri čemer je to povečanje odvisno od volumskega deleža delcev in njihove velikosti, torej od razdalje med delci S_p . Slika 4.8a prikazuje dislokacijo, ki se približuje delcem, razporejenim v vrsti.

Če dislokacija ne more prerezati delcev (ker med delci in matico **ni koherence**), se le-ta med delci izboči, pri čemer je napetost, upošteva napetost za delovanje Frank-Readovega izvira (enačba 2.30), potrebna za izbočenje z radijem $R = S_p/2$, enaka:

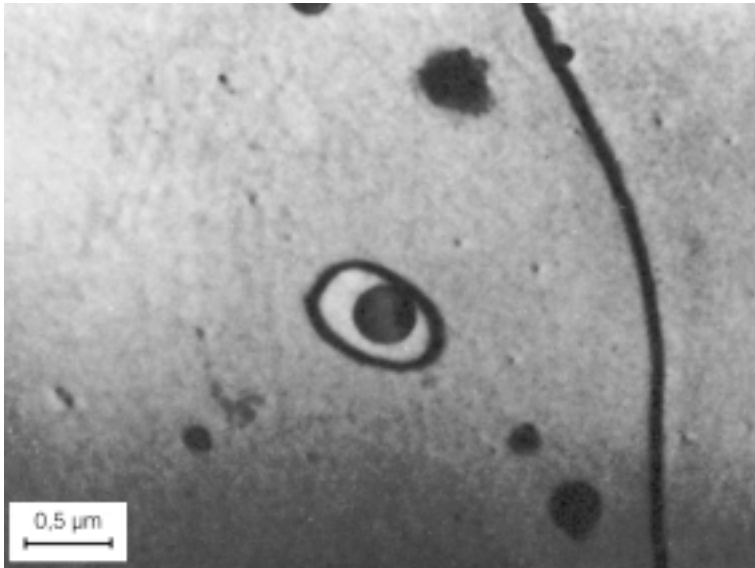
$$\tau = \frac{Gb}{R} = \frac{2Gb}{S_p} \quad (4.8)$$

Zaporedje dogodkov, prikazanih na sliki 4.8 od c do č, se dogodi pri napetosti, ki je nižja od $2Gb/S_p$ (podobno kot pri Frank-Readovem izviru). Dislokacija torej obide delce tako, da okoli slednjih nastanejo dislokacijske zanke. Opisani mehanizem prehajanja dislokacij mimo delcev z izbočenjem in tvorbo dislokacijskih zank imenujemo **Orowanov mehanizem**. Slika 4.9 prikazuje TEM-posnetek deformiranega bakra, ki vsebuje delce silicijevega dioksida. Dobro je vidna Orowanova dislokacijska zanka okrog delca v sredini slike.

Disperzijo delcev lahko dosežemo na različne načine. Pri silicijevem dioksidu v bakru, kar je prikazano na sliki 4.9, to dosežemo na primer z notranjo oksidacijo. Najprej naredimo trdno raztopino Cu-Si, nato pa kisik, ki difundira v zlitino, reagira s silicijem in tvori silicijev dioksid. Druga, mnogo bolj uporabljana metoda tvorbe



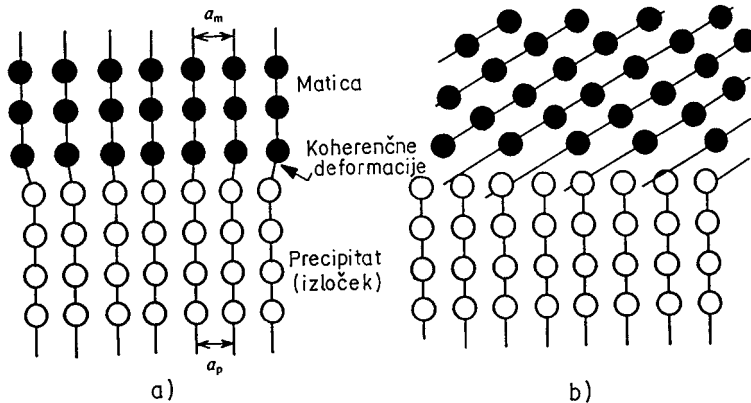
Slika 4.8: Zaporedje prehajanja dislokacije mimo izločkov z Orowanovim mehanizmom



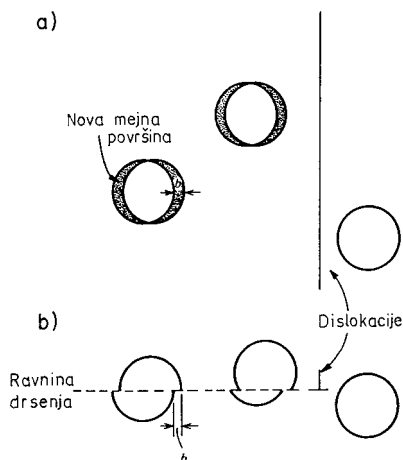
Slika 4.9: TEM-posnetek Orowanove zanke okoli izločka v disperzijsko utrjeni zlitini Cu-Si

dispergiranih delcev, je toplotna obdelava metastabilne trdne raztopine, tako da precipitira sekundarna faza. Gre za t. i. **precipitacijsko utrjevanje**.

V primerih, ko gre za precipitacijsko utrjevanje, so lahko izločeni delci metastabilni in imajo **koherentno mejno površino** z matico. Mejna površina je koherentna, če se kristalne ravnine izločka in matice ujemajo, kot je to prikazano na sliki 4.10a. Metastabilni izločki imajo lahko obliko majhnih klasterjev (grozdov) z vsega 100 atomi topljenca ali pa imajo dobro razvito kristalno strukturo, drugačno od strukture



Slika 4.10: Mejna površina med izločkom in osnovo: (a) koherentna mejna površina s koherenčnimi deformacijami; (b) nekoherentna mejna površina, kjer ni ujemanja med kristalnimi ravninami izločka in matice



Slika 4.11: Slika ponazarja tvorbo nove mejne površine izloček – matica, ko dislokacija izloček prestriže: (a) tlorisni pogled na drsno ravnino in (b) stranski pogled na drsno ravnino.

matice. Oba tipa izločkov pa dislokacije raje prestrižejo kot pa, da bi jih obšle z izbočenjem, tj. z Orowanovim mehanizmom. Rezanje izločkov znatno prispeva k utrjevanju, pri čemer pa ima lahko ta mehanizem različne oblike. Koherentne mejne površine namreč lahko vodijo do elastičnih deformacij (slika 4.10a) zato, ker mrežna parametra a_m in a_p nista popolnoma enaka.

Dislokacije interagirajo z elastičnostnimi deformacijskimi polji, ki jih imenujemo tudi **polja koherentnih deformacij**, na podoben način (vendar mnogo močnejše) kot z elastičnostnimi polji okoli atomov topljenca. Druga oblika tega načina utrjevanja je ponazorjena na sliki 4.11, ki prikazuje nastajanje nove mejne površine izloček – ma-



Naprava za termomehanske preizkuse GLEEBLE na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani

tica, ko dislokacija izloček prereže. Za nastanek nove mejne površine pa je potrebna neka energija, torej dodatno delo oz. povišana napetost, potrebna za gibanje dislokacij.

Zgled 4.1

V diagramu na spodnji sliki (slika 4.12) je prikazana eksperimentalno ugotovljena odvisnost strižne napetosti od gostote dislokacij pri deformaciji kristala bakra v področju lahkega drsenja [T. E. Mitchell, *Progress Appl. Mat. Res.*, 6 (1964), 119]. Zapišite to odvisnost še v analitični obliki in jo utemeljite.

Ker gre za premico, ki poteka skozi izhodišče koordinatnega sistema, jo zapišemo v obliki:

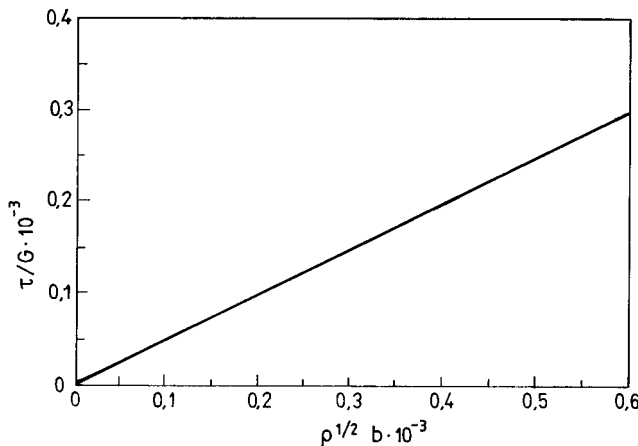
$$\frac{\tau}{G} 10^{-3} = k \sqrt{\rho} b 10^{-3}$$

ter določimo smerni koeficient k . Za $\sqrt{\rho} b 10^{-3} = 0,3$ je $(\tau/G) 10^{-3} = 0,15$, iz česar sledi za smerni koeficient vrednost $k = 0,5$. Za enačbo premice dobimo torej:

$$\frac{\tau}{G} 10^{-3} = 0,5 \sqrt{\rho} b 10^{-3}$$

in za strižno napetost τ :

$$\tau = 0,5 G \sqrt{\rho} b$$



Slika 4.12: Odvisnost strižne napetosti τ od gostote dislokacij ρ (G je strižni modul, b pa Burgersov vektor) za kristal bakra

kar pa je že znana Seegerjeva odvisnost (4.5), dobljena na osnovi zelo preprostega modela, ki upošteva le interakcije dolgega dosega med naključno porazdeljenimi dislokacijami. Pri Seegerjevem modelu smo privzeli, da razdalja med naključno porazdeljenimi dislokacijami, ki je obratno sorazmerna s korenem iz gostote dislokacij, določa tudi največji radij ukrivljenosti dislokacij v enačbi za strižno napetost delovanja Frank-Readovih dislokacijskih izvirov.

Zgled 4.2

Slika 4.5 prikazuje eksperimentalno ugotovljeno Hall-Petchovo odvisnost (4.6) med napetostjo tečenja σ_y nekaterih kovin in recipročno vrednostjo korena iz velikosti kristalnih zrn $1/\sqrt{d}$. Izrazite Hall-Petchovo odvisnost (4.6) za maloogljčno jeklo še v analitični obliki in rezultat primerjajte s podatki v strokovni literaturi.

V Hall-Petchovi enačbi (4.6):

$$\sigma_y = \sigma_i + \frac{k_y}{\sqrt{d}}$$

določimo σ_i tako, da premico za maloogljčno jeklo v diagramu na sliki 4.5 podaljšamo do presečišča z ordinatno osjo ($1/\sqrt{d} = 0$). Tako dobimo $\sigma_y = \sigma_i = 72$ MPa. Dobljeno vrednost za σ_i vstavimo v enačbo (4.6) in nato določimo še k_y . Izberemo na primer $1/\sqrt{d} = 10$ mm^{-1/2} in odčitamo pripadajočo napetost $\sigma_y = 305$ MPa. Sledi:

$$305 \text{ MPa} = 72 \text{ MPa} + k_y \cdot 10 \text{ mm}^{-1/2}$$

in od tod za k_y :

$$k_y = \frac{305 - 72}{10} \text{ MPa/mm}^{-1/2} = 23,3 \text{ MPa/mm}^{-1/2} = 23,3 \text{ MNm}^{-2} \sqrt{\text{mm}}$$

$$k_y = 23,3 \text{ MNm}^{-2} \sqrt{0,001 \text{ m}} = 23,3 \cdot 0,0316 \text{ MNm}^{-3/2} = 0,737 \text{ MNm}^{-3/2}$$

Hall-Petchovo enačbo (4.6) za maloogljčno jeklo sedaj lahko zapišemo v obliki:

$$\sigma_y = 72 + \frac{0,737}{\sqrt{d}}$$

pri čemer je napetost tečenja σ_y izražena v MPa, če je velikost kristalnih zrn d merjena v m.

Vrednosti za σ_i in k_y se dobro ujemata s podatki v strokovni literaturi. Dj. Drobnjak na primer navaja na osnovi analize različnih literaturnih virov vrednosti: $\sigma_i = 70,6$ MPa

in $k_y = 0,74 \text{ MNm}^{-3/2}$ [Dj. Drobniak, *Fizička metalurgija*, Teh.-met. fakultet Beograd, (1986), 174].

Pri uporabi Hall-Petchove enačbe moramo zelo paziti na enote pri velikosti zrn d . Če so na primer zrna velika $10 \mu\text{m}$, je $d = 1/100000 \text{ m}$ in $1/\sqrt{d} = 1/\sqrt{1/100000} = \sqrt{100000} = 316,2 \text{ m}^{-1/2}$, napetost tečenja pa je:

$$\sigma_y = 72 + 0,737 \cdot 316,2 = 305 \text{ MPa}$$

Zgled 4.3

Kolikšna je minimalna koncentracija ogljika za nastanek Cotellove atmosfere v jeklu s približno 10^6 dislokacij/ cm^2 , če privzamemo, da je za Cotellovo atmosfero potrebno po 10 atomov ogljika na vsak atom železa ob dislokaciji.

Dolžina roba osnovne celice v α -železu je: $a_0 = 0,287 \text{ nm}$, zato na 1 cm dolgo dislokacijo pride približno $1 \text{ cm} / 0,287 \cdot 10^{-7} \text{ cm/at.} = 3,5 \cdot 10^7$ atomov železa.

Na 10^6 dislokacij, dolgih po 1 cm (privzeli smo navadno gostoto dislokacij v malo-ogljicnem jeklu, $\rho = 10^6$ dislokacij/ cm^2), pride torej približno $3,5 \cdot 10^{13}$ atomov železa. Ker smo privzeli, da mora biti za tvorbo Cotellove atmosfere ob dislokacijah 10-krat več atomov ogljika kot atomov železa, mora biti ob dislokacijah v 1 cm^3 α -železa približno $3,5 \cdot 10^{14}$ atomov ogljika. V 1 cm^3 α -železa pa je približno $8,5 \cdot 10^{22}$ atomov železa.

Minimalna potrebna koncentracija ogljika za tvorbo Cotellove atmosfere v α -železu bo zato:

$$C_c = \frac{3,5 \cdot 10^{14} \text{ at. ogljika}}{8,5 \cdot 10^{22} \text{ at. železa}} = 0,4 \cdot 10^{-8}$$

oziroma:

$$C_c = 4 \cdot 10^{-9} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ at. \% ogljika}$$

Za tvorbo Cotellove atmosfere zadostuje že zelo majhna koncentracija ogljika v jeklu.

Zgled 4.4

Koncentracija primesnih intersticijskih atomov v Cotrellovi atmosferi C_{CA} je odvisna od temperature T in od povprečne koncentracije tovrstnih atomov v mreži C_0 . Pri določeni temperaturi se vzpostavi ravnotežje med primesnimi atomi, ki potujejo k dislokacijam, in tistimi, ki dislokacije zapuščajo. Ta odvisnost je dana z enačbo Arrheniusovega tipa:

$$C_{CA} = C_0 \exp\left(\frac{U_i}{kT}\right) \quad (4.9)$$

pri čemer je U_i energija interakcije med dislokacijo in primesnimi atomi (to je tudi merilo za jakost vezi med dislokacijo in atomi, ki jo obkrožajo).

Za primer ogljika v α -železu je izmerjena maksimalna energija interakcije $U_{i,max} = 0,55$ eV. Izračunajte povprečno koncentracijo ogljika v α -železu, ki pri temperaturi 20°C že zagotavlja nasičeno Cotrellovo atmosfero.

Iz enačbe (4.8) sledi za primer nasičene Cotrellove atmosfere, ko je $C_{CA, max} = 1$:

$$C_0 \exp\left(\frac{U_i}{kT}\right) = 1$$

in

$$C_0 = \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right)$$

$$C_0 = \exp\left(\frac{-0,55\text{eV} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{J/eV} \cdot 293\text{K}}{1,381 \cdot 10^{-23} \text{J/K}}\right) = 3,5 \cdot 10^{-10}$$

oziroma

$$C_0 = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ at. \% ogljika.}$$

Če ta rezultat primerjamo s tistim iz prejšnjega zgleda (4.3.), ugotovimo, da se med seboj ujemata le v grobem. Vendar pa to ni presenetljivo, saj smo v obeh primerih uporabili nekatere privzete in poenostavitve. Gledano s tega zornega kota je ujetje celo kar dobro. Vsekakor velja, da za nastanek nasičene Cotrellove atmosfere v α -železu zadoščajo že zelo majhne koncentracije ogljika. Celó v močno deformiranem jeklu, v katerem je gostota dislokacij nekajkrat večja, še vedno zadošča le nekaj stotink at. odstotka ogljika (in/ali dušika) za nastanek nasičene Cotrellove atmosfere in posledično za izostreno napetost tečenja.

5

MEHANSKE LASTNOSTI KOVINSKIH MATERIALOV

Najstarejši preizkus določevanja mehanskih lastnosti kovinskih materialov je nedvomno natezni, o katerem je v svojem času poročal že Leonardo da Vinci. Do danes natezni preizkus ni prav nič izgubil na svojem pomenu; nasprotno, vedno bolj postaja očitno, da z njim lahko pridobimo tudi praktično pomembne informacije, ki jih je inženirska praksa do sedaj pogosto zanemarjala. Sem prištevamo predvsem enakomerni raztezek, ki je merilo za eksponent deformacijskega utrjevanja, ter kontrakcijo, ki je merilo za lomno duktilnost. Tako sta eksponent deformacijskega utrjevanja kot lomna duktilnost – skupaj z napetostjo tečenja in modulom elastičnosti – temeljni lastnosti materiala in kot takšna vključena na primer tudi v Hahn-Rosenfeldovo korelacijsko enačbo za izračunavanje lomne žilavosti na osnovi rezultatov nateznega preizkusa. V nasprotju s tem pa je na primer inženirski raztezek količina, ki je odvisna od dolžine nateznega preizkušanca in torej ne pomeni temeljne lastnosti materiala. Zato je njegov pomen v vsakdanji inženirski praksi precejšen.

Udarno merjenje žilavosti ob zarezih je drug, močno uporabljan način merjenja mehanskih lastnosti kovinskih materialov. V nasprotju z nateznim preizkusom je veliko mlajšega datuma. O udarnem merjenju žilavosti je prvi poročal francoski metalurg Charpy leta 1901. Preizkus je zaradi trdnosti napetostnega stanja ob zarezih in zaradi velike hitrosti deformacije zelo indikativen in zato omogoča zaznavanje prehoda iz žilavega v krhko stanje. V inženirski praksi se mnogo uporablja. Vendar pa velja, da je izmerjena temperatura prehoda v krhko stanje določena na osnovi dogovornih meril in zato ni absolutna. Tudi izmerjene vrednosti žilavosti so relativne; pri preizkušancih z drugačno geometrijo so namreč izmerjene tudi drugačne vrednosti. Izmerjenih žilavosti materiala zato ne moremo neposredno uporabljati za dimenzioniranje konstrukcij.

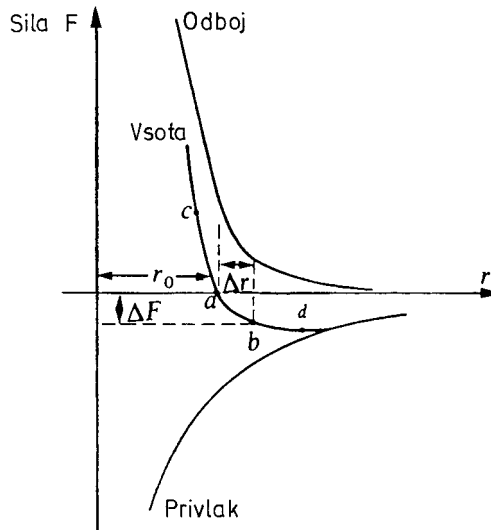
5.1 Mehanizem elastične deformacije

Pomembna značilnost elastične deformacije je, da je trenutna, to je, da neposredno sledi obremenitvi. Elastična deformacija je reverzibilna. Med napetostjo in deformacijo je linearna odvisnost.

Ko na kristal dolžine l_0 deluje zunanja natezna obremenitev, se razdalje med atomi v smeri delovanja sile takoj povečajo, kar povzroči razteg kristala za Δl . Razmere so prikazane že na sliki 2.8, odvisnost med silo F in medatomske razdalje r pa je prikazana na sliki 5.1. Atomi se zaradi zunanje sile premaknejo iz ravnotežnih položajev, označenih z a , v nove položaje b , pri čemer je zunanja sila enaka povečanju ΔF privlačne sile med njimi. Elastična relativna deformacija kristala $\Delta l/l_0$ je enaka $\Delta r/r_0$, pri čemer je Δr premik atomov iz njihovih ravnotežnih položajev, r_0 pa je ravnotežna medatomska razdalja. Po prenehanju delovanja zunanje obremenitve se atomi zaradi delovanja medatomskih sil vrnejo v svoje ravnotežne položaje; to je vzrok za reverzibilnost elastične deformacije.

Elastične deformacije povzročijo le majhne raztege, ki redko presegajo 0,5 %, zato so na sliki 5.1 prikazane razmere le v bližnji okolici ravnotežne razdalje r_0 . Krivuljo sila-razteg v bližini r_0 za majhne spremembe Δr aproksimiramo kot linearno; iz tega sledi, da bo v teh okoliščinah sila, potrebna za elastično deformacijo kovine, premo sorazmerna z raztegom, da bo torej napetost v kristalu premo sorazmerna z deformacijo. To pa je znani Hookov zakon.

Približno oceno za modul elastičnosti E (Youngov modul) lahko dobimo iz opazovanja medatomskih sil, pri čemer za posamezen atom v elastično deformiranem kristalu velja:



Slika 5.1: Sile med atomi v odvisnosti od razdalje med njimi

$$\sigma \approx \frac{\Delta F}{r^2} \quad \text{in} \quad \varepsilon \approx \frac{\Delta r}{r_0}$$

Youngov modul E je enak σ/ε . Ker so premiki pri elastični deformaciji majhni, ker je torej $r \approx r_0$, sledi:

$$E \approx \frac{\Delta F}{r_0 \Delta r} = \left(\frac{1}{r_0} \right) \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad (5.1)$$

Odvisnost neto sile F od razdalje r med dvema atomoma lahko po Condon-Morseju zapišemo kot:

$$F = -\frac{nC_1}{r^{n+1}} + \frac{mC_2}{r^{m+1}} \quad (5.2)$$

pri čemer negativni člen opisuje privlačno (elektrostatično), pozitivni pa odbojno (prekrivanje elektronskih oblakov) silo med atomoma. V izrazu (5.2) sta C_1 in C_2 konstanti, sestavljeni iz osnovnih fizikalnih konstant snovi, n in m pa je treba določiti; če gre za Coulombov elektrostatični privlak med nabojema nasprotnega znaka, kot je to pri ionski vezi, na primer v kristalu kamene soli, ima n vrednost 1. V primeru takšne vezi ima m vrednost približno 10.

Vrednost r_0 dobimo iz enačbe (5.2) ob pogoju $F = 0$. Sledi:

$$-\frac{nC_1}{r_0^{n+1}} + \frac{mC_2}{r_0^{m+1}} = 0 \quad (5.3)$$

Iz obeh zadnjih enačb izračunamo diferencial $(\partial F/\partial r)_{r=r_0}$, s substituiranjem slednjega v enačbo (5.1) pa dobimo končno:

$$E \approx \frac{nC_1(n-m)}{r_0^{n+3}} \quad (5.4)$$

Enačba (5.4) je seveda samo aproksimacija, ker velja le za dva atoma in zanemarija vpliv drugih atomov v soseščini. V grobem pa vendarle ilustrira odvisnost Youngovega modula od kristalne mreže, predvsem od medatomske razdalje. Ker sta medatomska razdalja v monokristalih in včasih tudi narava vezi med atomi odvisni od kristalografske smeri, je tudi modul elastičnosti odvisen od kristalografske smeri. Pravimo, da so monokristali elastično anizotropni.

Majhen n imajo ne le alkalne soli, temveč tudi kovine z nizkim tališčem (Li, Na, K), ki imajo kovinsko vez. Pri kovinah z višjim tališčem, kot so na primer W, Mo, Ni, Fe, je $n \approx 4$, kar kaže na to, da ni več uporaben privzetek enostavnega Coulombovega privlaka. Pri snoveh s kovalentno vezjo (C, Si, SiC, Ge) je $n \approx 2$.

Podobne ugotovitve kot za Youngov modul veljajo tudi za strižni modul G . Dosedanji sklepi pa ne veljajo za polimerne materiale, saj je elastična deformacija teh materialov predvsem posledica »upogibanja«
ogljikovih vezi, ne pa raztegotovanja

vezi kot pri kristalnih snoveh. Zato je elastična konstanta polimerov navadno za 10- do 300-krat manjša kot pri kovinah, model (5.4) pa zanje ne velja.

Čeprav je monokristal elastično anizotropen, pa se polikristalni agregat, v katerem so kristalna zrna naključno orientirana, navadno vede izotropno; v tem primeru so njegove lastnosti neodvisne od smeri. Navadno so izotropne tudi amorfne snovi.

Pri izotropnih materialih veljajo med moduloma E in G ter modulom K enostavne odvisnosti. Te vključujejo drugo elastičnostno konstanto, ki jo imenujemo Poissonovo razmerje in jo moramo še definirati. Vzorec kateregakoli materiala, pa naj bo to monokristal, polikristal ali pa amorfna snov, se v splošnem zoži v prečni smeri, to je v smeri, ki je pravokotna na smer raztezanja. Če ima vzorec v prečni smeri debelino d , potem bi prečno deformacijo v elastičnem območju lahko definirali kot pozitivno količino $\varepsilon_t = -\Delta d/d$ (negativni predznak, ker bi bil sicer Δd negativen), Poissonovo razmerje ν pa kot:

$$\nu = -\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon} \quad (5.5)$$

pri čemer je ε natezna deformacija. Brez dokaza povejmo, da ima izraz, ki povezuje elastičnostne konstante izotropnega materiala obliko:

$$E = 2G(1 + \nu) = 3K(1 - 2\nu) \quad (5.6)$$

Omenimo ob tem še, da smo s K označili modul, ki je obratno sorazmeren s stisljivostjo snovi in je definiran z enačbo:

$$P_H = \frac{K\Delta V}{V} \quad (5.7)$$

pri čemer pomeni P_H hidrostatični tlak, ΔV pa elastično spremembo volumna V zaradi delovanja tega tlaka.

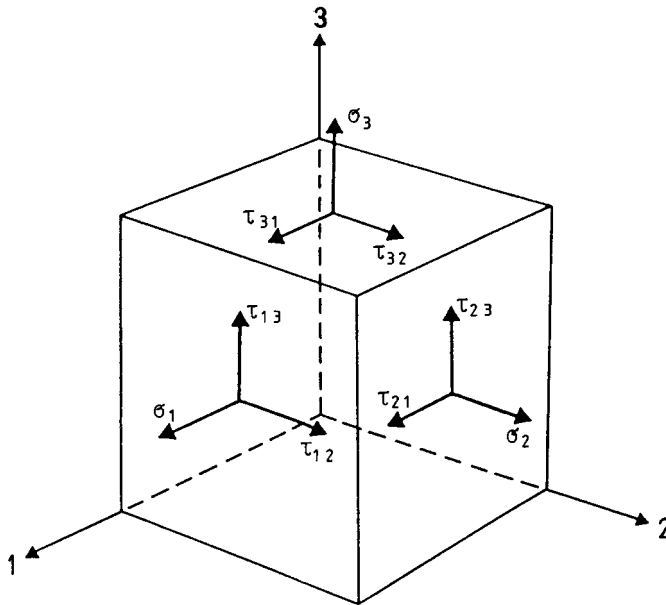
Če uporabljene napetosti niso čisto natezne ali čisto strižne, je vedenje materiala bolj komplicirano, kot pa je bilo pravkar opisano. Oglejmo si zato elementarno kocko v ravnotežju, na katere ploskve delujejo normalne natezne napetosti σ_1 , σ_2 in σ_3 (slika 5.2). Zaradi napetosti σ_1 se bo kocka raztegnila v smeri 1 za $\varepsilon_1 = \sigma_1/E$, v smereh 2 in 3 pa se bo zaradi delovanja te napetosti skrčila za $-\nu\sigma_1/E$. Do podobnega skrčenja kocke bo prišlo tudi v smereh 1 in 3 zaradi delovanja napetosti σ_2 ter v smereh 1 in 2 zaradi delovanja napetosti σ_3 .

Majhne elastične deformacije, delujoče v isti smeri, lahko seštejemo, tako da končno dobimo za opis deformacije elementarne kocke le tri enačbe:

$$\varepsilon_1 = (1/E)[\sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3)] \quad (5.8a)$$

$$\varepsilon_2 = (1/E)[\sigma_2 - \nu(\sigma_3 + \sigma_1)] \quad (5.8b)$$

$$\varepsilon_3 = (1/E)[\sigma_3 - \nu(\sigma_1 + \sigma_2)] \quad (5.8c)$$



Slika 5.2: Elementarna, to je infinitesimalno majhna kocka z nateznimi in strižnimi napetostmi na vidnih ploskvah. Zaradi ravnotežja so te napetosti nasprotno enake napetostim na skritih ploskvah kocke

V bolj splošnem primeru pa moramo seveda vključiti še strižne napetosti, ki povzročijo ne le deformacijo (podaljšanje oziroma skrajšanje robov kocke), pač pa tudi njeno zveganje (*angl.: distortion*). V enačbah za strižne deformacije γ se pojavi strižni modul G :

$$\gamma_{12} = \frac{\tau_{12}}{G} \quad (5.8d)$$

$$\gamma_{23} = \frac{\tau_{23}}{G} \quad (5.8e)$$

$$\gamma_{31} = \frac{\tau_{31}}{G} \quad (5.8f)$$

Pri tem velja še: $\tau_{12} = \tau_{21}$, $\tau_{23} = \tau_{32}$ in $\tau_{31} = \tau_{13}$.

Matematična notacija postane bolj pregledna, če σ_1 označimo s simbolom σ_{11} , σ_2 s σ_{22} ter podobno ϵ_1 z ϵ_{11} , τ_{12} s σ_{12} in tako naprej, kot je to sicer navadno pri tenzorjih.

Moduli elastičnosti so pomembni, ker omogočajo, da izračunamo elastične deformacije iz delujočih napetosti oziroma nasprotno, in to tudi v primeru večosnih napetostnih stanj (v najenostavnejšem primeru uporabljamo posplošene oblike Hookovega zakona, to je enačbe 5.8 a do c).

Pomembna lastnost materialov je tudi absorbiranje energije brez loma ali plastičnega tečenja. Energijo, ki jo na enoto volumna lahko absorbira material pri elastični

deformaciji (*angl.: elastic resilience*) in jo nato vrne ob razbremenitvi, lahko zelo enostavno izračunamo.

Če opazujemo majhno kocko z robom l_0 , ki jo natezamo s površinsko obtežbo, katere rezultanta je sila, ki naraste od nič do vrednosti F , potem se nasprotni ploskvi kocke razmakneta za δl , za to potrebno delo pa bo enako srednji sili, pomnoženi z razdaljo, na kateri sila deluje, to je enako $(1/2)F\delta l$. Pri tem smo privzeli, da raztezek raste s silo linearno. Ker je volumen kocke l_0^3 , sledi za gostoto deformacijske energije $(1/2)F\delta l/l_0^3$. Po definiciji pa je natezna napetost σ enaka F/l_0^2 , natezna deformacija ϵ pa enaka $\delta l/l_0$. Za gostoto deformacijske energije dobimo tako:

$$\frac{1}{2} \frac{F\delta l}{l_0^3} = \frac{1}{2} \frac{\sigma l_0^2 \delta l}{l_0^3} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon \quad (5.9)$$

Z uvedbo Youngovega modula E imamo:

$$\frac{1}{2} \sigma \epsilon = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} = \frac{1}{2} \epsilon^2 E \quad (5.10)$$

Podobno dobimo za elastično strižno deformacijo:

$$\frac{1}{2} \tau \gamma = \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{G} = \frac{1}{2} \gamma^2 G \quad (5.11)$$

oziroma za hidrostatično deformacijo:

$$\frac{1}{2} P_H \theta = \frac{1}{2} \frac{P_H^2}{K} = \frac{1}{2} \theta^2 K \quad (5.12)$$

pri čemer smo s θ označili razmerje $\Delta V/V$ iz enačbe (5.7).

5.2 Plastičnost izotropnega materiala

Mikromehanizme plastične deformacije smo že podrobno obravnavali. Bolj navadno pa je, da plastično tečenje izotropnega kontinuuma obravnavamo na makroskopskem nivoju z enačbami plastomehanike, ki povezujejo napetosti in deformacije. Mnogi koncepti plastomehanike so utemeljeni z mikromehanizmi, ki smo jih že opisali. Ker se na primer plastična deformacija dogaja z gibanjem dislokacij, ki rezultira v drsenje atomskih ravnin, je logičen privzetek, da pri plastični deformaciji ne prihaja do volumskih sprememb. Iz tega razloga dobi Poissonovo razmerje vrednost $1/2$. Če namreč seštejemo vse tri izraze za deformacije v smereh x , y in z , namreč enačbe 5.8 a do c, poznane iz elastomehanike, dobimo za volumsko deformacijo (to je za delež spremembe volumna $\Delta V/V$) elementarne kocke pri majhnih deformacijah kar vsoto omenjenih treh enačb, to je:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \left(\frac{1-2\nu}{E} \right) (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (5.13)$$

Izraz (5.13) pa je enak nič le pri $\nu = 1/2$, kar – ob velikih poenostavitvah pri obravnavi – pomeni, da bo Poissonovo razmerje za plastično tečenje materiala, za katerega je $\Delta V/V = 0$, enako $1/2$.

Kovinski materiali se vedejo pri obremenjevanju in razbremenjevanju drugače pri elastični in drugače pri plastični deformaciji. Posledica tega je, da zakonov za plastični material ne moremo definirati v obliki σ - ε , ker taki zakoni ne obstajajo. Obstajajo edino v prirastkovni obliki, zato je običajno, da pišemo enačbe plastičnosti z izrazi za prirastkovne spremembe deformacij $\delta\varepsilon$ in napetosti $\delta\sigma$, ki so majhne v primerjavi s komponentami ε in σ . Če napetost naraste le za majhen del, to je za $\delta\sigma$, material pa se vede plastično, potem bo rezultirajoči prirastek deformacije $\delta\varepsilon$ sestavljen iz elastičnega prirastka $\delta\varepsilon^E$ in plastičnega prirastka $\delta\varepsilon^P$. Prirastek elastične deformacije je premo sorazmeren spremembi napetosti, zato ima, skladno z enačbami (5.8 a do c), komponente tipa:

$$\delta\varepsilon_{11}^E = \left(\frac{1}{E} \right) (\delta\sigma_{11} - \nu\delta\sigma_{22} - \nu\delta\sigma_{33}) \quad (5.14)$$

pri čemer smo napisali le prvo od navedenih enačb in tokrat uporabili že omenjeno tenzorsko notacijo.

Po drugi strani pa predpostavljamo, da je prirastek plastične deformacije v splošnem odvisen od celotnega napetostnega nivoja (to spet ni v nasprotju z idejami gibanja dislokacij), kar lahko zapišemo kot:

$$\delta\varepsilon_{11}^P = \delta\lambda \left(\sigma_{11} - \frac{1}{2}\sigma_{22} - \frac{1}{2}\sigma_{33} \right) \quad (5.15)$$

Za celotni prirastek deformacije dobimo torej:

$$\delta\varepsilon_{11} = \delta\varepsilon_{11}^E + \delta\varepsilon_{11}^P \quad (5.16)$$

Parameter $\delta\lambda$ v enačbi (5.15) pomeni efektivno »plastično togost« materiala (*angl.: plastic stiffness*). Če naj uporabljamo enačbo (5.15), $\delta\lambda$ raje povežimo z merljivimi napetostmi in deformacijami na celotnem preizkušancu in ne le na elementarni kocki, na kateri jih ne moremo neposredno izmeriti. Da lahko naredimo to, moramo uvesti koncept efektivne napetosti σ in efektivne deformacije ε . To je nujno zato, da na primeren način opišemo kompleksno napetostno in deformacijsko stanje elementarne kocke pri plastičnem tečenju. Efektivno napetost lahko definiramo glede na dejstvo, da pri kakršnemkoli kompleksnem napetostnem stanju, delujočem na obravnavano kocko, vedno obstaja koordinatni sistem, pri katerem bodo strižne napetosti na ploskvah kocke enake nič, normalne napetosti prav tam pa maksimalne ali minimalne. Te napetosti so znane kot glavne napetosti, ploskve, na katere

delujejo, pa so glavne ravnine. Če označimo glavne napetosti s σ_1 , σ_2 in σ_3 , potem je ena od možnih definicij efektivne napetosti naslednja:

$$\bar{\sigma} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2} \quad (5.17)$$

Iz te definicije je razvidno, da je pri $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ (to je pri enoosnem napetostnem stanju, kakršno je pri nateznem preizkusu), $\bar{\sigma} = \sigma_1$ in je torej efektivna napetost enaka napetosti, ki obstaja pri nateznem preizkusu.

Potem ko smo definirali efektivno napetost, definiramo efektivni prirastek deformacije, podobno kot prirastek plastične deformacije (5.15):

$$\delta \bar{\epsilon} = \delta \lambda \bar{\sigma} \quad (5.18)$$

Torej lahko $\delta \lambda$ povežemo z izmerjenimi napetostmi in izmerljivimi prirastki deformacij. Z uporabo zgornjih enačb lahko sedaj zapišemo enačbo (5.16) takole:

$$\delta \epsilon_{i1} = \left(\frac{1}{E} \right) (\delta \sigma_{11} - \nu \delta \sigma_{22} - \nu \delta \sigma_{33}) + \left(\frac{\delta \bar{\epsilon}}{\bar{\sigma}} \right) \left(\sigma_{11} - \frac{1}{2} \sigma_{22} - \frac{1}{2} \sigma_{33} \right) \quad (5.19)$$

Šest enačb tega tipa je dovolj za popoln opis napetostno deformacijskih relacij pri plastičnem tečenju materiala.

V praksi je pogosto potrebno napovedovati vedenje materiala, ki je izpostavljeno plastičnemu tečenju. Enačbe iz teorije plastičnosti omogočajo, da v določenem obsegu to storimo, moramo pa se zavedati, da smo do sedaj obravnavali le napetostno-deformacijske odvisnosti. Pri reševanju realnih problemov je nujno, da obravnavamo vsako elementarno kocko ločeno, pri čemer pa mora biti zagotovljeno, da so sile med kockami v ravnotežju. Potrebne so torej dodatne **ravnotežne enačbe**. Podobno se morajo med seboj ujeti vse deformacije okolnih kock, sicer bi v trdnem materialu nastale votline ali pa bi se kocke »zajedale« ena v drugo. Te pogoje zadovoljimo z **enačbami kompatibilnosti**. Druga skupina enačb, ki jih enostavno imenujemo kar mejne pogoje, pa zagotavlja, da imajo mejne površine vzorca obliko, ki jo od njega zahtevamo, in da napetosti na njih ustrezajo zunanjim površinskim silam. Za reševanje sistema tako številnih enačb pa seveda uporabljamo numerične metode.

Poudariti moramo, da izpeljani teoretični nastavki veljajo le za izotropen in homogen material. Implicitno je v teoriji vključena predpostavka enakosti vedenja materiala pri nategu in tlaku, to je enakosti napetostno-deformacijskih krivulj pri tlačenju in natezanju. To je res le v idealnih primerih, v praksi pa prihaja zaradi različnih predhodnih obdelav in razlik pri preizkušanju materialov do velikih razlik med obema vrstama krivulj. Pojav, ki je znan kot **Bauschingerjev efekt**, je neposredna posledica dejstva, da se material, ki je bil že predhodno izpostavljen plastičnemu tečenju (na primer vlečena žica) in so zato v njem številne dislokacije že blokirane z različnimi ovirami, pri nadaljnjem natezanju vede drugače kot na primer pri tlačenju. Gre namreč za to, da bomo pri nadaljnjem preoblikovanju takšnega materiala, na

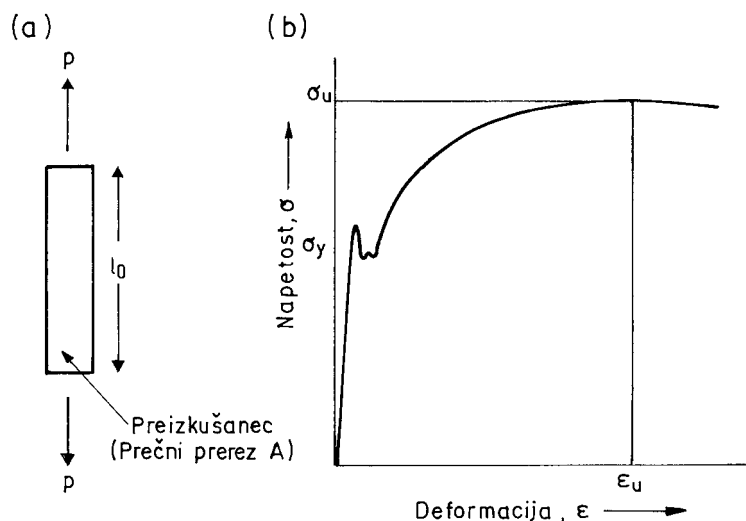
primer s tlačanjem, dislokacije še naprej potiskali k oviram in se bo zato material kazal trši, medtem ko bo na primer pri natezanju lahko prišlo do reverzirnega gibanja dislokacij, kar bo material omehčalo. Ne glede na te posebnosti pa teorija pomembno prispeva k naši sposobnosti napovedovanja plastičnega vedenja materiala, ki je izpostavljen delovanju napetosti.

5.3 Natezni preizkus

Iz vsakdanje izkušnje je znano, da lahko delovanje dovolj velike zunanje obremenitve na neki material povzroči bodisi spremembo oblike v primeru, ko je material duktilen, bodisi lom v primeru, ko je material krhek. Najenostavnejši mehanski preizkus, ki nam rabi za vizualno predstavitev odnosa med naraščajočo natezno obremenitvijo oziroma natezno napetostjo ter posledično spremembo dolžine preizkušanca, je natezni. Napetost σ je definirana kot sila na enoto začetnega prereza preizkušanca. Če silo merimo v N in prerez v m^2 , bo enota za napetost N/m^2 ali Pa (bolj pogosto uporabljamo milijonkrat večjo enoto, to je MNm^{-2} ali MPa).

Razmere pri nateznem preizkusu so prikazane v diagramu napetost-deformacija na sliki 5.3. **Inženirsko deformacijo (raztezek) ϵ** definiramo kot razmerje med dodatjškom Δl in začetno dolžino l_0 preizkušanca.

Pri majhnih obtežbah se material vede elastično in je deformacija premo sorazmerna napetosti. Po razbremenitvi se takšen preizkušanec vrne v svoje prvotno neobremenjeno stanje (pri tem zanemarimo podrobnosti, ki to vračanje lahko zmotijo in so posledica t. i. neelastičnih fenomenov in viskozne deformacije). Brž ko je pri



Slika 5.3: Natezni preizkus; (a) k razlagi napetosti $\sigma = P/A$ na preizkušancu in (b) krivulja napetost-deformacija



Univerzalni trgalni stroj za določanje mehanskih lastnosti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

obremenjevanju dosežena **napetost tečenja** σ_y , povzroči nadaljnje naraščanje napetosti trajno deformacijo preizkušanca, za katerega rečemo, da se je plastično deformiral. V takem primeru ostane po razbremenitvi neki trajni raztezek preizkušanca. Razmerje med uporabljeno obremenitvijo, to je silo in ploščino začetnega prereza nedeformiranega preizkušanca, imenujemo **inženirska napetost** σ . Ta z naraščanjem raztezka zaradi deformacijskega utrjevanja kovin zvezno narašča, vse dokler ni dosežena **natezna trdnost materiala** σ_u (*angl.: ultimate tensile stress, tensile strength*). V tem trenutku pride do pojavljanja plastične nestabilnosti, ko se nekje na preizkušancu prične tvoriti lokalno zoženje (vrata) in je nato v nadaljevanju plastična deformacija omejena na območje vrata preizkušanca. Ob tem se nominalna napetost (tj. napetost glede na začetni preizkušanca) zmanjšuje vse do porušitve. Omenimo še, da imata diagrama sila-razteg ter napetost-deformacija popolnoma enako obliko. Nekaj značilnih krivulj napetost-deformacija je prikazano na sliki 5.4. Za vse materiale velja, da je oblika te krivulje odvisna od kemijske sestave, toplotne obdelave pa tudi razmer pri izdelavi. Pri duktilnih materialih, kakršni so aluminij, baker in nizkoogljeno jeklo, ki kažejo velik raztezek pred lomom, je inženirska napetost ob lomu nižja od natezne trdnosti, čeprav je dejanska napetost (*angl.: true stress*) v vrata preizkušanca večja. Pri tem pa niti nismo upoštevali pojavljanja triosnega napetostnega stanja v vrata. Pri bolj krhkih

materialih, kakršni so siva litina, nekatera jekla in aluminijeve zlitine z visoko trdnostjo, pa do pojavljanja vratu skoraj ne pride (oziroma je zanemarljivo).

Boljše razumevanje plastičnega tečenja materiala pri nateznem preizkusu nam omogoča uvedba **dejanske napetosti in dejanske deformacije** (*angl.: true stress in true strain*). Če na preizkušane v nekem trenutku deluje sila P in ima preizkušane v tem trenutku prerez s ploščino A_i (ki je zaradi raztezanja preizkušance že manjša od začetne), potem dejansko napetost σ_T definiramo kot:

$$\sigma_T = \frac{P}{A_i} \quad (5.20)$$

Indeks T pri napetosti σ smo si izposodili od prve črke angleških besed true stress za dejansko napetost σ_T , da jo razlikujemo od inženirske napetosti, ki jo označujemo s σ . Podobno je z inženirsko deformacijo, ki nima pravega pomena za opis celotne deformacije, ko gre za velika podaljšanja. Zato definiramo dejansko deformacijo ε_T (*angl.: true strain*) kot integral elementarnega prirastka deformacije dll . Pri tem je:

$$\varepsilon_T = \int_{l_0}^{l_i} \frac{dl}{l} = \ln \frac{l_i}{l_0} \quad (5.21)$$

Dejansko napetost σ_T in dejansko deformacijo ε_T lahko sedaj obravnavamo kot efektivno napetost $\bar{\sigma}$ in efektivno deformacijo $\bar{\varepsilon}$, ki sta bili uvedeni v predhodni obravnavi in ki sta nas pripeljali do enačbe (5.19) za kompleksno napetostno stanje v plastično deformiranem preizkušancu. Ker je v tej analizi pomemben le plastični del celotnega raztezka, bi elastični del σ_T/E izločili iz ε_T :

$$\bar{\varepsilon} = \ln \left(\frac{l_i}{l_0} \right) - \frac{\sigma_T}{E} \quad (5.22)$$

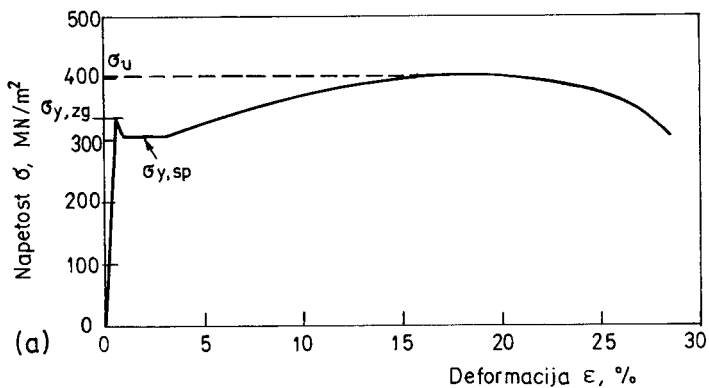
Krivulja dejanska napetost-dejanska deformacija, prikazana na sliki 5.5, ima zvezno naraščajoči značaj, kar je pričakovano glede na mehanizme deformacijskega utrjevanja, to je glede na mehanizme medsebojne interakcije mobilnih dislokacij in interakcije teh dislokacij z razvejenimi dislokacijskimi omrežji. Krivulja dejanska napetost-dejanska deformacija je znana tudi kot **krivulja tečenja** (*angl.: flow curve*).

Pojavljanje vratu lahko napovemo iz krivulje dejanska napetost-dejanska deformacija z analizo, ki jo je prvi objavil Considere. Trenutno breme zapišemo kot:

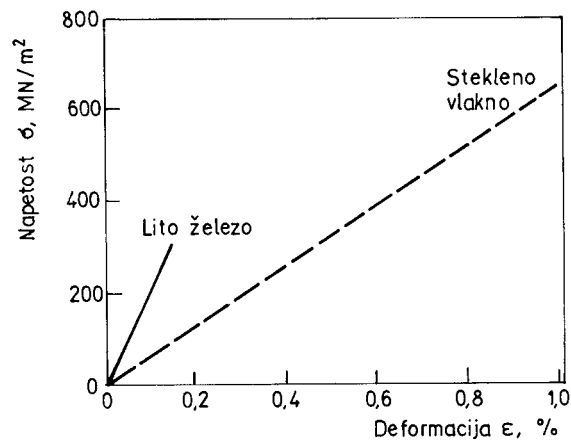
$$P = \sigma_i \cdot A_i \quad (5.23)$$

Considere je predpostavil, da se vrat pojavi, ko doseže obremenitev maksimalno vrednost, tako da je $dP/P = 0$. Z diferenciranjem enačbe (5.23) in po deljenju s P dobimo:

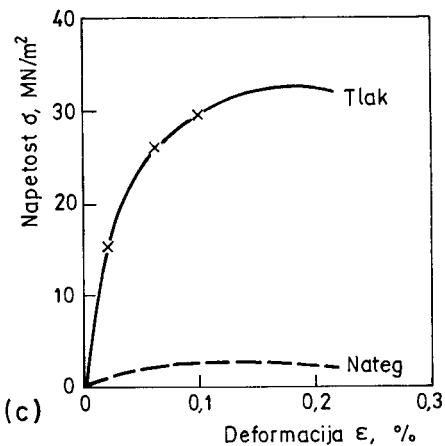
$$\frac{dP}{P} = \frac{d\sigma_T}{\sigma_T} + \frac{dA_i}{A_i} \quad (5.24)$$



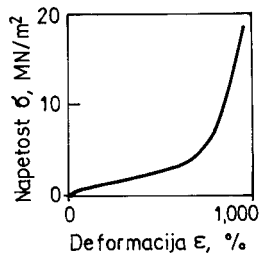
(a)



(b)

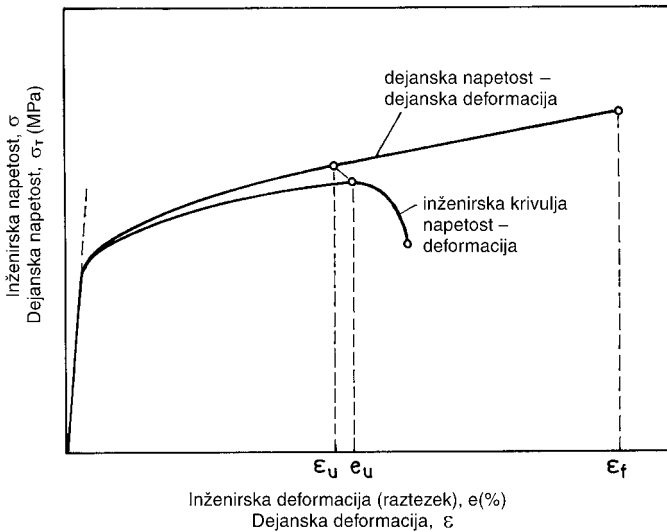


(c)



(č)

Slika 5.4: Inženirske krivulje napetost-deformacija za (a) nizkoogljično jeklo (označeni sta zgornja in spodnja napetost tečenja); (b) krhko trdno snov; (c) beton pri natezanju in tlačenju ter (č) vulkanizirano gumo



Slika 5.5: Primerjava dveh vrst krivulj tečenja žilavega kovinskega materiala

Med plastično deformacijo pa ostaja volumen konstanten; do pojavljanja vratu velja celo $A_0 l_0 = A_i l_i = \text{konst.}$ Z diferenciranjem tega izraza po deljenju z A_i in z upoštevanjem (5.21) dobimo:

$$\frac{dA_i}{A_i} = \frac{dl_i}{l_i} = -d\varepsilon_T$$

S substituiranjem zadnje enačbe v enačbo (5.24) in z upoštevanjem pogoja $dP/P = 0$ dobimo pri maksimalni obremenitvi:

$$\frac{d\sigma_T}{d\varepsilon_T} = \sigma_T \quad \text{oziroma} \quad \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\varepsilon}} = \bar{\sigma} \quad (5.25)$$

Do tvorbe vratu pri nateznem preizkusu torej pride pri deformaciji, pri kateri je hitrost deformacijskega utrjevanja numerično enaka dejanski (efektivni) napetosti. Že v enem predhodnih poglavij smo omenili, da lahko pri veliki večini kovinskih materialov dejansko napetost povežemo z dejansko deformacijo z Ludwig-Hollomonovo empirično enačbo (4.1). Tokrat jo zapišimo v obliki:

$$\bar{\sigma} = C \bar{\varepsilon}^n \quad (5.26)$$

kjer sta C in n konstanti. Povedali smo že, da eksponent n imenujemo eksponent deformacijskega utrjevanja, ki pri večini kovin dosega vrednosti od 0,1 do 0,5.

S substituiranjem enačbe (5.26) v enačbo (5.25) ugotovimo, da se vrat pojavi pri:

$$nC \bar{\varepsilon}^{n-1} = C \bar{\varepsilon}^n \quad (5.27)$$

to je tedaj, ko je $\bar{\varepsilon} = n$. To pomeni, da označuje eksponent n v empirični enačbi (5.26) dejansko (efektivno) deformacijo v trenutku, ko se pojavi vrat.

Inženirski raztezek ob pojavu vratu lahko izpeljemo iz enačbe (5.27), imenujemo pa ga **enakomerni raztezek** e_u (angl.: *uniform elongation*). Zvezo med inženirskim raztezkom e ter dejanskim raztezkom ϵ lahko določimo na naslednji način:

$$e = \frac{l_i - l_0}{l_0} = \frac{l_i}{l_0} - 1$$

Iz tega sledi:

$$\frac{l_i}{l_0} = 1 + e$$

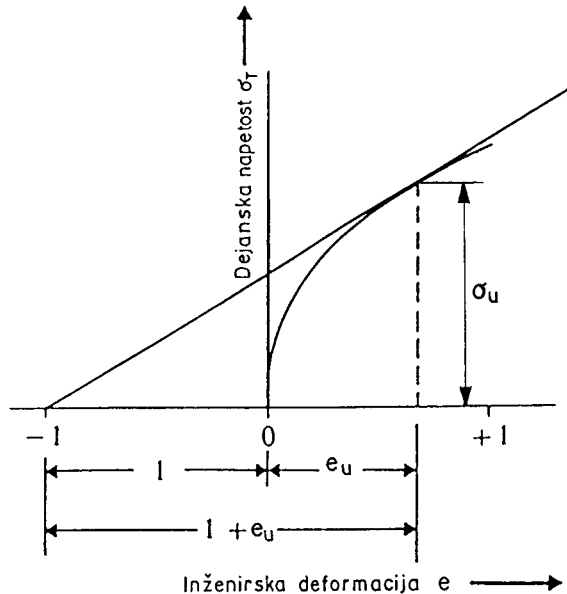
in

$$\epsilon_T = \ln \left(\frac{l_i}{l_0} \right) = \ln (1 + e) \quad (5.28)$$

S kombiniranjem enačb (5.25) in (5.28) lahko hitro dokažemo, da ob začetku tvorjenja vratu velja:

$$\frac{d\sigma_T}{de} = \frac{\sigma_T}{(1 + e)} \quad (5.29)$$

kar vodi do Considerejeve konstrukcije določevanja točke tvorjenja vratu na krivulji dejanska napetost-inženirski raztezek. Konstrukcija je prikazana na sliki 5.6.



Slika 5.6: Considerejeva konstrukcija

Izpeljava enačbe (5.28) temelji na konstantnosti volumna in homogeni porazdelitvi deformacije po dolžini preizkušanca. Zato lahko enačbo (5.28) uporabljamo samo do začetka pojavljanja vratu na preizkušancu pri natezanju. Torej lahko s to enačbo izrazimo tudi dejanski enakomerni raztezek ϵ_u z inženirskim enakomernim raztezkom e_u kot:

$$\epsilon_u = \ln(1 + e_u) \quad (5.30)$$

Iz enačbe (5.27) pa izhaja, da je dejanski enakomerni raztezek v trenutku pojavljanja vratu, torej ϵ_u , kar enak eksponentu deformacijskega utrjevanja n , namreč:

$$\epsilon_u = n \quad (5.31)$$

iz česar sledi:

$$n = \ln(1 + e_u) \quad (5.32)$$

Enačba (5.32) je zelo uporabna, saj omogoča, da določimo eksponent deformacijskega utrjevanja kovinskih materialov kar iz inženirskega diagrama napetost-deformacija, in sicer kot mejo enakomernega raztezanja.

Določimo še trdnostno konstanto C iz Ludwig-Hollomonove empirične enačbe (4.1) (oziroma 5.26)! Seveda bomo v enačbi (4.1) tokrat označili napetost s σ_T , saj gre za dejansko in ne za inženirsko napetost. Ko natezna sila P in z njo dejanski enakomerni raztezek ϵ dosežeta svoji maksimalni vrednosti P_u in ϵ_u , dobimo za maksimalno dejansko napetost σ_{Tu} z Ludwig-Hollomonovo enačbo (4.1):

$$\sigma_{Tu} = C(\epsilon_u)^n \quad (5.33)$$

Ker je pri tem tudi:

$$\sigma_{Tu} = \sigma_u(1 + e_u) \quad (5.34)$$

pri čemer pomeni σ_u nominalno inženirsko napetost pri največji natezni obremenitvi, torej natezno trdnost materiala, sledi iz enačb (5.31) do (5.34):

$$C = \sigma_u \left(\frac{2,71828}{n} \right)^n \quad (5.35)$$

Očitno torej lahko oba parametra potenčne funkcije (4.1), namreč trdnostno konstanto C in eksponent deformacijskega utrjevanja n , določimo kar enostavno iz inženirskega diagrama napetost-deformacija, kot ga dobimo pri nateznem preizkusu. Ta ugotovitev je pomembna na primer za tehnologijo preoblikovanja v hladnem, kjer veljajo krivulje tečenja – kot že rečeno tako poimenujemo odvisnost med dejansko napetostjo in dejansko deformacijo – za temeljne karakteristike materiala.

Druga, nič manj pomembna lastnost, ki se poleg trdnosti pogosto navaja pri nateznem preizkusu, je **duktilnost**. Inženirsko je definirana bodisi s specifičnim raztezkom ob pretrgu (v odstotkih) bodisi kot delež zmanjšanja prereza ob pretrgu, to je s **kontrakcijo** (*angl.: reduction of area*), ki jo tudi izražamo v odstotkih.



Merjenje kontrakcije na mestu pretrga cilindričnega preizkušanca z napravo Strictionmax

Omenili smo že, da je enačba (5.28) (pa tudi nekatere druge iz nje izpeljane) uporabna le do meje enakomernega raztezanja, to je do točke maksimalne obremenitve pri nateznem preizkusu. Kot že rečeno, je le do te točke deformacija v preizkušancu homogena in podaljšanje preizkušanca obratno sorazmerno zoženju njegovega prereza. Po prekoračenju maksimalne obremenitve moramo dejansko deformacijo (ki je od te točke dalje heterogena) utemeljiti na drugačen način. Analogno dejanskemu raztezku jo definiramo kot logaritem razmerja med ploščino začetnega prereza A_0 in ploščino dejanskega prereza A_i nateznega preizkušanca na mestu nastajanja vratu, torej kot:

$$\varepsilon = \ln \frac{A_0}{A_i} = 2 \ln \frac{D_0}{D_i} \quad (5.36)$$

pri čemer je D_0 začetni premer, D_i pa premer preizkušanca na zoženem mestu (v vratu) v nekem kasnejšem trenutku, po prekoračenju maksimalne obremenitve.

Z enačbo (5.36) lahko izračunamo tudi t. i. **lomno duktilnost** ϵ_f , ki je poleg enakomernega raztezka najpomembnejša značilnost, ki določa duktilnost (preoblikovalnost) materiala. Za lomno duktilnost ϵ_f dobimo:

$$\epsilon_f = \ln \frac{A_0}{A_f} = 2 \ln \frac{D_0}{D_f} \quad (5.37)$$

pri čemer je A_i ploščina porušnega prereza preizkušanca in D_f najmanjši premer preizkušanca na zoženem mestu, kjer je prišlo do porušitve. Bolj pogosto v inženirstvu pa je navajanje deleža, za katerega se zmanjša začetni prerez preizkušanca ob porušitvi. Tega imenujemo **kontraktcija q**:

$$q = \frac{A_0 - A_f}{A_0} \quad (5.38)$$

Kontraktcijo q navadno izražamo v odstotkih. Z lahkoto jo povežemo z lomno duktilnostjo. Iz enačb (5.37) in (5.38) namreč sledi:

$$\epsilon_f = \ln \frac{1}{1-q} \quad (5.39)$$

Na podoben način kot kontraktcijo definiramo tudi inženirski porušni raztezek e_f . Obe lastnosti izračunamo po porušitvi preizkušanca tako, da oba dela preizkušanca zložimo skupaj in izmerimo dolžino l_f ter premer D_f . Porušni raztezek nato izračunamo po enačbi:

$$e_f = \frac{l_f - l_0}{l_0} \quad (5.40)$$

Porušni raztezek e_f in kontraktcija q sta inženirski meri za duktilnost kovinskih materialov. Kontraktcija pa ima veliko prednost pred inženirskim porušnim raztezkom. Z enačbo (5.39) je kontraktcija povezana z lomno duktilnostjo ϵ_f , ki se pojavlja na primer v korelacijskih enačbah za izračunavanje lomne žilavosti K_{Ic} . V nasprotju s kontraktcijo q pa inženirskega porušnega raztezka e_f ne moremo povezati z lomno duktilnostjo ϵ_f , zato inženirski porušni raztezek tudi nima velikega pomena. Še več, inženirski porušni raztezek je – nasprotno od kontraktcije – odvisen celo od merske dolžine preizkušanca. Izrazito heterogena deformacija v lokalno zoženem nateznem preizkušancu ima za posledico zmanjšanje inženirskega porušnega raztezka z večanjem merske dolžine preizkušanca. Zato moramo pri navajanju inženirskega raztezka e_f vedno navesti tudi mersko dolžino preizkušanca, izraženo z njegovim premerom, na primer e_{f10} ali kar enostavno e_{10} , če je merska dolžina nateznega preizkušanca desetkrat večja od njegovega premera. Lastnost materiala, ki je na takšen način odvisna od geometrije preizkušanca, ne more biti njegova temeljna lastnost. Na osnovi navedenega zato lahko trdimo, da je pomen inženirskega

porušnega raztezka v vsakodnevni praksi precenjen. Popolnoma drugače pa je z enakomernim raztežkom, ki je neodvisen od merske dolžine in numerično enak eksponentu deformacijskega utrjevanja (enačba 5.32). Enakomerni raztežek pa je v vsakodnevni praksi premalo cenjen.

Poudariti moramo, da je duktilnost na sedANJI stopnji razumevanja kvalitativna in subjektivna lastnost materiala. Merjenja porušne deformacije so kljub temu zanimiva zaradi treh razlogov:

1. *Približno kažejo, do kakšne mere lahko deformiramo neki material pri različnih preoblikovalnih postopkih (valjanje, kovanje, vlečenje itd.), ne da bi prišlo do porušitve.*
2. *Kažejo projektantu splošno zmožnost materiala, da plastično »teče« pred porušitvijo. Če je kontrakcija velika (in je velik tudi enakomerni raztežek), sklepamo, da se bo kovinski material lahko utrjeval in lokalno deformiral, ne da bi prišlo do porušitve v primeru morebitne manjše prekoračitve kritičnih obremenitev.*
3. *Izvrstno rabijo kot kazalec morebitnih tehnoloških sprememb pri proizvodnji kovinskih materialov.*

Omenili smo že, da krivulje tečenja mnogih kovinskih materialov lahko dobro opišemo z Ludwig-Hollomonovo enačbo (4.1). Tokrat jo ponovno prikažemo v obliki:

$$\sigma_T = C \varepsilon^n$$

Poudariti moramo, da hitrost deformacijskega utrjevanja $d\sigma_T/d\varepsilon$ v zgornji enačbi ni identična eksponentu deformacijskega utrjevanja n . Iz enačbe (4.1) namreč sledi:

$$d\sigma_T = C n \varepsilon^{n-1} d\varepsilon$$

$$\frac{d\sigma_T}{d\varepsilon} = C \varepsilon^n n \varepsilon^{-1}$$

torej:

$$\frac{d\sigma_T}{d\varepsilon} = \frac{\sigma_T n}{\varepsilon} \quad (5.41)$$

oziroma:

$$n = \frac{\varepsilon}{\sigma_T} \frac{d\sigma_T}{d\varepsilon} \quad (5.42)$$

Ludwig-Hollomonova enačba (4.1) ne opisuje kake osnovne lastnosti kovinskih materialov in pogosto opažamo odmike od nje, tako pri majhnih ($\varepsilon \approx 10^{-3}$) kot velikih ($\varepsilon \approx 1$) deformacijah. Navadna oblika odmika od enačbe (4.1) je, da v diagramu $\ln \sigma_T$ vs. $\ln \varepsilon$ dobimo namesto ene dve premici z različnima naklonoma. Včasih dajo podatki, ki jih ne moremo opisati z enačbo (4.1), v dvojnem logaritemskem diagramu premico, če uporabimo enačbo:

$$\sigma_T = C(\varepsilon_0 + \varepsilon)^n \quad (5.43)$$

pri čemer je ε_0 označena deformacija, ki jo je material že utrpel pred nateznim preizkusom. Druga navadna oblika enačbe (4.1) je izvirna Ludwigova enačba:

$$\sigma_T = \sigma_0 + C \varepsilon^n \quad (5.44)$$

v kateri je σ_0 napetost tečenja, C in n pa imata enaki vrednosti kot v enačbi (4.1).

Krivulje dejanska napetost-dejanska deformacija materialov, kot so avstenitna jekla, ki jih ne moremo opisati z enačbo (4.1), lahko pri manjših deformacijah izrazimo v obliki enačbe:

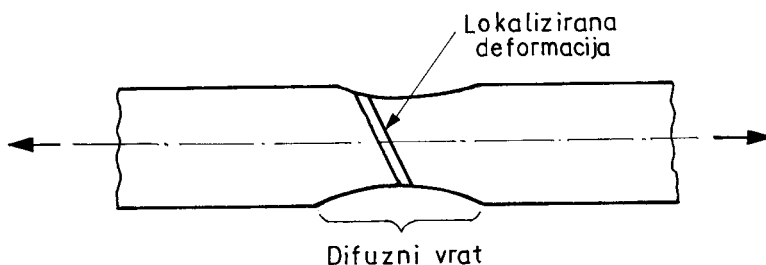
$$\sigma_T = C \varepsilon^n + \exp C_1 \exp(n_1 \varepsilon) \quad (5.45)$$

kjer je $\exp C_1$ približno enak meji proporcionalnosti med napetostjo in deformacijo, n_1 pa naklonu, za katerega se napetost razlikuje od tiste, ki jo v odvisnosti od deformacije sicer daje enačba (4.1). Iz strokovne literature pa so znani še številni drugi empirični izrazi za opis krivulj tečenja.

Deformacija ε v naštetih enačbah pomeni *dejansko plastično deformacijo* in ne celotne deformacije. Ker pa je elastična deformacija majhna v primerjavi s plastično, je $\varepsilon_p = \varepsilon_{\text{skupna}} - \varepsilon_e = \varepsilon_{\text{skupna}} - (\sigma/E) \approx \varepsilon_{\text{skupna}}$. Zato je za praktične namene ta razlika nepomembna.

Pri izotropnih kovinskih materialih je pojavljanje plastične nestabilnosti v obliki lokalne zožitve na cilindričnem nateznem preizkušancu radialno simetrično. Drugače velja za ploščate preizkušance, izrezane iz pločevine ali traku. Če je širina tovrstnih preizkušancev mnogo večja od njihove debeline, se pojavita dve vrsti plastične nestabilnosti. Prva je v obliki lokalne zožitve (imenovana *difuzno zoženje*), katere območje je navadno mnogo večje od debeline preizkušanca (slika 5.7).

Ta oblika plastične nestabilnosti pri ploščatih preizkušancih je analogna tvorjenju vratu pri cilindričnih preizkušancih. Difuzno zoženje se lahko konča s porušitvijo preizkušanca, bolj pogosto pa se nadaljuje z drugim tipom plastične nestabilnosti, t. i. lokalizacijo deformacije (*angl.: localized necking*). V tem primeru se pojavi čez vso širino preizkušanca ozko območje velikih strižnih deformacij, to je ozek drsni trak



Slika 5.7: Difuzno zoženje in lokalizacija deformacije pri ploščatem nateznem preizkušancu

pod nekim kotom glede na vzdolžno os preizkušanca. Širina tega traku je približno enaka debelini pločevine. Pri lokalizirani deformaciji ni spremembe širine, merjeno vzdolž brazde v drsnem traku, zato gre v tem primeru za ravninsko deformacijsko stanje.

Pri lokalizirani deformaciji je zmanjšanje prereza preizkušanca pri raztezanju omejeno le na debelino. Ker je ploščina prereza na tem mestu $A = wt$, pri čemer je w konstantna dolžina lokaliziranega zoženja, to je dolžina drsnega traku, t pa debelina tega dela, je $dA = wdt$. Ker je tudi $dP = \sigma_T dA$, sledi:

$$\frac{1}{A} \frac{dP}{d\varepsilon} = -\frac{1}{A} \frac{\varepsilon_T w dt}{d\varepsilon} = -\frac{\varepsilon_T w dt}{wt d\varepsilon} = -\sigma_T \left(\frac{dt/t}{d\varepsilon} \right) \quad (5.46)$$

Označimo deformacijo v aksialni smeri z ε_1 , v smeri širine z ε_2 in v smeri debeline z ε_3 . Zaradi konstantnosti volumna je $d\varepsilon_2 = d\varepsilon_3 = -d\varepsilon_1/2$ ter $d\varepsilon_3 = dt/t$. S substituiranjem teh izrazov v enačbo (5.46) dobimo:

$$\frac{1}{A} \frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{\sigma_T}{2} \quad (5.47)$$

Povečano sposobnost prenašanja obremenitve zaradi deformacijskega utrjevanja pa zapišemo kot:

$$\frac{1}{A} \frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{1}{A} \frac{Ad\sigma_T}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_T}{d\varepsilon} \quad (5.48)$$

Kot že prej, začne tudi v tem primeru nastajati zoženje, ko se geometrijsko mehčanje, to je zmanjšanje prereza pri raztezanju (*angl.: geometrical softening*), ravno izravna z deformacijskim utrjevanjem, zato po izenačenju izrazov (5.47) in (5.48) dobimo:

$$\frac{d\sigma_T}{d\varepsilon} = \frac{\sigma_T}{2} \quad (5.49)$$

Merilo za nastanek lokalizirane zožitve (5.49) pokaže, če ga primerjamo z (5.25), da se prerez preizkušanca pri tovrstni obliki plastične nestabilnosti zmanjšuje počasneje kot pa pri difuznem zoženju. Zaradi tega se mora v preizkušancu akumulirati več raztezka, preden geometrično mehčanje nevtralizira deformacijsko utrjevanje. Posledično velja za potenčno obliko krivulje tečenja pri lokaliziranem zoženju $\varepsilon_u = 2n$ (in ne $\varepsilon_u = n$, kot to velja za cilindrične natezne preizkušance, pri katerih je zoženje radialno simetrično; glej enačbo 5.31.).

Zgled 5.1

Pri cilindričnem nateznem preizkušancu premera 10 mm in merski dolžini 50 mm je obremenitev dosegla maksimalno vrednost 800 kN, obremenitev v trenutku porušitve pa 650 kN. Minimalni premer preizkušanca v trenutku porušitve je bil 8 mm. Določite inženirsko napetost pri maksimalni obremenitvi (natezno trdnost materiala) in dejansko lomno napetost. Kolikšen je inženirski lomni raztezek, če je bila končna merska dolžina preizkušanca ob porušitvi 70 mm?

Inženirsko napetost pri maksimalni obremenitvi (natezno trdnost) izračunamo kot kvocient maksimalne obremenitve in ploščine začetnega prereza preizkušanca, torej:

$$\sigma_u = \frac{P_{\max}}{A_0} = \frac{80000\text{N}}{\left[\frac{\pi(0,01\text{m})^2}{4}\right]} \approx 10^9 \text{ N/m}^2 = 1000 \text{ MNm}^{-2}$$

Dejansko napetost v trenutku porušitve pa izračunamo kot kvocient iz obremenitve v trenutku porušitve in dejanskega prereza preizkušanca v tem trenutku, torej:

$$\sigma_f = \frac{P_f}{A_f} = \frac{65000\text{N}}{\left[\frac{\pi(0,008\text{m})^2}{4}\right]} \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2 = 1300 \text{ MNm}^{-2}$$

Izračunajmo še lomno duktilnost. Uporabimo enačbo (5.37):

$$\varepsilon_f = \ln \frac{A_0}{A_f} = 2 \cdot \ln \left(\frac{0,01}{0,008} \right) = 0,446$$

Kolikšen pa je inženirski raztezek ob porušitvi? Z uporabo enačbe (5.28) dobimo:

$$\varepsilon_f = \ln(1 + e_f)$$

$$e_f = \exp \varepsilon_f - 1 = \exp 0,446 - 1 = 1,562 - 1 = 0,562 = 56,2 \%$$

Vendar pa enačbo (5.28) lahko brez zadržkov uporabljamo le do meje enakomernega raztezanja, nikakor pa ne do pretrga preizkušanca. Zato inženirski raztezek ob porušitvi navadno izračunamo iz podaljšanja preizkušanca in ne iz zoženja prereza (za inženirsko deformacijo, izračunano iz zoženja prereza, uporabljamo izraz *kontraktcija*). V tem primeru dobimo:

$$e_f = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l_f - l_0}{l_0} = \frac{70 - 50}{50} = 0,400 = 40 \%$$

Na takšen način izračunana porušna deformacija pa je seveda neprimerna, ker ima lokalno zoženje preizkušanca za posledico heterogeno porazdelitev deformacije po prerezu. Lomna deformacija, izračunana iz zoženja prereza (*kontraktcija*), je dejansko

tista največja lokalna deformacija (dejansko največja povprečna deformacija v zoženem prerezu), ki jo material še lahko prenese.

Enaki vrednosti za inženirsko deformacijo ob poružitvi dobimo pri obeh načinih računanja le v primeru, ko se na preizkušancu ne pojavi lokalno zoženje in ko zaradi konstantnosti volumna ves čas velja: $\Delta l/l_0 = -\Delta A/A_0$. Tako je navadno pri kovinskih materialih s slabo duktilnostjo (na primer sivi litini), pri katerih je deformacija enakomerno porazdeljena po celotni dolžini nateznega preizkušanca in ni izrazitega lokalnega zoženja, ne pa tudi pri zelo duktilnih kovinskih materialih. Seveda pa sta obe deformaciji – tako tista, izračunana iz zoženja prereza, kot ona, izračunana iz podaljšanja merske dolžine – povsem enaki vse do meje enakomernega raztezanja, to je do maksimalne obremenitve, in to neodvisno od tega, s kakšnim materialom imamo opraviti. Povedano velja za dolge natezne preizkušance.

Zgled 5.2

- a) Cilindrični preizkušanec smo obremenili natezno, pri čemer se je podaljšal na dvojno začetno dolžino. Izračunajte dejanski in inženirski raztezek. Kolikšni pa bi bili deformaciji pri tlačnem obremenjevanju, pri katerem bi preizkušanec stisnili na polovico začetne višine? Kaj opazite?
- b) Vzemimo, da smo cilindrični preizkušanec z začetno mersko dolžino 50 mm natezno obremenili tako, da je bil dosežen 10-odstotni inženirski raztezek, nato pa smo še dvakrat dodali obremenitev, pri čemer je bilo vsakokrat doseženo podaljšanje za nadaljnjih 10 odstotkov glede na doseženo mersko dolžino pred tem. Kolikšna je bila končna dolžina preizkušanca in kolikšna sta dejanski ter inženirski raztezek po trikratnem podaljšanju preizkušanca? Kaj pa opazite tokrat?

Ad a) Pri podaljšanju nateznega preizkušanca na dvojno dolžino je bil dosežen inženirski raztezek:

$$e = \frac{2l_0 - l_0}{l_0} = 1 = 100 \%$$

in dejanski raztezek:

$$\varepsilon = \ln \frac{2l_0}{l_0} = \ln 2 = 0,693 \approx 69 \%$$

Če bi hoteli doseči 100-odstotni inženirski skrček, bi morali preizkušanca stlačiti na ničelno višino. Intuitivno pa seveda pričakujemo, da natezanju na dvojno dolžino dejansko ustreza tlačenje le do polovične višine. Res je v tem primeru:

$$\varepsilon = \ln \left(\frac{l_0 / 2}{l_0} \right) = \ln \left(\frac{1}{2} \right) = -\ln 2 = -0,693 \approx -69 \%$$

kar je po absolutni vrednosti enako kot pri natezanju. Uporaba dejanskega raztezka oziroma dejanskega skrčka torej daje možnost medsebojne primerjave ekvivalentnih deformacij, česar inženirski raztezek oziroma skrček ne omogočata.

Ad b) Pri natezanju 50 mm dolgega cilindričnega preizkušanca za inženirskih 10 odstotkov je bila dosežena nova dolžina 55 mm. Pri nadaljnjem natezanju še za 10 odstotkov je bila dosežena nova dolžina 60,5 mm in končno pri nadaljnjem natezanju za še nadaljnjih inženirskih 10 odstotkov končna dolžina 66,55 mm. V celem se je torej natezni preizkušavec podaljšal od začetnih 50 mm na 66,55 mm, torej za 16,55 mm. Celotni inženirski raztezek je zato:

$$e = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{16,55}{50} = 0,331 \approx 33 \%$$

kar pomeni, da inženirski raztezek ni enostavno aditiven ($3 \cdot 10 \% = 30 \%$ in ne 33% , kot smo izračunali). Drugače pa je z dejanskim raztezkom. Ta je bil v prvem primeru:

$$\varepsilon_1 = \ln \frac{55}{50} = 0,0953 = 9,53 \%$$

v drugem pa:

$$\varepsilon_2 = \ln \frac{60,5}{55} = 0,0953 = 9,53 \%$$

in v tretjem:

$$\varepsilon_3 = \ln \frac{66,55}{60,5} = 0,0953 = 9,53 \%$$

Celotni dejanski raztezek, izračunan iz začetne in končne merske dolžine preizkušanca, pa je:

$$e = \ln \frac{66,55}{50} = 0,2859 = 28,59 \%$$

kar pa je natančna aritmetična vsota vseh treh delnih dejanskih raztezkov ($3 \cdot 9,53 \% = 28,59 \%$). Iz tega torej sledi, da je dejanski raztezek enostavno aditiven, medtem ko inženirski to ni. To je torej še druga očitna prednost rabe dejanskega raztezka pred inženirskim.

Zgled 5.3

Določite parametra C in n v znani Ludwig-Hollomonovi enačbi $\sigma_T = C \epsilon^n$ za odvisnost med dejansko napetostjo in dejansko deformacijo za nizkoogljčno jeklo z napetostjo tečenja 381 MPa, natezno trdnostjo 452 MPa in enakomernim inženirskim raztezkom 10 %. Primerjajte izračunano odvisnost z eksperimentalno dobljeno krivuljo tečenja na osnovi diskontinuirnega tlačnega preizkusa, ki ima za to nizkoogljčno jeklo obliko: $\sigma_T = 658 \epsilon^{0,109}$.

Iz enakomernega inženirskega raztezka e_u najprej po enačbi (5.32) izračunamo dejanski enakomerni raztezek ϵ_u , ki je numerično enak eksponentu deformacijskega utrjevanja n , iz Ludwig-Hollomonove enačbe (4.1), torej:

$$n = \epsilon_u = \ln(1 + e_u) = \ln(1 + 0,1) = 0,095$$

Sedaj pa na osnovi znanega eksponenta deformacijskega utrjevanja n in znane natezne trdnosti σ_u izračunamo še trdnostno konstanto C iz Ludwig-Hollomonove enačbe. Uporabimo že znano enačbo (5.35):

$$C = \sigma_u \left(\frac{2,71828}{n} \right)^n$$

in dobimo:

$$C = 452 \text{ MPa} \left(\frac{2,71828}{0,095} \right)^{0,095} = 622 \text{ MPa}$$

Ludwig-Hollomonova enačba bo torej imela v našem primeru obliko:

$$\sigma_T = 622 \epsilon^{0,095}$$

in je zelo blizu eksperimentalni krivulji tečenja, dobljeni na osnovi diskontinuirnega tlačnega preizkusa ($\sigma_T = 658 \epsilon^{0,109}$). Izmerjeni in izračunani trdnostni konstanti ter eksponenta deformacijskega utrjevanja se razlikujeta za manj kot 10 %, kar je – glede na moteči vpliv trenja pri tlačnem preizkusu in moteči vpliv morebitnega Bauschingerjevega efekta – pravzaprav zelo malo.

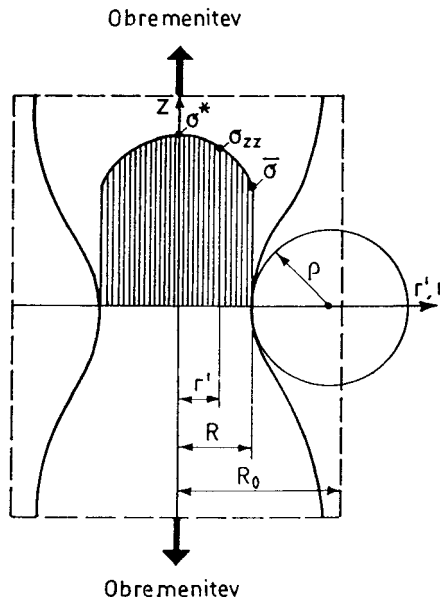
5.4 Triosno napetostno stanje v vratu nateznega preizkušanca

Lokalna zožitev v cilindričnem nateznem preizkušancu sproži nastanek lokalnega triosnega napetostnega stanja. Vrat preizkušanca si lahko predstavljamo kot plitvo zarezo, ki zaradi delujoče aksialne natezne obremenitve poraja radialne in tangencialne napetosti. Zaradi triosnega napetostnega stanja se poveča za tečenje potrebna aksialna natezna napetost. Povprečna dejanska osna napetost v vratu, ki je enaka natezni obremenitvi, deljeni z minimalnim prečnim prerezom zoženega dela nateznega preizkušanca, je torej večja od napetosti, ki je potrebna za tečenje v razmerah prevladujočega enoosnega natezanja (čista natezna obremenitev).

Matematično analizo porazdelitve napetosti v zoženem delu cilindričnega nateznega preizkušanca je med prvimi opravil P. W. Bridgman (pozneje pa bolj natančno še mnogi drugi, tudi M. Saje). Bridgmanova analiza je temeljila na naslednjih predpostavkah:

1. *Konturo vratu lahko aproksimiramo s krogom.*
2. *Prečni prerez zoženega dela ostaja krožen.*
3. *Velja von Misesov pogoj tečenja.*
4. *Deformacije po prečnem prerezu preizkušanca ostajajo konstantne.*

Slika 5.8 prikazuje geometrijo vratu na cilindričnem nateznem preizkušancu ter porazdelitev aksialne napetosti σ_{zz} . Z R smo označili radij minimalnega prečnega prereza vratu, z R_0 radij začetnega prereza nateznega preizkušanca ($R_0 = D_0/2$),



Slika 5.8: Geometrija vratu in porazdelitev aksialne napetosti

medtem ko je r' t. i. »deformirana dolžina« (*angl.: strained length*), namreč $r' = r R/R_0$. Krivinski radij vzdolžne konture vratu smo označili z ρ .

Po Bridgmanu so napetosti v najožjem delu vratu dane z:

$$\sigma_{T,av} = \sigma \left(1 + \frac{2\rho}{R} \right) \ln \left(1 + \frac{R}{2\rho} \right) \quad (5.50 \text{ a})$$

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\varphi\varphi} = \bar{\sigma} \ln \left(\frac{R^2 + 2R\rho - r'^2}{2R\rho} \right) \quad (5.50 \text{ b})$$

$$\sigma_{zz} = \sigma + \sigma_{rr} \quad (5.50 \text{ c})$$

kjer je $\sigma_{T,av}$ že omenjena povprečna dejanska napetost v vratu. V osi nateznega preizkušanca, kjer je $r = r' = 0$ in $z = 0$, doseže napetostna komponenta σ_{zz} svojo največjo vrednost:

$$\sigma_{zz, \max} = \sigma^*$$

$$\sigma^* = \sigma + \bar{\sigma} \ln \left(\frac{R + 2\rho}{2\rho} \right) \quad (5.51)$$

Za praktično rabo pa sta primernejši nekoliko enostavnejši enačbi, ki sta jih že pred Bridgmanom našla N. N. Davidenkov in N. J. Spiridonova, namreč enačba:

$$\sigma^* = \sigma \left(1 + \frac{R}{2\rho} \right) \quad (5.52)$$

za maksimalno natezno napetost v osi preizkušanca v najožjem delu vratu, ter enačba:

$$\sigma_{T,av} = \sigma \left(1 + \frac{R}{4\rho} \right) \quad (5.53)$$

za povprečno dejansko napetost v vratu. Ker $\sigma_{T,av}$ v trenutku porušitve preizkušanca poznamo (saj poznamo porušno obremenitev in lomni prerez preizkušanca), lahko z merjenjem krivinskega radija konture vratu, potem ko smo sestavili oba konca zlomljenega nateznega preizkušanca, po enačbi (5.53) izračunamo ekvivalentno napetost $\bar{\sigma}$, nato pa po enačbi (5.52) tudi maksimalno natezno napetost v osi preizkušanca σ^* .

Ludwig-Hollomonovo potenčno funkcijo (4.1) zapišemo sedaj s posplošenimi napetostmi in deformacijami v obliki, ki jo že poznamo:

$$\bar{\sigma} = C \cdot \bar{\varepsilon}^n$$

C in n določimo tako, da v zgornjo enačbo zapored substituiraemo vrednosti, kot veljajo za dogovorno napetost tečenja $\sigma_{0,2}$ (pri neizraziti napetosti tečenja se namreč dogovorimo, da le-ta ustreza trajnemu inženirskemu raztežku 0,2 %) pri enoosnem

nateznem preizkusu ($\bar{\sigma} = \sigma_{0,2}$ in $\bar{\epsilon} = 0,002$) ter za lom sam, ko napetost $\bar{\sigma}$ lahko izračunamo po enačbi (5.53), upoštevaje geometrijo prelomljenega nateznega preizkušanca. Pri tem je $\bar{\epsilon}_f = \epsilon_f = \ln(A_0/A_f)$.

Z znano enačbo $\bar{\sigma} = C \cdot \bar{\epsilon}^n$ zapišemo odvisnost σ^* vs. $\bar{\epsilon}$ z upoštevanjem enačbe (5.52). Pri tem upoštevamo, da se prične pojavljati vrat, ko je $\bar{\epsilon} = n$, ter privzamemo, da σ^* narašča vse do porušitve linearno. Ob tem je koristno vedeti tudi, da za natezni preizkus v splošnem velja:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_1 = \ln\left(\frac{A_0}{A_1}\right) \quad (5.54)$$

Enačba (5.54) sledi iz poenostavljenega izraza za ekvivalentno deformacijo, ki ga uporabljata W. E. Hosford in R. M. Caddell in ki ima obliko:

$$\bar{\epsilon} = \sqrt{\frac{2}{3}(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^2)} \quad (5.55)$$

pri čemer smo z epsiloni označili glavne deformacije. Za deformacije pri nateznem preizkusu pa velja:

$$\epsilon_1 = \epsilon_{\max} \quad \text{in} \quad \epsilon_2 = \epsilon_3 \neq \epsilon_1$$

vendar pa zaradi konstantnega volumna tudi velja:

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 = 0 \quad \text{iz česar sledi:} \quad \epsilon_1 + 2\epsilon_2 = 0$$

Končno po enačbi (5.55) dobimo:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_1 \quad (5.56)$$

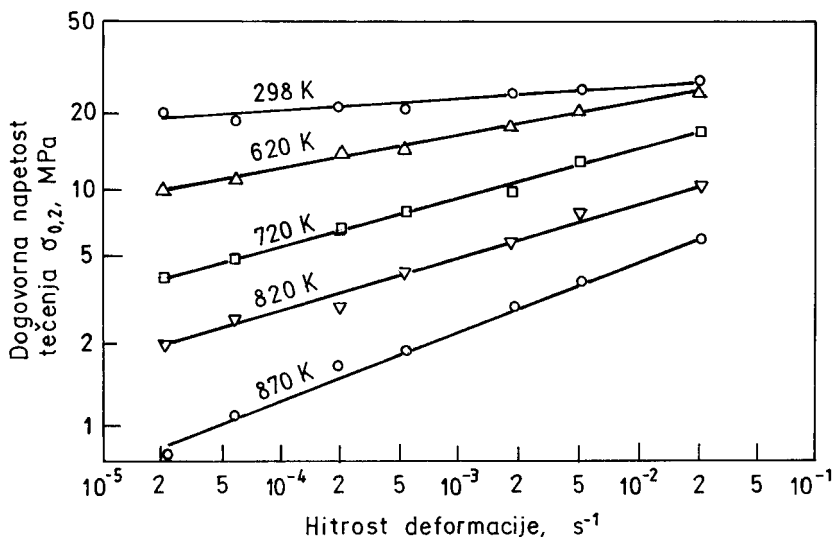
in od tod za $\bar{\epsilon}_f$:

$$\bar{\epsilon}_f = \epsilon_f = \ln\left(\frac{A_0}{A_f}\right) \quad (5.57)$$

Izraz (5.57) pa že poznamo, saj smo ga uporabili za kalibriranje potenčne funkcije $\bar{\sigma} = C \cdot \bar{\epsilon}^n$.

5.5 Vpliv hitrosti deformacije na tečenje pri nateznem preizkusu

Hitrost deformacije pri nateznem preizkusu, definirana kot $d\epsilon/dt$ z enoto s^{-1} , ima pomemben vpliv na izmerjeno napetost tečenja. V diagramu na sliki 5.9 je prikazan ta vpliv za aluminijevo zlitino 6063-O (*R. Mignogna et al.: Met. Trans., (1970), 1771*). Očitno je, da se dogovorna napetost tečenja $\sigma_{0,2}$ povečuje z naraščanjem hitrosti deformacije pri nateznem preizkusu, nanjo pa zelo vpliva temperatura. Vpliv hitrosti



Slika 5.9: Dogovorna napetost tečenja $\sigma_{0,2}$ v odvisnosti od hitrosti deformacije $d\epsilon/dt$ za aluminijevo zlitino

deformacije na natezno trdnost pa je mnogo manjši od opisanega vpliva hitrosti deformacije na napetost tečenja.

Omenimo še, da so hitrosti deformacij pri navadnem (semistatičnem) nateznem preizkusu med 10^{-5} in $10^{-1} s^{-1}$. Večje hitrosti deformacij so značilne za dinamične oziroma udarne preizkuse, manjše pa za merjenja lezenja.

Matematično analizo, ki povezuje hitrost deformacije $d\epsilon/dt$ pri nateznem preizkusu s hitrostjo odmikanja glav nateznega trgalnega stroja (*angl.: crosshead speed*), je opravil A. Nadai. Hitrost odmikanja glav stroja (v glavah so čeljusti, ki prižemajo oba konca preizkušanca) je definiral kot: $v = dl/dt$, pri čemer je l trenutna merska dolžina preizkušanca. Hitrost deformacije, izražena z inženirskim raztezkom, je potem:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{d\left(\ln \frac{l-l_0}{l_0}\right)}{dt} = \left(\frac{1}{l}\right) \left(\frac{dl}{dt}\right) = \frac{v}{l_0} \quad (5.58)$$

Iz enačbe (5.58) izhaja, da je hitrost inženirske deformacije premo sorazmerna hitrosti odmikanja glav stroja. Zato lahko z modernimi nateznimi trgalnimi stroji, pri katerih lahko poljubno izbiramo hitrosti odmikanja glav (na primer 10 mm/min pri hitrem nateznem preizkusu, 0,1 mm/min pri upočasnjem nateznem preizkusu), izvršimo natezni preizkus s konstantno hitrostjo inženirskega raztezka. Za hitrost dejanskega raztezka $d\epsilon/dt$ pa dobimo:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\left(\ln \frac{l}{l_0}\right)}{dt} = \left(\frac{1}{l}\right)\left(\frac{dl}{dt}\right) = \frac{v}{l} \quad (5.59)$$

Iz (5.58) in (5.59) izhaja, da je hitrost dejanskega raztezka povezana s hitrostjo inženirskega raztezka z enačbo:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{v}{l} = \left(\frac{l_0}{l}\right)\left(\frac{de}{dt}\right) = \left(\frac{1}{1+e}\right)\left(\frac{de}{dt}\right) = \frac{\left(\frac{de}{dt}\right)}{1+e} \quad (5.60)$$

Enačba (5.59) pove, da bo pri konstantni hitrosti odmikanja glav nateznega stroja hitrost dejanskega raztezka $d\varepsilon/dt$ padala, ko bo dolžina nateznega preizkušanca l naraščala. Za ohranitev konstantne hitrosti dejanskega raztezka ($d\varepsilon/dt = \text{konst.}$) mora hitrost odmikanja glav stroja naraščati premo sorazmerno s trenutno dolžino preizkušanca po enačbi:

$$v = \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) l_0 \exp\left[\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)t\right] \quad (5.61)$$

Do pojavljanja plastične nestabilnosti lahko to zagotovimo neposredno s kontroliranjem trenutne dolžine preizkušanca, od tega dogodka dalje pa le še s kontroliranjem trenutnega prereza zoženega dela nateznega preizkušanca (v t. i. režimu *closed-loop control*).

Iz diagrama na sliki 5.9 (skali sta logaritemski) izhaja splošna odvisnost med napetostjo tečenja in hitrostjo deformacije pri konstantnem raztezu in temperaturi:

$$\sigma_y = C \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)^m \Big|_{\varepsilon, T} \quad (5.62)$$

pri čemer je eksponent **m občutljivost za vpliv deformacijske hitrosti** (*angl.: strain-rate sensitivity*). Dobimo ga lahko neposredno iz diagramov (za aluminijevo zlitino je prikazan na sliki 5.9) ali s tako imenovanim nateznim preizkusom s spremenljivo hitrostjo deformacije, pri katerem izmerimo spremembo napetosti tečenja zaradi spremembe hitrosti deformacije $d\varepsilon/dt$ (pri konstantnem raztezu ε in temperaturi T). V tem primeru dobimo m kot:

$$m = \left[\frac{\partial \ln \sigma_y}{\partial \ln \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)} \right]_{\varepsilon, T} = \left[\frac{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)}{\sigma_y} \left[\frac{\partial \sigma_y}{\partial \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)} \right] \right]_{\varepsilon, T}$$

$$m = \frac{\Delta \ln \sigma_y}{\Delta \ln \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)}$$

$$m = \frac{\ln \frac{\sigma_{y2}}{\sigma_{y1}}}{\ln \left[\frac{\left(\frac{d\varepsilon_2}{dt} \right)}{\left(\frac{d\varepsilon_1}{dt} \right)} \right]}$$
(5.63)

Občutljivost za vpliv deformacijske hitrosti je pri sobni temperaturi dokaj nizka ($m < 0,1$), z naraščanjem temperature pa narašča ($m \approx 0,1$ do $0,2$ pri temperaturah plastične predelave v vročem).

Znano je, da je hitrost gibanja dislokacij (v) zelo močno odvisna od napetosti, kot to prikazuje enačba:

$$v = \text{konst} \cdot \sigma^{m'} \quad (5.64)$$

V enem od računskih zgljedov poglavja o dislokacijah pa smo izračunali, da je hitrost deformacije $d\varepsilon/dt$ odvisna od hitrosti mobilnih dislokacij v in od njihove gostote ρ , kot sledi:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \rho b v \quad (5.65)$$

pri čemer je b absolutna vrednost Burgersovega vektorja. Iz enačb (5.63) in (5.65) sledi:

$$\frac{1}{m} = \frac{\partial \ln \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)}{\partial \ln \sigma_y} = \frac{\partial \ln v}{\partial \ln \sigma_y} + \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \sigma_y} \quad (5.66)$$

medtem ko iz enačbe (5.64) sledi:

$$\frac{\partial \ln v}{\partial \ln \sigma_y} = m' \quad (5.67)$$

Torej bo:

$$m' = \frac{1}{m} - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \sigma_y} \quad (5.68)$$

Enačba (5.68) pove, da je v primeru, ko se pri naraščanju napetosti ne spreminja gostota mobilnih dislokacij, $m' = 1/m$. Ta sklep je sicer težko razumljiv, pa vendar je res, da daje pri risanju odvisnosti $1/m$ od deformacije ekstrapolacija k ničli vrednost, ki je blizu m' , določeni z merjenji hitrosti dislokacij po metodi jedkalnih jamic (*angl.: etch-pit measurements*).

Medtem ko je lahko občutljivost za hitrost deformacije pri kovinah pri sobni temperaturi razmeroma majhna (z izjemo superplastičnih kovin in zlitin), pa je pri drugih materialih lahko znatna. Mejni primer je Newtonovo viskozno telo, pri katerem je napetost tečenja kar premo sorazmerna s hitrostjo deformacije in je torej, upoštevaje enačbo (5.62), m enak 1.

Na koncu tega poglavja moramo omeniti še en vpliv hitrosti deformacije, namreč tistega na lomno duktilnost ϵ_f kovin in zlitin. O tem se sicer razmeroma malo piše, čeprav je pojav pomemben za inženirsko prakso. V splošnem naj bi namreč hitrost deformacije ne imela večjega vpliva na izmerjeno lomno duktilnost pri nateznem preizkusu. Vendar pa je poznano, da že zelo majhne koncentracije vodika (vsega nekaj ppm), na primer v jeklih z visoko trdnostjo, močno vplivajo na zmanjšanje lomne duktilnosti, izmerjene pri upočasnjenem natezanju, v primerjavi z lomno duktilnostjo pri standardnih pogojih natezanja (pri nateznih preizkušancih dolžine 100 mm lahko ta vpliv zaznamo, če hitrost odmikanja glav nateznega stroja zmanjšamo od navadnih 10 mm/min na le 0,1 mm/min). Ker je upočasnjeno natezanje pravzaprav semistatični približek dolgotrajnega nateznega obremenjevanja, lahko pride pri statično obremenjenih konstrukcijah posledično do t. i. zapoznelega loma (*angl.: delayed failure*) zaradi pojavljanja časovno odvisnega poslabšanja lomne duktilnosti, ne pa tudi napetosti tečenja ali natezne trdnosti materiala (poveča se torej zarezna občutljivost materiala pri nezmanjšani napetosti tečenja).

5.6 Vpliv temperature na tečenje pri nateznem preizkusu

Lastnosti kovinskih materialov so močno odvisne od temperature preizkušanja. Načeloma trdnostne lastnosti z naraščanjem temperature padajo, duktilnost pa narašča, čeprav lahko mikrostrukturne spremembe med samim preizkušanjem (izločanje iz trdne raztopine, deformacijsko staranje, rekristalizacija in podobno) spremenijo to vedenje.

Odvisnost napetosti tečenja od temperature pri konstantni deformaciji in konstantni hitrosti deformacije lahko v splošnem izrazimo kot:

$$\sigma = C_1 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \Big|_{\epsilon, de/dt} \quad (5.69)$$

pri čemer je Q aktivacijska energija za plastično tečenje, R je splošna plinska konstanta, T pa absolutna temperatura preizkušanja. Indeks y pri napetosti σ smo tokrat opustili, saj ne gre več le za napetost tečenja σ_y (*angl.: yield stress*) pač pa za dejansko (trenutno) napetost, s katero material teče pri neki deformaciji in hitrosti deformacije (*angl.: flow stress*).

Napetost tečenja je odvisna od tipa dislokacijske strukture, ki obstaja v trenutku merjenja in ki je odvisna od temperature, hitrosti deformacije in deformacije. Eden od

načinov ločevanja teh vplivov pri določevanju aktivacijske energije Q je t. i. temperaturno spremenljivi preizkus, ko pri konstantni hitrosti deformacije, pri kateri zapisujemo krivuljo napetost-deformacija, pri izbrani vrednosti dosežene plastične deformacije (raztezka) spremenimo temperaturo ter počakamo, da se vzpostavi ravnotežje. Aktivacijsko energijo nato izračunamo po enačbi:

$$Q = \left(\frac{RT_1 T_2}{T_2 - T_1} \right) \ln \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right) \quad (5.70)$$

Dokaj enostaven, a zelo uporaben izraz, ki opisuje kombiniran vpliv temperature in hitrosti deformacije na napetost tečenja, pa je oblike:

$$\sigma = f(Z) = f \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) \exp \left(\frac{\Delta H}{RT} \right) \right]_{\varepsilon} \quad (5.71)$$

pri čemer je ΔH aktivacijska energija, ki je povezana z aktivacijsko energijo Q v enačbi (5.69) kot: $Q = m \Delta H$, in je m že znana občutljivost za hitrost deformacije. Količina Z se imenuje **Zener-Hollomonov parameter** ali tudi temperaturno modificirana hitrost deformacije:

$$Z = \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) \exp \left(\frac{\Delta H}{RT} \right) \quad (5.72)$$

Zener-Hollomonov parameter se pogosto uporablja pri opisu natezanja v vročem, vendar pa se pri predelavi v vročem (valjanje, kovanje, vlečenje) pogosto uporablja tudi druga relacija, ki povezuje napetost, temperaturo in deformacijo, to je Sellars-Tegartova relacija:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) = A (\sin h \alpha \sigma)^{n'} \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \quad (5.73)$$

kjer so A , α in n' eksperimentalno določljive konstante, Q pa je aktivacijska energija. Pri majhnih napetostih ($\alpha \sigma < 1$) se enačba (5.73) poenostavi v potenčni zakon, neodvisen od α , ki ga lahko uspešno uporabljamo za opis lezenja:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) = A_1 \sigma^{n'} \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \quad (5.74)$$

Pri velikih napetostih ($\alpha \sigma > 1,2$) pa se enačba (5.73) poenostavi v eksponentno obliko:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) = A_2 \exp(\beta \sigma) \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \quad (5.75)$$

Konstanti α in n' sta povezani z enačbo $\beta = \alpha n'$, tako da lahko α in n' dobimo enostavno s preizkušanjem pri velikih in majhnih napetostih.

Če uporabljamo enačbo (5.73), dobimo pri risanju odvisnosti $d\epsilon/dt$ vs. $\sinh \alpha\sigma$ v log-log koordinatah družino paralelnih premic (po eno za vsako temperaturo). Aktivacijsko energijo Q dobimo iz odvisnosti $\ln(d\epsilon/dt)$ vs. $1/T$ pri konstantnem $\sinh \alpha\sigma$.

5.7 Vpliv preizkusnega stroja na tečenje pri natezanju

Za natezne preizkuse uporabljamo dve vrsti natezних trgalnih strojev, in sicer: (1) stroje z nadzorovano obremenitvijo (*angl.: load controlled machines*) ter (2) stroje z nadzorovanim pomikom (*angl.: displacement controlled machines*). Pri strojih z nadzorovano obremenitvijo – in starejši hidravlični stroji so te vrste – operater lahko natančno nastavlja obremenitev, pomika, ki ustreza tej obremenitvi, pa nima pod nadzorom. Pri strojih z nadzorovanim pomikom se obremenitev glede na zahtevani pomik uravnava samodejno. Stroji s pogonom z vretenom, pri katerih se glava stroja giblje s konstantno nastavljeno hitrostjo, so te vrste. Sodobni stroji pa so računalniško vodeni in omogočajo tako nadzorovanje obremenitve kot pomika, celo nadzorovanje različnih spremenljivk, izračunanih iz sprotnih preizkusnih podatkov, na primer nadzorovanje dejanske napetosti.

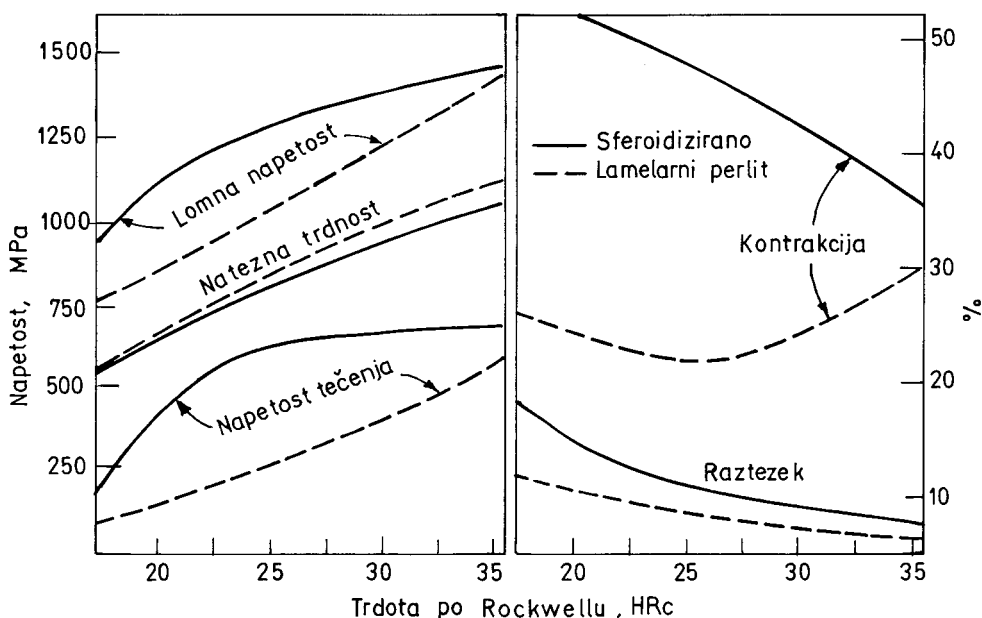
Vse vrste strojev se zaradi delujoče obremenitve deformirajo. Zato ne moremo hitrosti gibanja glave stroja neposredno pretvoriti v deformacijo preizkušanca, ne da bi za to uporabili ustrezne popravke. Konstantna hitrost glave stroja namreč pomeni konstantno hitrost celotne deformacije, ki pa je vsota hitrosti elastične deformacije preizkušanca, hitrosti njegove plastične deformacije in hitrosti deformacije, ki je posledica elastičnosti stroja. V vsakem trenutku obstaja neka porazdelitev hitrosti deformacije na te tri neenake dele. Ne da bi se spuščali v natančno analizo teh pojavov, povejmo, da imajo značilnosti nateznega trgalnega stroja velik vpliv na obliko krivulje napetost-deformacija in na vedenje ob porušitvi. Mehanični stroji z vretenom so navadno zelo togi in zvesto pokažejo spodnjo in zgornjo napetost tečenja, medtem ko so hidravlični stroji navadno podajni in bosta zato napetosti tečenja zabrisani, verno pa bo zapisan raztezek, ki ustreza nastavljeni konstantni obremenitvi.

5.8 Natezne lastnosti jekel

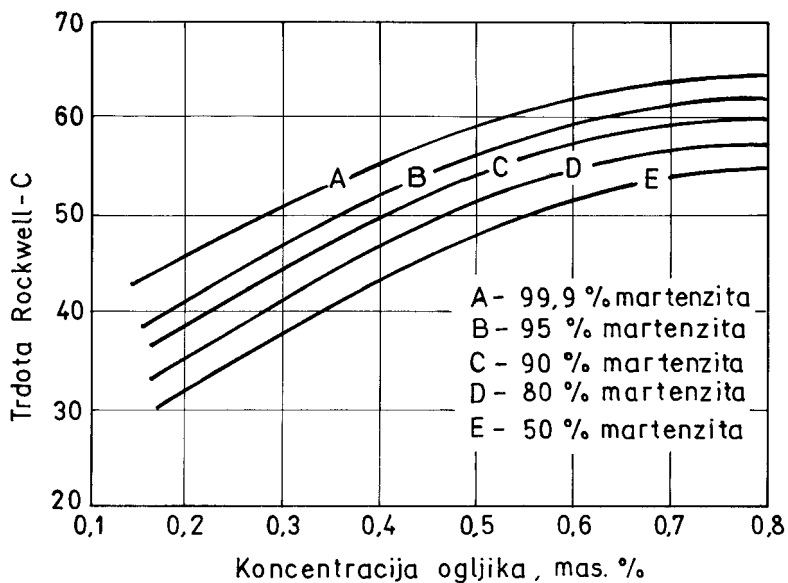
Jekla so zanesljivo najpomembnejši kovinski konstrukcijski material. Jekel je tudi zelo veliko različnih vrst za različne namene uporabe. Pri tem je najbolj zanimivo to, da so mehanske lastnosti jekel mnogo bolj kot od sestave odvisne od svoje mikrostrukture. Tako so na primer natezne lastnosti sferoidizacijsko žarjenih jekel [krajše: žarjenih (*angl.: annealed*) jekel] in normaliziranih jekel odvisne od tečenja ferita (med natezanjem) in njegovih lomnih značilnosti ter od deleža, oblike in

porazdelitve cementita. Trdnost feritne faze je nadalje močno odvisna od koncentracije legirnih elementov in od velikosti feritnih zrn. Koncentracija ogljika je seveda najpomembnejša, saj je od nje odvisen delež cementita v mikrostrukturi, bodisi v obliki lamel v perlitu bodisi v obliki zrn (sferoidizirana oblika cementita). Z naraščanjem koncentracije ogljika v jeklu rasteta natezna trdnost in trdota, raztezek pa se zaradi povečanega deleža cementita v mikrostrukturi zmanjšuje. Normalizirano jeklo ima večjo trdnost od žarjenega jekla, ker večja hitrost ohlajanja pri normalizaciji povzroči transformacijo v perlit pri nižji temperaturi in se zato skrajša medlamelarna razdalja v perlitu (perlit postaja finejši). Razlike v nateznih lastnostih zaradi oblike cementita v jeklu z enako koncentracijo ogljika so prikazane na sliki 5.10, kjer so primerjane natezne lastnosti jekla s sferoidizirano obliko cementita z enakim jeklom z lamelarno (perlitno) obliko cementita.

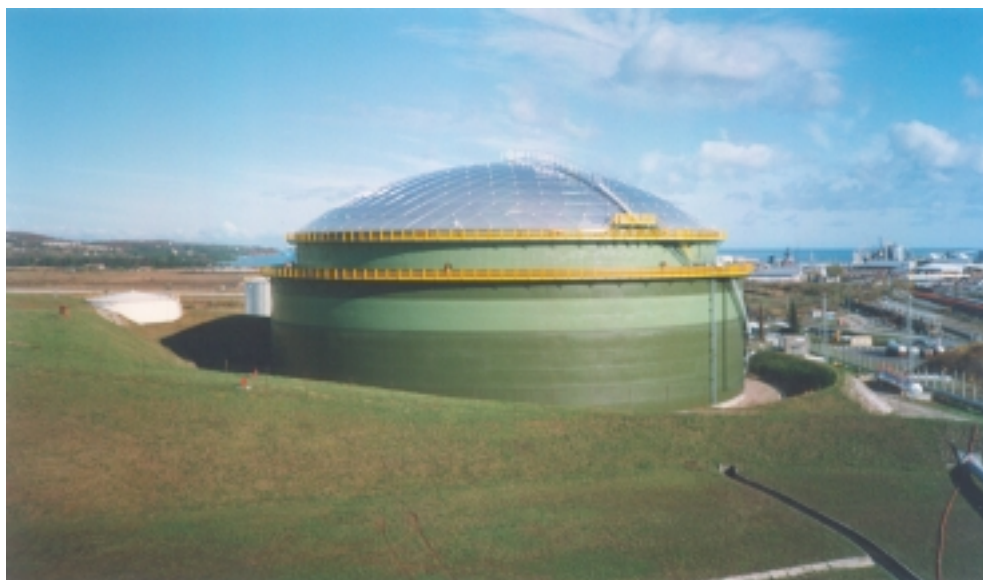
Najboljšo kombinacijo trdnosti in duktilnosti pa kažejo jekla, ki so bila kaljena na martenzit in nato popuščena (poboljšana jekla). Trdota kaljenih konstrukcijskih jekel, to je jekel za poboljšanje, je pri danem deležu martenzita v mikrostrukturi odvisna v največji meri le od koncentracije ogljika v jeklu (in skoraj prav nič od koncentracije legirnih elementov), kot je to prikazano v diagramu na sliki 5.11. Vendar pa je pri kaljenju ogljikovih jekel težko doseči popolnoma martenzitno mikrostrukturo po celotnem prerezu kaljenih kosov. Pravimo, da imajo ogljikova jekla slabo prekaljivost, to je sposobnost kaljenja v globino (*angl.: hardenability*). Prekaljivost ni neposredno povezana s trdoto oziroma trdnostjo kaljenega jekla, ki je,



Slika 5.10: Mehanske lastnosti evtektoidnega jekla z mikrostrukturo iz lamelarnega in zrnatega perlita



Slika 5.11: Trdota kaljenega jekla v odvisnosti od koncentracije ogljika in deleža martenzita v mikrostrukturi



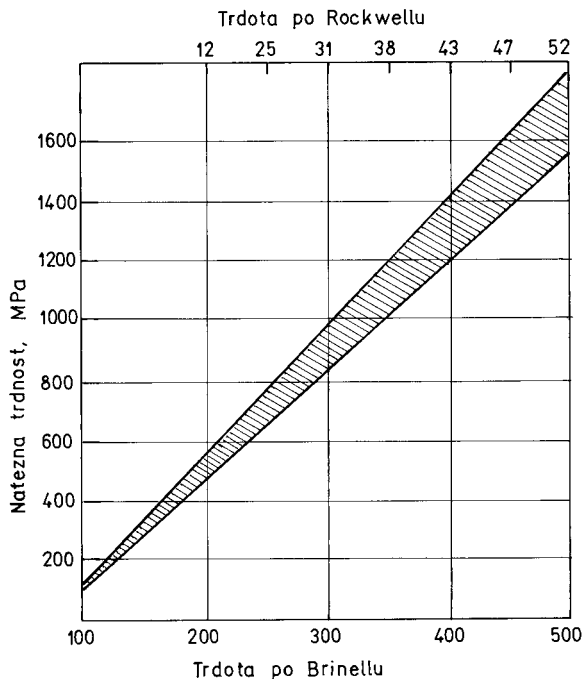
Rezervoar prostornine 60 000 m³ za shranjevanje naftnih derivatov, izdelan iz drobnozrnatega mikrolegranega jekla Niomol 490 K na Serminu pri Kopru

kot rečeno, odvisna le od koncentracije ogljika v jeklu. Odvisna je od transformacijskih značilnosti jekla. Čeprav legirni elementi nimajo omembe vrednega vpliva na doseženo trdoto martenzita, imajo zelo velik vpliv na prekaljivost. Legirni elementi v jeklih za poboljšanje (Mn, Cr, Mo, Ni in podobno) namreč močno vplivajo na kinetiko transformacij pri toplotni obdelavi teh jekel ter zato močno izboljšajo prekaljivost. Zahtevana trdota zato ni dosežena le na površini, ampak tudi v notranjosti toplotno obdelanih kosov.

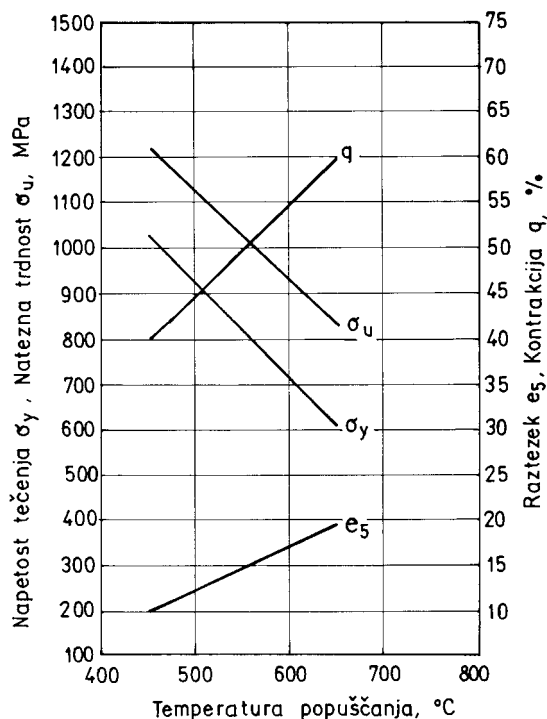
Podatke iz diagrama na sliki 5.11 lahko uporabljamo za presojo učinkovitosti kaljenja. Na osnovi izmerjene trdote na površini kaljenega kosa namreč lahko, ob znani koncentraciji ogljika v jeklu, dokaj natančno določimo delež martenzita v mikrostrukturi kaljenega jekla na površini. Ta mora biti čim višji. Če to ni tako, moramo za kaljenje izbrati jeklo z višjim deležem ogljika ali pa pri istem jeklu pooprčiti pogoje kaljenja.

Trdota je poleg tega primerno merilo tudi za trdnost kaljenih in popuščanih jekel. Ujemanje med trdoto in natezno trdnostjo za kaljena in popuščena (poboljšana), normalizirana ter sferoidizacijsko žarjena jekla je prikazano na sliki 5.12.

Mehanske lastnosti kaljenega jekla lahko spreminjamo v širokem razponu, s tem da ga popuščamo pri različnih izbranih temperaturah. V diagramu na sliki 5.13 je prikazano, kako se spreminjajo trdnostne lastnosti in duktilnost krom-molibde-



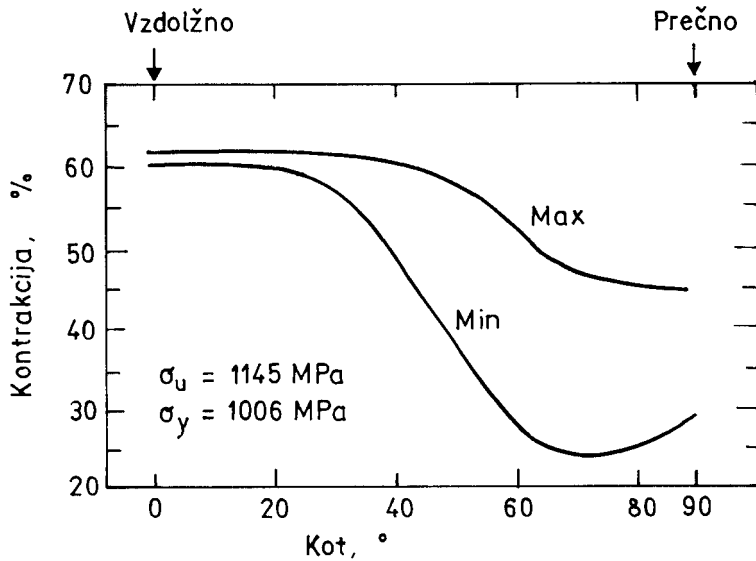
Slika 5.12: Odvisnost med trdoto in trdnostjo, ki velja za poboljšana in za normalizirana jekla ter za sferoidizacijsko žarjena jekla



Slika 5.13: Popuščni diagram za nizkolegirano krom-molibdenovo jeklo za popoljšanje z 0,42 % C

novega jekla za popoljšanje z 0,42 % C. S povečevanjem temperature popuščenja se znižujeta trdnost in napetost tečenja, naraščata pa raztezek in zožitev (kontrakcija). Povejmo še, da nasprotno od sferoidizacijsko žarjenega jekla, pri katerem dosega napetost tečenja celo manj od polovice trdnosti, dosega napetost tečenja pri normaliziranem jeklu kakšnih 60 do 65 % trdnosti, medtem ko dosega napetost tečenja pri popuščanem jeklu (odvisno tudi od temperature popuščenja) celo 90 % in več od trdnosti takšnega jekla. Zato ker je torej to razmerje toliko boljše od razmerja pri normaliziranem jeklu, kaljenje s pripadajočim popuščanjem tudi imenujemo popoljšanje jekla.

Na koncu omenimo še, da pri merjenju mehanskih lastnosti jekel zelo pogosto naletimo na izrazito anizotropijo izmerjenih vrednosti. Zapomnimo si, da je glavna smer predelave (valjanja, vlečenja) vedno označena kot vzdolžna smer in da moramo upoštevati dve prečni smeri. Krajša prečna smer ustreza na primer debelini pločevine, daljša pa njeni širini. Lastnosti v prečnih smereh so zlasti pomembne pri debelostenih ceveh (tlačnih posodah), ki so izpostavljene velikim notranjim tlakom in kjer se smer največje tangencialne napetosti ujema s prečno smerjo pri cilindričnem kovanju. Poslabšanje duktilnosti v prečni smeri glede na vzdolžno je lahko tudi dokaj veliko, kot je na primer prikazano v diagramu na sliki 5.14. Pri projektiranju moramo to anizotropijo lastnosti vsekakor upoštevati.



Slika 5.14: Poslabšanje kontrakcije v odvisnosti od kota med vzdolžno smerjo kovanja in osjo obdelovanca

Na dosežene mehanske lastnosti, zlasti duktilnost, pa zelo ugodno vpliva tudi velika stopnja predelave, to je velika stopnja redukcije prereza obdelovanca pri različnih postopkih preoblikovanja v vročem. Najslabše mehanske lastnosti imajo zato praviloma ulitki (nič mehanske predelave), najboljše pa odkovki in profili z veliko stopnjo zmanjšanja prečnega prereza pri kovanju oziroma valjanju (zato pa je za njih značilna večja anizotropija mehanskih lastnosti). Vendar pa tovrstna delitev v zadnjih letih ne velja več vedno. V avtomobilski industriji so na primer ulitki marsikje izpodrinili odkovke, na pohodu pa so že tudi strojni deli, izdelani s stiskanjem prahov (izostatsko stiskani in sintrani deli), ki pomenijo za proizvajalce popolnoma nov izziv.

5.9. Udarno merjenje žilavosti

Žilavost se pri nateznem preizkusu izraža z lomno duktilnostjo ϵ_r , ki jo dobimo z merjenjem kontrakcije pri pretrgu. Vendar pa so izkušnje pokazale, da takšen način merjenja žilavosti ne zadošča popolnoma. Kot bomo videli v poglavju o mehaniki loma, so jekla s feritno mikrostrukturo – pri katerih je temperaturna odvisnost napetosti tečenja zelo izrazita – nagnjena k prehodu iz žilavega v krhko stanje, temperatura tega prehoda pa je odvisna tako od vrste jekla (zlasti od velikosti kristalnih zrn) kot tudi od vrste preizkušanja (zlasti geometrija preizkušanca in s tem povezano triosno stanje napetosti, hitrost deformacije). Natezni preizkus ne spada

med »ostre« preizkuse, saj so pri njem uporabljeni preizkušanci gladki (brez zarez ali celo razpok), majhne hitrosti deformacije pa ga uvrščajo med semistatične preizkuse.

Posledica tega je, da prehoda v krhko stanje z nateznim preizkusom skoraj ne moremo zaznati, ker je pri blagih razmerah merjenja pomaknjen k zelo nizkim temperaturam, pri konstrukcijskih jeklih navadno k temperaturam, nižjim od $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Kovinske konstrukcije so izpostavljene tudi udarnim obremenitvam (npr.: prižemke-obešala sedežnih žičnic, pnevmatska kladiva, ekscentrične stiskalnice), različne spremembe prerezov (na primer odprtine za zakovice, utori ali celo zareze na elementih konstrukcij) pa prispevajo k nastajanju triosnih napetostnih stanj. Zato je bilo treba za merjenje žilavosti razviti nove metode. Francoski metalurg Charpy je že leta 1901 predložil udarno merjenje žilavosti pri preizkušancih z zarezo. Takrat so



Instrumentirano Charpyjevo kladivo za merjenje udarne žilavosti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

bili uporabljani preizkušanci in preizkusne naprave zelo velikih dimenzij, z leti pa so se dimenzije preizkušancev zmanjševale.

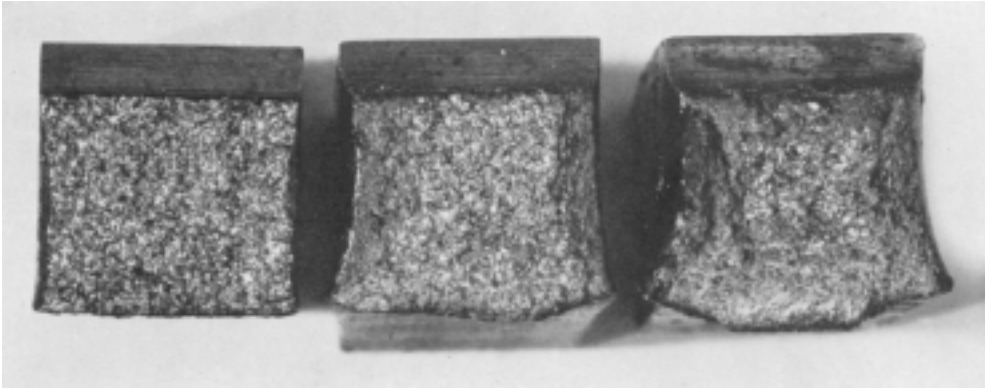
Danes največ uporabljamo t. i. Charpy-V udarno merjenje žilavosti (*angl.: Charpy V notch impact energy*, tudi ISO-V-žilavost). Standardizirani preizkušanec je v tem primeru dolg 55 mm, kvadratnega prečnega prereza 10 x 10 mm z zarezo oblike V na sredini, ki seže do globine 2 mm in ima stranski ploskvi razmaknjeni pod kotom 45°, radij v dnu zareze pa je 0,25 mm. Na mestu zareze je torej preizkušanec oslabiljen, njegov prečni prerez meri tam 0,8 cm². Preizkušanec zlomimo z nihalnim kladivom, ki pri padanju udari v sredino preizkušanca, prislonega ob podpori, razmaknjeni za 40 mm. Nihalno udarno kladivo, ki se spušča z višine h_1 in ima – odvisno od zmogljivosti naprave – začetno energijo 300, 150 ali pa 100 J, doseže po zlomu preizkušanca nižjo višino h_2 . Preizkušanec se zlomi zaradi upogibno delujoče obremenitve, hitrost deformacije pa dosega približno velikostni red 10³ s⁻¹. Iz mase kladiva in razlike višin pred zlomom preizkušanca in po njem lahko izračunamo za lom porabljeno udarno energijo. Udarno kladivo je tako konstruirano, da to energijo lahko kar neposredno odčitamo na skali inštrumenta v J.

Debelina standardnega Charpy-V-preizkušanca je navadno zadostna, da je zagotovljeno prevladujoče ravninsko deformacijsko stanje (kar bo podrobno pojasnjeno v poglavju o mehaniki loma), v okolici zareze pa razen tega prevladuje triosno napetostno stanje. Posledica tega je, da ima Charpy-V-preizkušanec potrebno občutljivost za registriranje krhke pojavne oblike loma. To pomeni, da s tovrstnim udarnim preizkusom pri navadnih konstrukcijskih jeklih registriramo prehod v krhko stanje že v območju sobnih temperatur, kar je priročno tudi s stališča merjenja. Poleg tega pa je ta preizkus še zelo enostaven in poceni.

Zapomniti pa si moramo naslednje: **Udarne energija, izmerjena pri Charpyjevem preizkusu, je le relativna energija in je ne moremo uporabiti neposredno za dimenzioniranje konstrukcij.** Iz istega razloga jo tudi izražamo kar v J (na preizkušanec) in nič več v J/cm², kot je bilo to v navadi še nedavno, pa tudi preračunavanje v udarno energijo, izmerjeno s preizkušanci drugačne oblike, na primer z U-zarezo, ni dovoljeno.

Drug način vrednotenja rezultatov pri Charpyjevem merjenju žilavosti se nanaša na videz prelomne površine preizkušanca. Prelomna površina Charpyjevega preizkušanca je *po videzu* lahko vlaknata (*angl.: fibrous*), kar je značilno za strižno obliko deformacije, ali pa kristalinična (*angl.: granular*), kar je značilno za lom s cepljenjem, ali pa je mešanica obeh. Te različne vrste preloma lahko med seboj zelo enostavno ločimo, celo brez povečevala. Ploščate facete, značilne za cepljenje, močno reflektirajo svetlobo in je zato prelom lesketajočega videza, medtem ko jamičasta prelomna površina duktilnega vlaknatega preloma absorbira svetlobo in je sivo žametnega videza.

Prelomno površino ocenimo vizualno z deležem preloma v odstotkih, in sicer v mejah od popolnoma cepilnega (100-odstotno cepilni oziroma kristaliničen, krhek prelom), ki je značilen za nizke temperature merjenja (navadno pod sobno temperaturo), do popolnoma vlaknatega (100-odstotno duktilni, žilav prelom), ki je



Slika 5.15: Videz prelomnih površin treh Charpy-V-preizkušancev, preizkušenih pri temperaturah 4 °C (levo), 38 °C (v sredini) in 100 °C (desno)

značilen za povišane temperature (navadno nekoliko nad sobno temperaturo). Slika 5.15 prikazuje videz prelomnih površin treh Charpy-V-preizkušancev iz nelegirane konstrukcijskega jekla, preizkušenih pri temperaturah 4 °C (levo), 38 °C (v sredini) in 100 °C (desno).

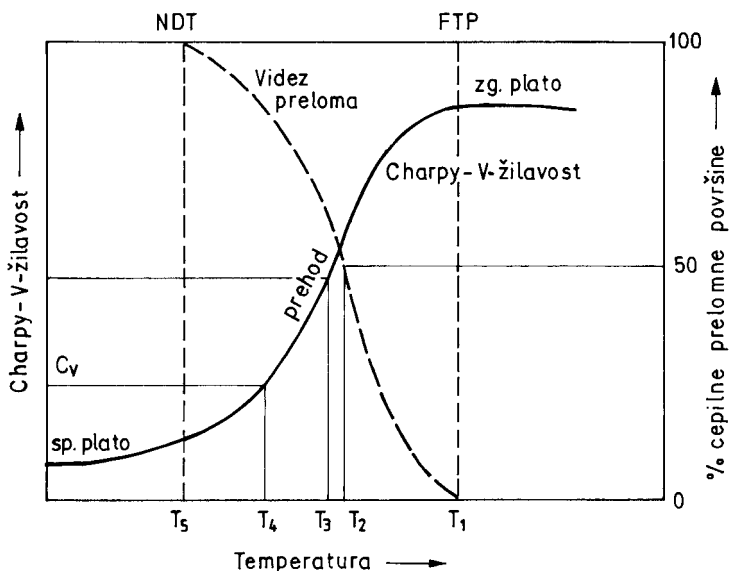
S slike je razvidno, da se z naraščajočo temperaturo preizkušanja zmanjšuje delež kristalinične oblike preloma, povečuje pa se prečna zožitev preizkušanca (*angl.: lateral contraction*) ob zarezi. Zato lahko za vrednotenje žilavosti jekla poleg vizualno ocenjenega deleža posamezne oblike loma na prelomni površini preizkušanca uporabljamo tudi prečno zožitev preizkušanca, merjeno v mm.

Slika 5.16 prikazuje medsebojno primerjavo različnih meril določevanja temperature prehoda iz žilavega v krhko stanje. V diagramu sta vrisani dve krivulji: krivulja izmerjene Charpy-V-žilavosti v J in krivulja deleža cepilnega loma v %. Krivulja Charpy-V-žilavosti, to je krivulja absorbirane udarne energije, je značilna po tem, da ima zgornji plato žilavosti (*angl.: upper shelf*).

Ocena temperature prehoda v krhko stanje je pomembna s stališča dimenzioniranja konstrukcij. Bolj podrobno bo to pojasnjeno v poglavju o mehaniki loma, na tem mestu pa povejmo le to, da na osnovi krivulj, prikazanih na sliki 5.16, obstajajo različna merila za oceno temperature prehoda v krhko stanje. Najbolj konzervativna je gotovo izbira temperature T_1 , ki ustreza začetku zgornjega platoja žilavosti in pri kateri je prelomna površina Charpy-V-preizkušanca 100-odstotno vlaknata (popolnoma duktilna). To merilo izbire prehodne temperature označuje anglosaška literatura kot *fracture transition plastic (FTP)*.

FTP je prehodna temperatura, nad katero je verjetnost krhkega loma zanemarljiva.

Povsem dogovorna je izbira prehodne temperature T_2 , pri kateri je prelomna površina po videzu ocenjena kot 50-odstotno cepilna in 50-odstotno duktilna. To merilo izbire prehodne temperature označuje anglosaška literatura kot *fracture-appearance transition temperature (FATT)*. Korelacija med izmerjeno Charpy-V-žilavostjo in lomi v eksploataciji je v mnogih letih pokazala, da pri temperaturi oziroma nad njo,



Slika 5.16: K razumevanju meril za določevanje temperature prehoda v krhko stanje pri Charpy-V-merjenju žilavosti

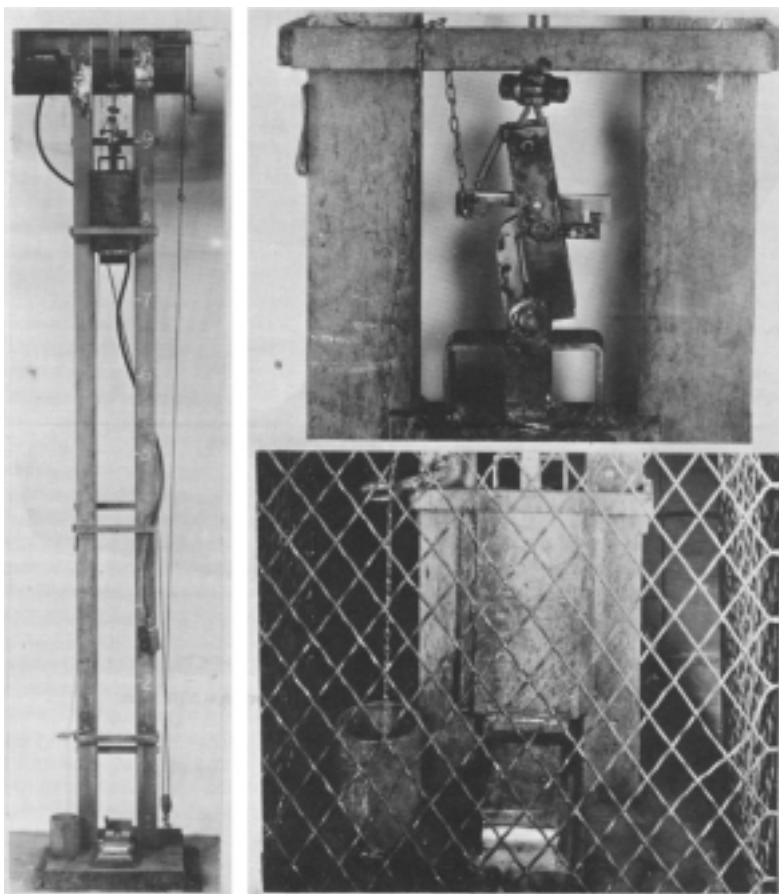
pri kateri je na prelomni površini Charpyjevega preizkušanca manj od 70-odstotno cepilne oblike loma, ne bo prišlo do porušitve, če napetost ne bo prekoračila polovice napetosti tečenja. Merilu FATT je zelo blizu tisto za določitev prehodne temperature T_3 , ki temelji na srednji vrednosti žilavosti med spodnjim in zgornjim platojem.

Zelo pogosto uporabljano merilo za določitev temperature prehoda v krhko stanje pa je tisto za določitev temperature T_4 , ki temelji na izbiri neke popolnoma dogovorne vrednosti za Charpy-V-žilavost. Za to merilo najdemo angleško oznako *ductility transition temperature*. Na osnovi obsežnih preizkušanj, opravljenih pri ladijski pločevini med drugo svetovno vojno, je bilo ugotovljeno, da ne bo prišlo do krhkega loma pri temperaturi, pri kateri je bila izmerjena Charpy-V-žilavost vsaj 21 J. To merilo za določitev prehodne temperature oziroma temperature T_4 , ki ustreza navedeni žilavosti, je bilo izbrano za ladijsko pločevino z nizko trdnostjo. Za druge vrste jekel pa to merilo seveda ne velja. Ustrezna mejna žilavost bo pri jeklih z višjo trdnostjo zanesljivo večja, ne vemo pa kakšna.

Dobro definirano je merilo prehodne temperature T_5 , ki temelji na določitvi temperature, pri kateri je videz prelomne površine 100-odstotno cepilni. Ta temperatura je znana kot temperatura ničelne duktilnosti (*angl.: nil ductility temperature, NDT* ali tudi T_{NDT}). Temperatura NDT, pri kateri se sproži lom praktično brez predhodne plastične deformacije, je izredno pomembna. Pod to temperaturo je verjetnost duktilnega loma zanemarljiva. Le na kratko omenimo, da je temperaturo ničelne duktilnosti možno natančno določiti s t. i. Pellinijevim drop-weight-preizkusom, ki spada med tiste z velikimi preizkušanci (*angl.: large-scale test*). Pri tem preizkusu pade utež z zadostne višine na sredino standardiziranega ploščatega preizkušanca na

dveh podporah, preizkušavec pa ima na nasprotni (natezni) strani navar iz krhkega materiala z mehansko izdelano majhno zarezo. Upogibno obremenjen preizkušavec se lahko pri preizkušanju le omejeno deformira, in to le toliko, da na natezni strani ni prekoračena napetost tečenja in da se v navaru na tlačni strani pojavi startna razpoka, ki napreduje v osnovni material preizkušanca. Merjenja opravljamo s serijo preizkušancev pri dovolj nizkih temperaturah ter opazujemo vsakokratno vedenje napredovanja razpoke. Če startna razpoka napreduje skozi vso debelino upogibanega preizkušanca do njegove spodnje natezne površine, je preizkusna temperatura pod NDT (preizkušavec razpade na dve polovici).

Temperaturo, pri kateri opazimo zaustavljanje razpoke v osnovnem materialu in je preizkušavec na tlačni strani le deformiran, označimo kot temperaturo ničelne duktilnosti NDT oziroma T_{NDT} . Drop-weight-preizkus je dobro ponovljiv in z njim lahko določimo temperaturo ničelne duktilnosti z veliko natančnostjo. Seveda pa nas



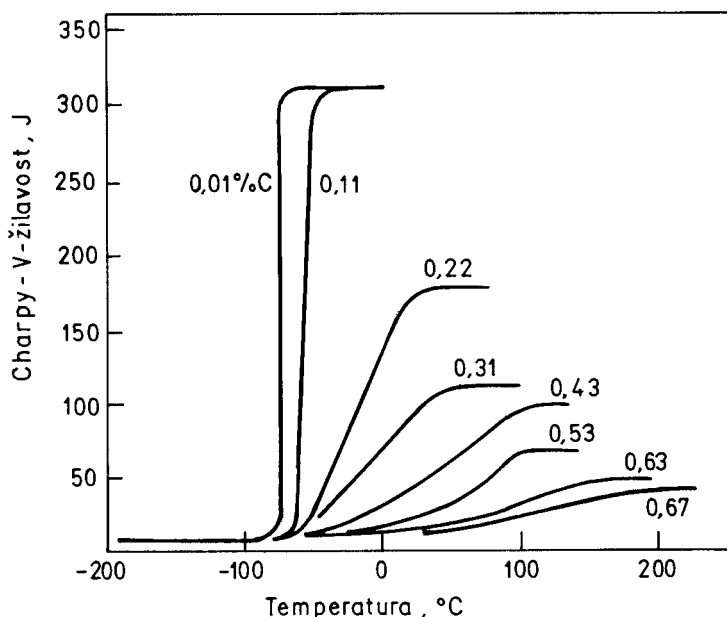
Naprava za merjenje temperature ničelne duktilnosti s padajočim kladivom (drop weight-preizkus)

prav nič ne omejuje, da ne bi katerekoli druge temperature ($T_{NDT} + T$) izbrali za arbitrarno temperaturo prehoda v krhko stanje, na primer kot prehodno temperaturo $T_{NDT} + 35 \text{ }^\circ\text{C}$. Takšna izbira mora biti eksperimentalno potrjena.

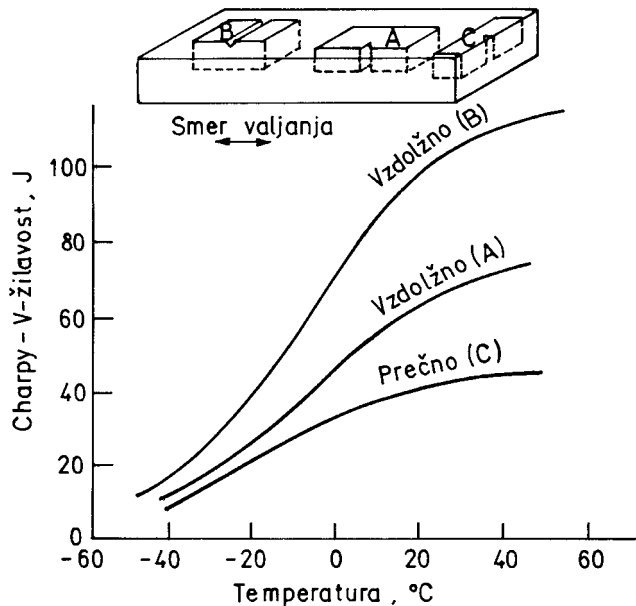
Iz diagrama na sliki 5.16 je razvidno, da je temperatura prehoda v krhko stanje celo pri preizkušancih iste vrste dogovorna. Pri drugačni geometriji uporabljenih preizkušancev (debelina, tip zareze) pa je seveda popolnoma drugačna. Zato si zapomnimo naslednje: **Temperatura prehoda v krhko stanje je določena na osnovi dogovornih meril in zato ne pomeni absolutnega materialnega parametra**. Zato moramo biti zelo previdni pri njeni uporabi pri dimenzioniranju konstrukcij, ki obratujejo pri nizkih temperaturah.

Žilavost konstrukcijskih jekel oziroma njihova temperatura prehoda v krhko stanje je močno odvisna od kemične sestave in mikrostrukture. Vpliv koncentracije ogljika v jeklu na temperaturo prehoda v krhko stanje je ilustrativno prikazan v diagramu na sliki 5.17. Razmerje Mn: C v takšnem jeklu mora biti čim večje, vsekakor pa večje od 3 (mangan veže žveplo), koncentracija fosforja v jeklu mora biti čim nižja.

Velikost kristalnih zrn ima zelo velik vpliv na žilavost oziroma na temperaturo prehoda v krhko stanje. Zmanjšanje velikosti feritnih zrn za le en razred po ASTM (zmanjšanje kristalnih zrn pomeni povečanje ASTM-razreda) pomeni pri nizko-ogljiknih jeklih znižanje temperature prehoda v krhko stanje kar za $18 \text{ }^\circ\text{C}$. Torej je prednost drobnozrnatih konstrukcijskih jekel ne le v tem, da imajo povečano napetost tečenja, temveč imajo tudi močno znižano temperaturo prehoda v krhko stanje.



Slika 5.17: Vpliv koncentracije ogljika v konstrukcijskem jeklu na temperaturo prehoda v krhko stanje pri Charpy-V-merjenju žilavosti



Slika 5.18: Vpliv orientacije Charpy-V-preizkušancev na temperaturo prehoda v krhko stanje (Označena je smer valjanja pločevine.)

Temperatura prehoda v krhko stanje je odvisna tudi od mikrostrukturnega stanja jekla. Najnižjo temperaturo prehoda v krhko stanje imajo poboljšana jekla, slabša so v tem pogledu normalizirana.

Omenimo še, da je žilavost konstrukcijskih jekel odvisna od smeri valjanja; je torej anizotropna. Najboljša je v vzdolžni, najslabša pa v prečni smeri. Odvisnost žilavosti od orientacije odvzetih Charpyjevih preizkušancev je prikazana na sliki 5.18. S slike lahko ugotovimo, da moramo pri izbiri smeri upoštevati tudi orientacijo zareze (najboljše lastnosti dobimo pri vzdolžni smeri označeni z B, kjer bo razpoka napredovala s površine preizkušanca navznoter).

Zaradi raztrosa rezultatov pri merjenju žilavosti moramo za vsako merjenje pri izbrani temperaturi uporabiti vsaj tri, včasih pa celo pet Charpy-V-preizkušancev. Temperaturo moramo meriti z natančnostjo ± 1 °C in jo vedno navajati v protokolih oz. poročilih.

MEHANIKA LOMA

Elemente konstrukcij dimenzioniramo na osnovi klasičnega nauka o trdnosti, utemeljenega v mehaniki kontinuuma. Napetosti v plastičnem materialu, v katerem ni razpok, so kljub koncentracijam napetosti v zožitvah in ob zarezah vedno končne. Neujemanje med teoretično kohezijsko trdnostjo in eksperimentalno lomno napetostjo krhkih materialov pa je pripeljalo do nastanka nove znanstvene discipline – mehanike loma. A. A. Griffith je leta 1920 objavil predpostavko, po kateri vsebujejo krhki materiali veliko drobnih razpok, ki povzročijo zadosti velike koncentracije napetosti, da je v lokaliziranih področjih dosežena kohezijska trdnost že pri mnogo manjši nominalni napetosti. Po Griffithu bo takšna razpoka napredovala, če bo zmanjšanje elastične deformacijske energije vsaj enako energiji, potrebni za nastanek novih površin razpoke. V originalni obliki je bila Griffithova teorija uporabna le za tiste krhke materiale, ki se pri lomu vedejo popolnoma elastično (steklo). Nadaljnji razvoj, ki je povezan zlasti z imeni E. Orowana in G. R. Irwina, pa je do sredine prejšnjega stoletja pripeljal do elasto-plastične mehanike loma, uporabne tudi za obravnavo krhkih kovinskih materialov z omejeno plastičnostjo. Danes je to moderna znanstvena disciplina, ki je uporabna za opis vedenja kovinskih materialov ob prisotnosti planarnih diskontinuitet, celo ko je vedenje popolnoma plastično.

Mehanika loma je pomembna tudi zato, ker je uvedla novo lastnost, to je lomno žilavost, ki je temeljna mehanska lastnost materiala. Z uvedbo lomne žilavosti je namreč objektivizirano merjenje žilavosti, ki je bilo do tedaj popolnoma izkustveno. Zato lahko na osnovi znane lomne žilavosti elemente konstrukcij tudi dimenzioniramo.

6.1 Merila plastičnega tečenja

Konstruktivski materiali se pri obremenjevanju najprej elastično deformirajo. Ko obremenitve dosežejo napetost tečenja, so dodatne deformacije plastične, pri čemer se kovinski materiali utrjujejo tako dolgo, dokler ni končno dosežena kohezijska trdnost materiala, ko pride do porušitve. Eksperimentalno ugotovljena kohezijska trdnost kovinskih materialov pa je – kot smo že ugotovili v poglavju o napakah v kristalni mreži – mnogo manjša od teoretične strižne trdnosti; dejstvo, ki je pripeljalo do odkritja **dislokacij**, to je linijskih napak v realnih kovinskih kristalih.

Obseg plastične deformacije pred porušitvijo je zelo različen in sploh ni odvisen le od vrste kovine, pač pa tudi od napetostnega stanja (v soodvisnosti z debelino vzorca), temperature in hitrosti deformacije. Glede na obseg plastične deformacije pred lomom in glede na morfologijo prelomnih površin razlikujemo **krhki in žilavi lom**. Lom je krhek, če je plastična deformacija močno lokalizirana in je njen obseg pred lomom zanemarljiv, začetno fazo loma pa je težko ugotoviti. Nasprotno od tega nastopi žilavi lom šele po znatni plastični deformaciji materiala. V primeru popolne plastičnosti materiala pred porušitvijo sploh raje govorimo o ločitvi (*angl.: rupture*) kot o lomu (*angl.: fracture*).

Ko dimenzioniramo elemente konstrukcij, predpostavljamo plastično vedenje kovinskih materialov in klasični nauk o trdnosti, utemeljen v mehaniki kontinuuma. Napetosti v materialu, ki se vede plastično, so – tudi če prihaja do koncentracije napetosti v zožitvah in ob zarezah – vedno končne. V nasprotju s tem pa zaidemo v težave, ko skušamo s klasičnim naukom o trdnosti obravnavati material z **razpokami**. Razpoke so namreč geometrijske planarne diskontinuitete z geometrično singularnostjo (korenski radij $\rho \rightarrow 0$) ter zahtevajo – če pri napetostni analizi ne upoštevamo otopitve konice razpoke – posebno obravnavo. Geometrična singularnost namreč vodi do neomejeno velikih lokalnih napetosti. V takšnem primeru za obravnavo ne moremo več uporabljati klasičnega nauka o trdnosti, pač pa se moramo zateči k **mehaniki loma**. Pred tem pa še nekaj besed o plastičnem tečenju in porušitvi materiala.

Pri enoosnem natezanju ali pri čistem tlaku je tečenje definirano dovolj enostavno. V splošnem pa je tečenje odvisno od napetostnega stanja (šest neodvisnih komponent napetostnega tenzorja), pri čemer je pričetek tečenja zelo malo odvisen od hidrostatičnega dela napetostnega tenzorja. Za tečenje so odločilne komponente napetostnega deviatorja. Enačbe med glavnimi napetostmi, ki povzročijo plastično tečenje, so znane kot merila tečenja (v skoraj nespremenjeni obliki tudi kot trdnostne hipoteze, saj je porušitev tako kot tečenje materiala odvisna od napetostnega stanja). Med temi merili sta najpomembnejši dve, merilo Tresce in von Misesovo merilo. Obe temeljita na spoznanju, da je plastično tečenje v bistvu strižni proces.

Tresca je že leta 1864 predložil, da se plastično tečenje pojavi, ko maksimalna strižna napetost doseže določeno vrednost C. Ker je maksimalna strižna napetost enaka

polovični razliki med maksimalno in minimalno glavno napetostjo, lahko to merilo zapišemo kot:

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = C \quad (6.1)$$

Po merilu (6.1) pride do tečenja neodvisno od velikosti srednje glavne napetosti σ_2 , kar pa ni povsem res.

Von Mises je leta 1913 predložil merilo:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = \text{konst.} \quad (6.2)$$

Ta vključuje vse tri glavne napetosti. Hencky ga je leta 1924 interpretiral v pomenu, da plastično tečenje nastopi, ko strižna elastična deformacijska energija doseže kritično vrednost:

$$\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{6G} = \text{konst.} = A \quad (6.3)$$

pri čemer je G strižni modul: $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$

Strižna elastična deformacijska energija je energija elastičnega zveganja, merilo (6.3) pa implicira, da elastična deformacijska energija, povezana s spremembo volumna, nima vpliva na tečenje. Bridgman je eksperimentalno res potrdil, da hidrostatični tlak – kot smo to že omenili – nima vpliva na nastajanje plastičnega tečenja kovin. Tega ne smemo zamenjevati z Bridgmanovo ugotovitvijo, da namreč mnogi materiali, ki so navadno krhki, npr. marmor, plastično tečejo pri dovolj velikem hidrostatičnem tlaku. Superpozicija enakomernih tlačnih napetosti namreč lahko potlači pojavljanje natezne porušitve, ne bo pa znatneje vplivala na napetosti tečenja. Pojav zelo dobro poznajo preoblikovalci kovin, ki izrabljajo hidrostatični tlak pri preoblikovanju kovin, na primer pri vlečenju žice in pri ekstruziji, za doseganje velikih plastičnih deformacij, ki jih ne bi bilo moč doseči brez hidrostatičnega tlaka. V nasprotju s tem pa pogosto lahko opazimo, da se krhko zlomijo tudi žilavi materiali, če je napetostno stanje hidrostatično natezno.

Merilo tečenja mora biti uporabno pri kateremkoli napetostnem stanju. Ker konstante A v enačbi (6.3) še nismo specificirali, jo lahko določimo kar z enostavnim nateznim preizkusom. Stanje napetosti je v tem primeru enoosno natezno, tečenje pa se pojavi pri napetosti σ_y (*natezna napetost tečenja, angleško: tensile yield stress, nemško: die Zugfließgrenze*). Ker je torej ob pričetku tečenja: $\sigma_1 = \sigma_y$, $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$, dobimo po von Misesu:

$$6 G A = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2 (\sigma_y)^2 \quad (6.4)$$

Seveda bi enako uspešno lahko uporabili to merilo za čisti zvojni preizkus, kjer se tečenje pojavi pri določeni vrednosti uporabljene strižne napetosti, navadno označene s k (*strižna napetost tečenja, angl.: shear yield stress, nem.: die Schubfließ-*

grenze). Na enostaven način lahko ugotovimo, da sta glavni napetosti pri zvojnem preizkusu po velikosti enaki maksimalni strižni napetosti (Mohrov krog je pozicioniran v izhodišču koordinatnega sistema). Pri čistem zvoju je ob pričetku plastičnega tečenja: $\sigma_1 = +k$, $\sigma_2 = 0$, $\sigma_3 = -k$.

S von Misesovim merilom dobimo:

$$6 G A = k^2 + k^2 + 4 k^2 \quad (6.5)$$

Vrednost konstante A mora biti enaka v obeh primerih, pa tudi merilo mora imeti splošno veljavo. Po von Misesu zato iz enačb (6.4) in (6.5) sledi:

$$\begin{aligned} 2 (\sigma_y)^2 &= 6 k^2 \\ 2 k &= \frac{2\sigma_y}{\sqrt{3}} = 1,155 \sigma_y \end{aligned} \quad (6.6)$$

Če pa v obeh pravkar obravnavanih primerih uporabimo merilo Tresce, dobimo nekoliko drugačen rezultat. V primeru čistega zvoja dobimo:

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{k + k}{2} = k$$

kar sledi tudi iz definicije k-ja.

V primeru čistega natega pa dobimo:

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_y}{2}$$

Po izenačitvi obeh izrazov za τ_{\max} dobimo:

$$2k = \sigma_y \quad (6.7)$$

Enačbi (6.6) in (6.7) sta različni, ker sta merili tečenja različni.

Povejmo še, da se v primeru, ko sta katerikoli dve glavni napetosti enaki, obe merili reducirata v isto enačbo.

Idealno plastičen material se plastično deformira pri konstantni napetosti. Realni kovinski materiali pa se – kot že rečeno – pri plastični deformaciji utrjujejo. Takšni materiali se še naprej plastično deformirajo le, če napetosti naraščajo. V Haigh-Westergaardovem napetostnem prostoru se v takšnem primeru oblika ploskve (imenujemo jo tudi površina tečenja), ki povezuje napetostna stanja tečenja materiala, med plastičnim tečenjem spreminja. Na mestu, kjer točka, ki predstavlja napetostno stanje, doseže površino tečenja, se ta mora pomakniti v smeri povečanja napetostnega deviatorja. Površini tečenja in porušitve sta odvisni samo od materiala. Od njunega medsebojnega položaja v Haigh-Westergaardovem napetostnem prostoru je odvisno, ali se bo material zlomil krhko le pri hidrostatičnem natezanju (žilav material) ali tudi pri kakšnem drugem napetostnem stanju (krhek material). Če točka, katere pot je slika zgodovine obremenjevanja, doseže površino porušitve v napetostnem prostoru, ne da bi pred tem prebodla površino tečenja, se material poruši brez

vsake plastične deformacije. Pri povsem krhkih materialih se to lahko zgodi tudi pri enoosnem nateznem napetostnem stanju, na primer pri nateznem preizkusu. Kovinski materiali so v veliki večini žilavi, in celo največji del tistih kovin, ki pa sicer veljajo za krhke, se zlomi z vsaj nekaj predhodne plastične deformacije. Kadar pred zlomom nastane le nezatna plastična deformacija, lahko trdimo, da sta površini tečenja in porušitve v napetostnem prostoru blizu ena drugi. Očitno je seveda, da v takšnem primeru že omenjenih meril plastičnega tečenja ne moremo uporabiti. Tedaj lahko uporabimo Rankinovo merilo maksimalne glavne normalne napetosti:

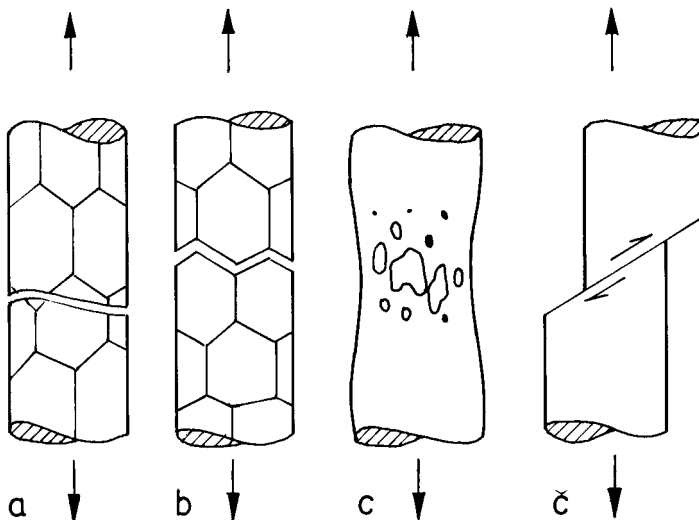
$$\sigma_1 = \sigma_c \quad (6.8)$$

kjer je σ_c zlomna napetost oziroma zlomna trdnost pri krhkem lomu. Pri kovinskih materialih je takšen lom morfološko največkrat cepilni, zato tej trdnosti pravimo tudi cepilna trdnost (*angl.: cleavage stress, nem.: die Spaltbruchfestigkeit*).

Kovinski materiali se lomijo na zelo različne načine, odvisno od materiala samega, napetostnega stanja, temperature in hitrosti obremenjevanja. Delitev na dve glavni vrsti, na žilavi in krhki lom, smo že omenili. V konstrukciji se lom sproži po eni od vrst loma in nato razširja. Pri tem se vrsta loma lahko spreminja od »točke do točke«.

Naj omenimo, da so mikrorazpoke razpoke, ki so manjše ali enake za lom najznačilnejšim karakteristikam mikrostrukture (npr. velikost zrn, razdalje med karbidnimi pasovi...) in so velikostnega reda nekaj μm . Makroskopske razpoke znatno presegajo te dimenzije (so že milimetrskega velikostnega reda) in jih je mogoče obravnavati z mehaniko kontinuuma.

Slika 6.1 shematično prikazuje nekaj glavnih vrst lomov realnih kovinskih materialov pri natezanju, poimenovanih po morfoloških značilnostih nastalih prelomnih površin: a) transkristalni razkolni ali cepilni lom (krhek, značilen na primer za jekla s



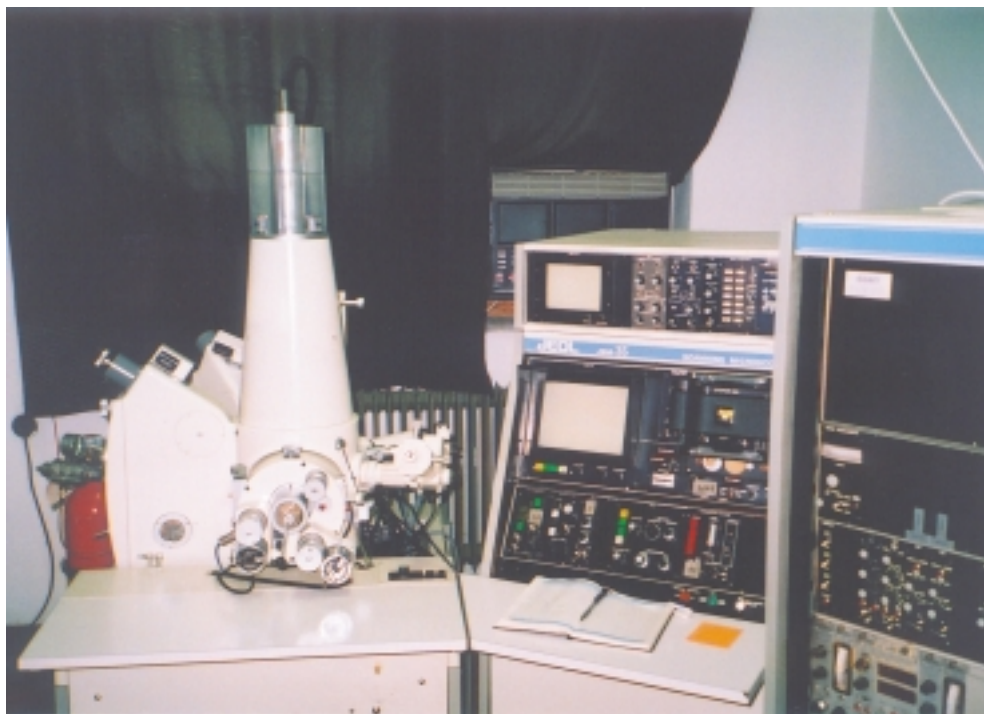
Slika 6.1: Vrste loma: a) cepilni transkristalni, b) interkristalni, c) duktilni jamičasti pri polikristalnih kovinah in d) strižni pri duktilnih monokristalih

feritno mikrostrukturo pri nizkih temperaturah), b) interkristalni lom (krhek, značilen na primer za kovine z razvitimi oblikami krhkosti zaradi segregacij ali pa pri lezenju čistih kovin, ker so pri visokih temperaturah meje zrn oslabiljene), c) duktilni lom s koalescenco por ob vključkih ali delcih sekundarnih faz (karbidi), pretrgana konca vzorca pa imata obliko čaše in stožca (prelom »*cup-and-cone*«), v ekstremnem primeru pa povsem žilava ločitev polikristalnega kovinskega materiala), č) strižni lom zaradi lokalizacije drsnih pasov (redke duktilni lom, značilen na primer za monokristale kovin heksagonalno gosto zloženo mrežo, ko zaradi drsenja na zaporednih bazalnih ravninah nastane strižna ločitev kristala).

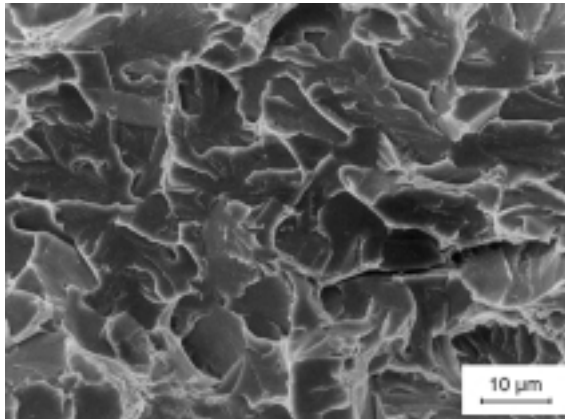
Duktilne prelomne površine, ki so nastale s strigom, so po svojem videzu vlaknate (*angl.: fibrous*), medtem ko so krhke transkristalne cepilne oziroma intergranularne površine po videzu zrnate (*angl.: granular*).

Za raziskave prelomnih površin (fraktografija) je najprimernejša vrstična elektronska mikroskopija (SEM) zaradi večje globinske ostrine in boljše ločljivosti od svetlobne mikroskopije.

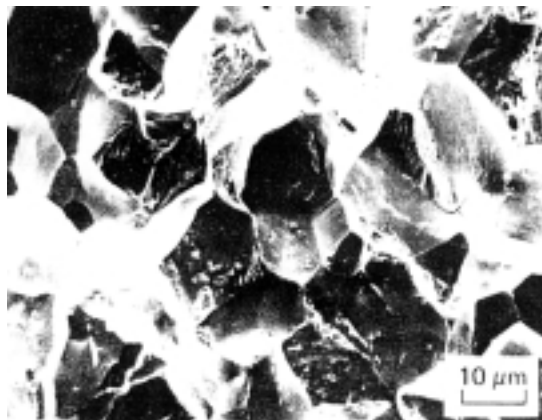
Slike 6.2 do 6.4 prikazujejo SEM-posnetke prelomnih površin treh glavnih vrst loma kovinskih materialov, to je transkristalnega cepilnega loma (slika 6.2), interkristalnega krhkega loma (slika 6.3) ter jamičastega duktilnega loma (slika 6.4).



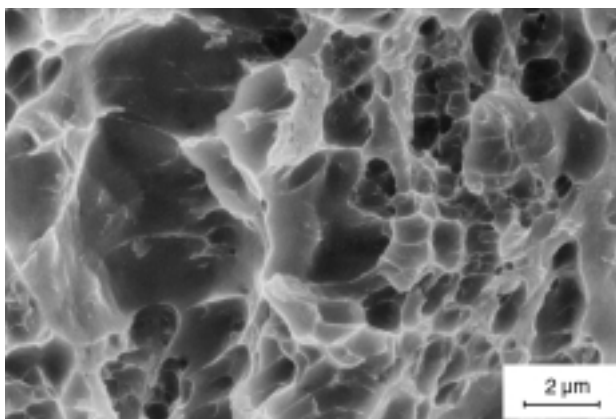
Vrstični elektronski mikroskop (SEM) na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani



Slika 6.2: Transkristalna cepilna prelomna površina



Slika 6.3: Interkristalna krhka prelomna površina



Slika 6.4: Jamičasta prelomna površina duktilnega jekla

6.2 Teoretična kohezivna trdnost kovin

Na podoben način, kot smo izpeljali enačbo za teoretično strižno trdnost kovin (poglavje o napakah v kristalni mreži, enačba 2.9), izpeljemo tudi enačbo za teoretično kohezivno trdnost kovin pri natezanju σ_f . Tudi tokrat predpostavimo, da je napetost v ravnotežnih položajih (ko so atomi na ravnotežnih mrežnih mestih v medsebojni razdalji a_0) enaka nič. Zaradi natezne napetosti se razdalja med ravninami poveča na a , torej za $x = a - a_0$ (slika 6.5). Ustrezna deformacija je:

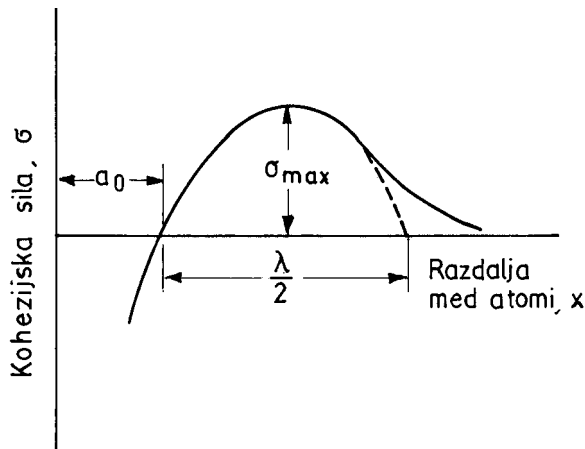
$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a_0} \quad (6.9)$$

Za majhne raztezke velja Hookov zakon:

$$\sigma = E \varepsilon = E \left(\frac{a - a_0}{a_0} \right) = \frac{E x}{a_0} \quad (6.10)$$

tako da je odmik atoma iz ravnotežne lege premo sorazmeren napetosti σ . Za večje odmike iz ravnotežnih leg zveza med odkikom in napetostjo ni linearna. Medatomske sile, ki se upirajo raztezanju, naraščajo z rastočim odkikom iz ravnotežne lege le do neke maksimalne vrednosti. Od maksimuma krivulje na sliki 6.5 dalje poteka nadaljnje raztezanje pri pojemajoči napetosti. Ko se vezi med atomi na obeh straneh cepilne ploskve pretrgajo, je vrednost kohezijske sile enaka nič, razdalja med atomi postane neskončna. Zanimiv del krivulje na sliki 6.5, ki prikazuje zvezo med σ in medatomsko razdaljo, je med $\sigma = 0$ in $\sigma = \sigma_{\max}$. V tem območju lahko krivuljo približno opišemo s sinusno funkcijo:

$$\sigma = \sigma_{\max} \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (6.11)$$



Slika 6.5: Odvisnost med kohezivno silo ter medatomsko razdaljo

pri čemer je σ trenutna napetost (izračunana iz trenutne kohezijske sile med atomi), σ_{\max} je napetost v trenutku loma, z λ pa smo označili mrežno periodo kohezijske sile med atomi v smeri njihovega ločevanja.

Za majhne pomike velja $\sin x \cong x$, in zato je:

$$\sigma = 2 \pi \sigma_{\max} \left(\frac{x}{\lambda} \right) \quad (6.12)$$

Iz enačb (6.10) in (6.12) dobimo za teoretično kohezivno trdnost:

$$\sigma_{\max} = \left(\frac{E\lambda}{2\pi a_0} \right) \quad (6.13)$$

Smislen je privzetek, po katerem je ravnotežna razdalja med atomi istega reda velikosti kot mrežna perioda kohezijske sile med atomi, torej $a_0 \cong \lambda/2$. Sledi

$$\sigma_{\max} = \frac{E}{\pi} \quad (6.14)$$

kar pa je podobno, kot smo ugotovili tudi za teoretično strižno trdnost kovin, za nekaj redov velikosti več od eksperimentalno ugotovljenih vrednosti.

S slike 6.5 je razvidno, da je $\sigma = \sigma_{\max}$ pri $x = \lambda/4$. Delo W , ki je potrebno za lom, je na enoto prelomne ploskve podano s ploščino pod krivuljo sila-pomik (slika 6.5), in sicer v mejah od $x = 0$ do $x = \lambda/4$

$$W = \int_0^{\lambda/4} \sigma_{\max} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = \sigma_{\max} \frac{\lambda}{2\pi} \quad (6.15)$$

Iz enačbe (6.11), ki povezuje σ in x , sledi:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \sigma_{\max} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (6.16)$$

Za majhne x je $\cos(2\pi x/\lambda) \cong 1$ in zato je:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \left(\frac{2\pi\sigma_{\max}}{\lambda} \right) \quad (6.17)$$

Za majhne odmike pa iz (6.10) sledi tudi:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{E}{a_0} \quad (6.18)$$

Z izenačenjem obeh izrazov za $d\sigma/dx$ dobimo:

$$\left(\frac{2\pi\sigma_{\max}}{\lambda} \right) = \frac{E}{a_0} \quad (6.19)$$

Če iz enačbe (6.19) izrazimo $\lambda/2\pi$ in to vstavimo v izraz (6.15) za delo, dobimo:

$$W = \frac{(\sigma_{\max})^2 a_0}{E} \quad (6.20)$$

Pri krhkem lomu pa se vse delo pretvori v energijo dveh novonastalih prelomnih površin:

$$\frac{(\sigma_{\max})^2 a_0}{E} = 2\gamma_s \quad (6.21)$$

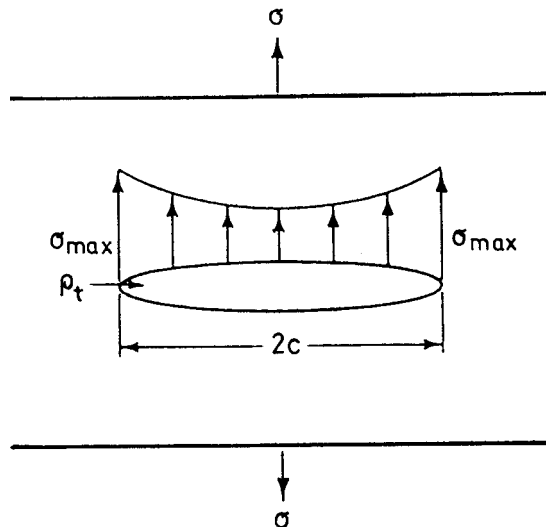
kjer je γ_s površinska energija v J/m^2 .

Od tod sledi, da je teoretična kohezijska trdnost pri natezanju:

$$\sigma_{\max} = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{a_0}} \quad (6.22)$$

Če v enačbo (6.22) vstavimo običajne vrednosti za γ_s in a_0 kovin, dobimo za teoretično kohezijsko trdnost v najboljšem primeru vrednost približno $E/5$, kar pa je, kot smo že omenili, mnogo preveč. Izkušnje namreč kažejo, da je natezna trdnost kovin, ki bi presegla 2 GPa, že izjemna. Kovinski materiali imajo navadno trdnosti, ki so 1000-krat nižje od teoretične kohezijske trdnosti (6.22).

To neujemanje je vodilo do hipoteze o obstoju majhnih razpok v krhkih materialih. Takšne mikrorazpoke, ob katerih se koncentrirajo napetosti, naj bi bile namreč odgovorne za zmanjšanje kohezijske trdnosti krhkih materialov.



Slika 6.6: Model eliptične razpoke

Slika 6.6 prikazuje tanko eliptično razpoko v neskončno široki plošči. Razpoka naj ima dolžino $2c$ in krivinski radij ob vrhu razpoke ρ_t . Maksimalna napetost σ_{\max} ob vrhu razpoke je po Inglisu (*C. E. Inglis, Trans. Inst. Nav. Archit., 55 (1913) 1, 219–230,*) približno:

$$\sigma_{\max} \cong 2 \sigma \sqrt{\frac{c}{\rho_t}} \quad (6.23)$$

Pri tej obravnavi privzamemo, da je teoretična kohezijska trdnost σ_{\max} dosežena le lokalno ob vrhu razpoke, medtem ko ima povprečna natezna napetost σ mnogo manjšo vrednost. Enačbi (6.22) in (6.23) torej lahko izenačimo in dobimo t. i. nominalno lomno napetost $\sigma = \sigma_f$ (Pri krhkih kovinah je to že znana cepilna trdnost materiala, v katerem so mikrorazpoke, ki nastanejo že pri izdelavi materiala.):

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{E\gamma_s \rho_t}{2a_0 c}} \quad (6.24)$$

Pri najostrejši možni razpoki bo $\rho_t = a_0$ in zato:

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{2c}} \quad (6.25)$$

Zgled 6.1

Izračunajte lomno napetost krhkega materiala z naslednjimi lastnostmi: $E = 100$ GPa, $\gamma_s = 1$ J/m² in $a_0 = 2,5 \cdot 10^{-10}$ m. V tem materialu naj bodo mikrorazpoke desetisočkrat večje od dimenzije osnovne celice, torej z dolžino $c = 2,5$ μ m.

Z enačbo (6.25) dobimo:

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{2c}} = \sqrt{\frac{100 \cdot 10^9 \cdot 1}{2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-6}}} \cong 140 \text{ MPa}$$

Za lomno napetost smo torej dobili vrednost le $E/700$, medtem ko je teoretična kohezijska trdnost kar $E/5$. Zelo majhne razpoke v materialu torej zelo močno zmanjšajo za lom potrebno napetost.

6.3 Griffithova teorija krhkega loma

Prvo razlago neujemanja med eksperimentalno ugotovljeno lomno napetostjo krhkih materialov in teoretično kohezijsko trdnostjo je leta 1920 objavil A. A. Griffith. V

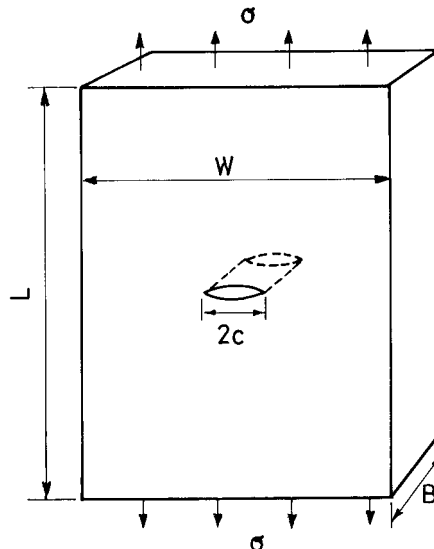
originalni obliki je njegova teorija uporabna le za popolnoma krhke materiale, na primer za steklo. Čeprav je ne moremo uporabiti neposredno tudi za kovine, pa je imela teorija velik vpliv na razmišljanja o krhkem lomu kovin.

Griffith je predpostavil, da vsebujejo krhki materiali veliko drobnih razpok, ki povzročijo zadosti velike napetostne koncentracije, da je na lokaliziranih področjih dosežena teoretična kohezijska trdnost že pri mnogo manjši nominalni napetosti. Ko ena od teh razpok prične napredovati, narašča tudi ploščina prelomnih površin razpoke. To pa zahteva energijo za premagovanje kohezijskih sil med atomi, ali povedano z drugimi besedami, zahteva dodatno energijo zaradi novonastalih površin. Izvir te energije je deformacija in se sprosti pri napredovanju razpoke. Griffith je zato postavil naslednje merilo:

Razpoka bo napredovala, če bo zmanjšanje elastične deformacijske energije, ki se sprosti pri napredovanju razpoke, enako ali večje od energije, potrebne za nastanek novih površin razpoke.

To merilo lahko uporabimo za določitev natezne napetosti, ki bo ravno še povzročila, da bo razpoka določene velikosti napredovala in povzročila krhki lom.

Vzemimo model razpoke, kot je prikazan na sliki 6.7. Zelo velika plošča dolžine L , širine W in debeline B naj ima majhno centralno razpoko dolžine $2c$. Če je plošča enakomerno natezno obremenjena, potem je specifična elastična deformacijska energija kateregakoli volumskega elementa plošče (brez razpoke) enaka in je $\sigma^2/2E$. Do tega izraza pridemo na enostaven način, tako da izračunamo delo sile pri natezanju v elastičnem območju, v katerem velja Hookov zakon. Elastična deformacijska energija plošče brez razpoke bo zato:



Slika 6.7: Griffithov model razpoke

$$U_{\text{telesa brez razpoke}} = \left(\frac{\sigma^2}{2E} \right) L B W \quad (6.26)$$

Ker na nakopičeno elastičnostno deformacijsko energijo vplivajo razpoke (jo namreč zmanjšuje), lahko pišemo:

$$U = U_{\text{telesa brez razpoke}} + U_{\text{zaradi razpoke}} \quad (6.27)$$

Zmanjšanje deformacijske energije zaradi razpoke pa bo odvisno od napetosti ob vrhu razpoke. Te napetosti so sorazmerne uporabljeni napetosti σ . Torej bo moralo biti zmanjšanje deformacijske energije zaradi razpoke sorazmerno s σ^2/E . Izraz za to energijo bo moral biti tudi sorazmeren z debelino plošče B (Plošča dvojne debeline ima namreč dvakrat več nakopičene deformacijske energije.). Energija, ki je odvisna od relativno majhne razpoke glede na velikost telesa, ni odvisna od L in W . Sledi:

$$U_{\text{zaradi razpoke}} = - \left(\frac{\sigma^2}{E} \right) B \quad (6.28)$$

Prispevka v enačbah (6.27) in (6.28) morata imeti enako dimenzijo. Razlikujeta se za kvadrat dolžine (LW). Ker mora biti prispevek zaradi razpoke odvisen od velikosti razpoke c , mora biti neizbežno odvisen od c^2 , če naj bo tudi dimenzijsko ustrezen. Torej bo:

$$U_{\text{zaradi razpoke}} = - \text{konst.} \left(\frac{\sigma^2}{E} \right) B c^2 \quad (6.29)$$

V enačbi (6.29) je brezdimenzijska konstanta, katere vrednosti pa ne moremo uganiti s preprosto dimenzijsko analizo. Formalno izračunavanje deformacijske energije bi pokazalo, da je ta konstanta enaka π . Računano na enoto debeline plošče dobimo:

$$U = \left(\frac{\sigma^2}{2E} \right) L W - \left(\frac{\sigma^2}{E} \right) \pi c^2 \quad (6.30)$$

Posledica napredovanja razpoke je torej zmanjšanje nakopičene elastičnostne deformacijske energije v plošči, zato bomo za elastično specifično deformacijsko energijo plošče na mestu, kjer ima ta razpoko (drugi del izraza 6.30), pisali:

$$U_E = - \frac{2\pi c^2 \sigma^2}{E} \quad (6.31)$$

Tokrat smo namesto indeksa »zaradi razpoke« uporabili indeks »E«, ki označuje elastično deformacijsko energijo. Negativni predznak v zadnjih enačbah smo uporabili zato, ker, kot rečeno, napredovanje razpoke porablja elastičnostno deformacijsko energijo, nakopičeno v plošči (Ta se torej pri tem sprošča). Površinska energija zaradi prisotne razpoke (dolžine $2c$, z dvema prelomnima površinama) pa je:

$$U_s = 4 c \gamma_s \quad (6.32)$$

Celotna sprememba potencialne energije, ki rezultira iz nastajanja razpoke, je:

$$\Delta U = U_s + U_E \quad (6.33)$$

Po Griffithovem merilu bo razpoka napredovala pri konstantni delujoči napetosti σ , če infinitezimalni prirastek dolžine razpoke ne povzroči nobene spremembe v celotni energiji sistema, to je, če je povečanje površinske energije uravnoteženo z zmanjšanjem elastične deformacijske energije:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta U}{dc} = 0 &= \frac{d(4c\gamma_s - \pi c^2\sigma^2)}{dc} \\ 4\gamma_s - \frac{2\pi c\sigma^2}{E} &= 0 \\ \sigma &= \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi c}} \end{aligned} \quad (6.34)$$

Griffithova enačba (6.34) opisuje napetost za napredovanje razpoke v krhkem materialu v odvisnosti od velikosti razpoke.

Za ploščo, ki je debela v primerjavi z dolžino razpoke (ravninsko deformacijsko stanje), ima Griffithova enačba (6.34) obliko:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{(1-\nu^2)\pi c}} \quad (6.35)$$

Analiza tridimenzionalnega primera, kjer ima razpoka obliko sploščenega sferoida, pripelje le do spremembe konstante v Griffithovi enačbi. Dvodimenzionalna obravnavna problemov zato ne vnaša velikih napak v rešitve.

Primerjajmo sedaj enačbo za lomno napetost, izpeljano po konceptu koncentracije napetosti (6.24) in Griffithovi enačbi (6.34). Enačbo (6.24) lahko zapišemo tudi kot:

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{2E\gamma_s \pi \rho_t}{\pi c 4a_0}}$$

oziroma približno kot:

$$\sigma_f \cong \sqrt{\frac{2E\gamma_s 3\rho_t}{\pi c 4a_0}}$$

Pri $\rho_t \cong 4a_0/3$ se ta enačba reducira v Griffithovo. Torej je $\rho_t \cong 4a_0/3$ spodnja meja za efektivni radij elastičnosti razpoke. Z drugimi besedami to pomeni, da se σ_f ne približa vrednosti nič, ko se ρ_t zelo zmanjša. Pri atomarno ostrih razpokah (ρ_t blizu a_0), ki jih pri kovinah načeloma smemo privzeti, je napetost, ki povzroči krhki lom, dana z enačbo (6.24) oziroma (6.34), pri realnih mikrorazpokah, ko je $\rho_t > 4a_0/3$, pa je lomna napetost dana z enačbo (6.24).

Griffithova enačba pove, da je lomna napetost močno odvisna od dolžine razpoke. Griffithova teorija zadovoljivo pojasnjuje trdnost povsem krhkih materialov, kakršno je na primer steklo. Izračunana velikost razpok v steklu bi tako bila približno 1 μm , kar je povsem sprejemljivo. Za kristal cinka pa Griffithova teorija napoveduje kritično dolžino razpoke več mm, kar pa lahko celo preseže debelino vzorca. V tem primeru je torej Griffithova teorija v svoji izvorni obliki neuporabna.

Omenili smo že, da celo tiste kovine, ki se zlomijo povsem krhko, kažejo nekaj sledov plastične deformacije pred lomom. To dejstvo je bilo potrjeno z SEM mikrofraktografskimi preiskavami prelomov, rentgensko difrakcijo ter metalografskimi opazovanji področij tik ob prelomni površini. Griffithove enačbe za lomno napetost zato ne moremo uporabiti pri kovinah. Eno od razlag za večjo lomno napetost kovinskih materialov, ki se nasprotno od povsem krhkih elastičnih materialov pred lomom nekoliko plastično deformirajo, ponuja kar enačba (6.24). Plastična deformacija ob vrhu razpoke naj bi namreč slednjo otopila, naraščanje ρ_t pa bi imelo za posledico tudi naraščanje lomne napetosti.

Orowan je leta 1952 predložil uvedbo člena γ_p v Griffithovo enačbo (6.34), ki bi tako postala bolj uporabna tudi za opis krhkega loma kovin. Omenjeni člen zajema plastično delo, ki je potrebno za širjenje razpoke, to je za njeno odpiranje, modificirana enačba pa ima obliko:

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{2E(\gamma_s + \gamma_p)}{\pi c}} \cong \sqrt{\frac{E\gamma_p}{c}} \quad (6.36)$$

Člen, ki opisuje površinsko energijo ($\gamma_s = 1$ do 2 J/m^2) namreč lahko pri kovinah zanemarimo (razen v primerih, ko segregiranja oligoelementov po mejah kristalnih zrn izzovejo različne oblike krhkosti in je zato favorizirana intergranularna oblika loma), saj je ocenjena vrednost člena, ki opisuje plastično delo, okoli 10^2 do 10^3 J/m^2 .

Zanimiva je primerjava kritične dolžine razpoke za popolnoma krhki lom iz enačbe (6.24) in za delno žilavi lom iz enačbe (6.36). Za jeklo s $\sigma_f = 700 \text{ MPa}$ dobimo vrednosti: $2c_{\text{krhko}} = 0,5 \mu\text{m}$ in $2c_{\text{žilavo}} = 0,8 \text{ mm}$. Skupaj z dejstvom, da po krhkem materialu razpoka napreduje s hitrostjo zvoka, to nazorno kaže, da so krhki lomi mnogo nevarnejši od žilavih. Vzrok za znatno počasnejše napredovanje razpoke v žilavem materialu je deformacijsko utrjevanje okolice razpoke.

6.4 Prehod iz žilavega v krhki lom

Z Griffithovo teorijo je mogoče razložiti majhno lomno trdnost materialov, ki vsebujejo mikrorazpoke. Vendar pa imajo tudi materiali brez takih razpok trdnosti znatno pod teoretičnimi vrednostmi. To pomeni, da morajo v kovini med plastično deformacijo potekati procesi, ki povzročajo lokalne koncentracije napetosti, večje od teoretične trdnosti, in tudi nastanek mikrorazpok.

Med plastično deformacijo kovine lahko nastanejo mikrorazpoke pri številnih procesih interakcij dislokacij med seboj ali z ovirami za drsenje. Najenostavnejši primer take interakcije je **dislokacijsko nakopičenje** pred mejo zrna ali kako drugo močnejšo oviro (slika 6.8).

Na takem mestu se k zunanji napetosti prišteva še napetost zaradi dislokacijskega nakopičenja. Če vsota obeh prekorači teoretično kohezijsko trdnost, se nukleira mikrorazpoka. Za nastanek le-te mora biti po Cottrellu izpolnjen pogoj:

$$n|\mathbf{b}|\tau = 2\gamma_s \quad (6.37)$$

kjer je n število dislokacij v nakopičenju, \mathbf{b} je Burgersov vektor teh dislokacij, γ_s je površinska energija kovine, τ pa strižna napetost v drsni ravnini.

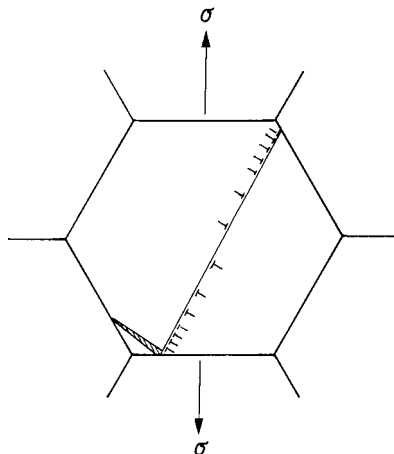
Enačba (6.37) pove, da bo razpoka nastala, ko bo delo uporabljene strižne napetosti τ pri premagovanju razdalje $n\mathbf{b}$ enako delu, potrebnemu za nastanek novih prelomnih površin razpoke (Pri doslednejši izpeljavi bi morali upoštevati še porabljeno delo za premagovanje mrežnega trenja pri drsenju dislokacij.).

Z upoštevanjem, da je dolžina nakopičenja n dislokacij:

$$L = \frac{nG|\mathbf{b}|}{\pi\tau(1-\nu)} \quad (6.38)$$

dobimo iz enačbe (6.37) strižno napetost, potrebno za nukleacijo (nastanek zametka) mikrorazpoke:

$$\tau = \sqrt{\frac{2\gamma_s G}{\pi(1-\nu)L}} \quad (6.39)$$



Slika 6.8: Dislokacijsko nakopičenje pred mejo zrna, ki nukleira mikrorazpoko

Pri dislokacijskih nakopičenjih na mejah zrn smemo privzeti, da je premer zrna $d = 2L$, in dalje, da je $\tau = \sigma/2$, kjer je σ zunanja natezna napetost. Zato je **napetost za nukleacijo mikrorazpoke**:

$$\sigma = \sqrt{\frac{16\gamma_s G}{\pi(1-\nu)d}} \quad (6.40)$$

Nastala razpoka se pod vplivom zunanje napetosti veča tako, da dislokacije iz izvira drse na površino razpoke in jo tako širijo. V nekaterih primerih nakopičena elastična energija lahko požene nastalo mikrorazpoko vse do krhkega loma makroskopskih dimenzij, ne da bi se pred tem dislokacije kopičile v dislokacijskem nakopičenju.

Pri kovinah, ki so vedno vsaj malo duktilne, pa je bolj pogosta že omenjena rast razpok, ko je za napredovanje razpoke potrebno povečanje napetosti. Ko mikrorazpoka zraste do velikosti, ki izpolnjuje Griffithovo merilo (6.34), sledi nadaljnje hitro napredovanje razpoke, ki se konča z lomom. Lomna napetost je v tem primeru tista, ki je potrebna za napredovanje razpok. Razumljivo je torej, da enačba (6.37) ne vsebuje dolžine razpoke $2c$. Razpoka bo, kot rečeno, rasla zaradi plastične deformacije, dokler bo dislokacijski izvir potiskal dislokacije v dislokacijsko nakopičenje. Pri tem procesu pa so udeležene le strižne napetosti (le te namreč lahko povečajo število dislokacij v nakopičenju in jih stiskajo), medtem ko natezne napetosti pri nukleaciji mikrorazpok niso udeležene.

Cepilne razpoke se res lahko pojavijo pri tlačnem obremenjevanju, vendar pa so potrebne natezne napetosti, če naj te razpoke tudi napredujejo. Dejstvo, da normalne natezne napetosti (hidrostatično natezno napetostno stanje) niso vpletene v nukleacijo mikrorazpok, vodi do sklepa, da je pri kovinah faza napredovanja razpok težavnejša od njihove nukleacije; izkušnje namreč kažejo, da na lom močno vplivajo hidrostatične komponente napetosti. Morda se iz uvodnega poglavja še spominjamo, da pa v nasprotju s hidrostatičnimi nateznimi napetostmi hidrostatične tlačne napetosti močno izboljšajo preoblikovalno sposobnost materialov, ki sicer veljajo za krhke.

Veljavnost enačbe (6.40) je potrjena tudi eksperimentalno. Ugotovljeno je bilo namreč, da je v večini inženirskih materialov najtežavnejše prav napredovanje deformacijsko induciranih mikrorazpok preko močnih ovir, kakršne so meje zrn. Te imajo zato zelo močan vpliv na krhko vedenje kovin. N. J. Petch je ugotovil, da – tako kot za napetost tečenja σ_y (glej Hall-Petchovo enačbo 4.6 v poglavju 4.3 o plastični deformaciji kovin) – tudi za lomno napetost v primeru krhkega loma različnih jekel velja:

$$\sigma_f = \sigma_i + k_f \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (6.41)$$

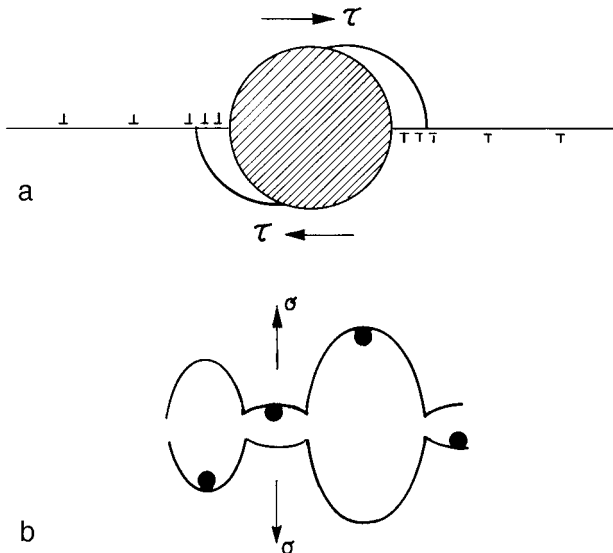
pri čemer je σ_f lomna napetost pri krhkem lomu (razkolna ali cepilna trdnost), σ_i in k_f pa sta od temperature in vrste kovinskega materiala odvisni konstanti; σ_i je mrežna napetost, to je napetost, potrebna za premagovanje mrežnega trenja pri gibanju

dislokacij in je blizu Peierls-Nabarrovi napetosti, k_f pa je parameter, povezan s sproščanjem dislokacij iz dislokacijskega nakopičenja.

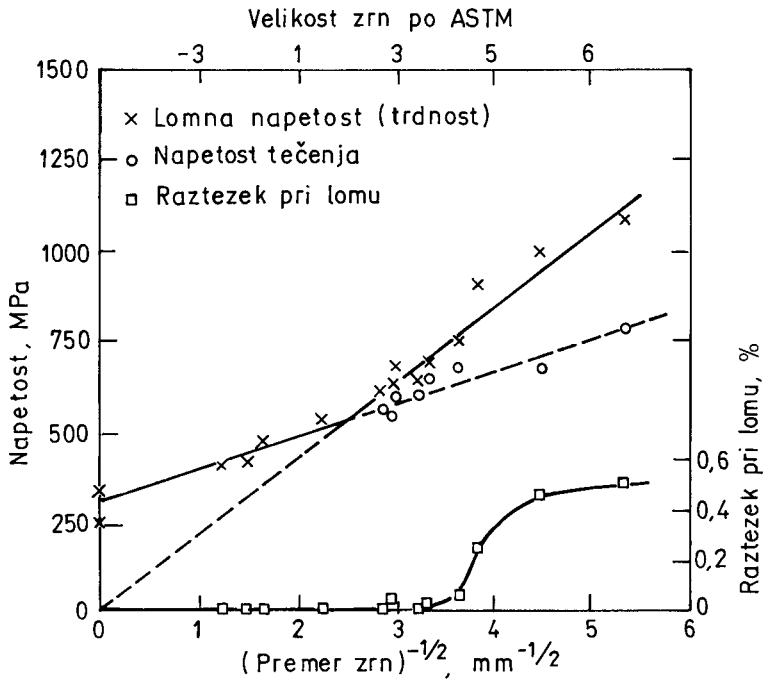
Pri bolj žilavih materialih poteka nastanek razpok pogosto z **nukleacijo in koalescenco por** na mejah in v zrnih, najpogosteje ob vključkih ali izločkih (sliki 6.9a in b). Tudi pri tem mikrorazpoka nukleira na dislokacijskem nakopičenju. Razlika glede na krhko razpoko je v tem, da pri povečanju napetosti razpoka ne napreduje, pač pa se zaradi koncentracije napetosti ob njenem vrhu okolica plastično deformira. Pri tem vrh razpoke otopi, razpoka se oblikuje v poro. V jeklih nastajajo pore predvsem ob karbidnih izločkih ali ob vključkih manganovega sulfida (zato na primer redno opazamo kroglice MnS na dnu jamic na žilavih prelomnih površinah konstrukcijskih jekel; glej sl. 6.3), ker pride med plastično deformacijo do dekohezije na mejni površini osnova-vključek. Na sliki 6.9a je shematično prikazana dekohezija in nastanek pore ob okroglem vključku, na sliki 6.9b pa koalescenca por ob vključkih zaradi delujoče natezne napetosti.

Kot je bilo že omenjeno, so v praksi nevarni predvsem krhki lomi. Kolikor se med napredovanjem razpoke ne spremenijo pogoji, napreduje razpoka hitro in brez predhodnega opozorila do loma, kakor hitro je izpolnjeno Griffithovo merilo.

Čeprav se narava loma pri nekem materialu ob spremembi zunanjih pogojev (ali pa zaradi spremenjene velikosti kristalnih zrn) lahko spremeni iz žilave v krhko, je poznanje te odvisnosti zelo pomembno za preprečevanje katastrofalnih porušitev. Na sliki 6.10 je na primer prikazana zelo pomembna odvisnost lomne napetosti (trdnosti) in lomne deformacije ter napetosti tečenja od velikosti kristalnih zrn. Diagram velja za nizkoogljčno jeklo, natezano pri temperaturi $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$.



Slika 6.9: Dekohezija in nastanek pore z dislokacijskimi nakopičenji ob okroglem vključku (a) ter nastanek mikrorazpoke s koalescenco por ob vključkih (b)



Slika 6.10: Vpliv velikosti kristalnih zrn na napetost tečenja in na lomno napetost pri nizkoogljicnem jeklu, natezanem pri $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Iz J. R. Low: Relation of Properties to Microstructure, American Society for Metals, Metals Park, OH, 1954)

Diagram na sliki 6.10 dokazuje obstoj prehoda iz žilavega v krhko stanje. Pri drobnozrnatih jeklih s feritno mikrostrukturo (velikost zrn nad 3 do 4 po ASTM za primer s slike 6.10) je namreč napetost tečenja bistveno nižja od natezne trdnosti, zato pride pred lomom do znatne plastične deformacije.

Pri bolj grobnozrnatih jeklih s feritno mikrostrukturo (pod 3 po ASTM za primer s slike 6.10) pa je favorizirana že krhka oblika loma, saj je lomna napetost (Sedaj je to razkolna ali cepilna trdnost materiala.) enaka oziroma manjša od napetosti tečenja, material pa se zlomi s cepljenjem brez trajne plastične deformacije.

Do prehoda iz ene v drugo vrsto loma lahko pride tudi zaradi različnih temperaturnih odvisnosti napetosti tečenja in lomne napetosti ter zaradi odvisnosti napetosti tečenja od deformacijske hitrosti. Temperaturna odvisnost lomne napetosti je določena s temperaturno odvisnostjo površinske energije, ki z rastočo temperaturo le počasi pojema. Za t. c. k.-kovine (na primer konstrukcijska jekla s feritno mikrostrukturo) pa je značilna izrazita temperaturna odvisnost napetosti tečenja. Z zniževanjem temperature se zato povečuje napetost tečenja hitreje od lomne napetosti, pri temperaturi prehoda iz žilavega v krhki lom pa sta obe napetosti enaki. Pri še nižji temperaturi je lomna napetost že nižja od napetosti tečenja. Če je torej temperatura eksploatacije nižja od temperature prehoda v krhko stanje, lahko pričakujemo

pojavljanje krhkega loma. To je na primer eden od razlogov, zaradi katerega se je potopila ladja Titanic.

Zelo razširjen preizkus, ki se uporablja za inženirsko določevanje temperature prehoda v krhko stanje, je Pellinijev Drop-Weight Test. Povejmo še, da je pri p.c.k.-kovinah (na primer pri avstenitnih nerjavnih jeklih) napetost tečenja le malo temperaturno odvisna, krivulji temperature odvisnosti napetosti tečenja in lomne napetosti pa se ne sekata tako, da pri njih ni prehoda iz žilavega v krhki lom (jekla uporabna za kriotehniko).

Kot rečeno je napetost tečenja močno odvisna tudi od hitrosti deformacije. S povečevanjem te hitrosti se namreč napetost tečenja povečuje mnogo hitreje od lomne napetosti. Večanje hitrosti deformacije ima torej enak učinek kot zniževanje temperature. Posledica tega je, da se nekateri kovinski materiali, ki se pri semi-statičnem natezanju vedejo še duktilno, pri udarnih preizkusih (na primer pri merjenju Charpyjeve udarne žilavosti) lahko že povsem krhko. Podobno kot hitrost deformacije vpliva na vedenje pri lomu tudi obstoj morebitne zareze na preizkušancu. To je razlog, da moramo na primer pri merjenju udarne žilavosti obvezno spoštovati in v poročilu tudi navesti tako temperaturo preizkušanja kot tudi vrsto preizkušanca oziroma tip zareze. Iz enakega razloga moramo pri nateznem preizkušanju spoštovati predpisano hitrost natezanja.

6.5 Linearna elastična mehanika loma (LEFM)

Do sedaj smo že podrobno obravnavali lome kovin, zlasti krhki lom. Ugotovili smo, da je teoretična kohezijska trdnost mnogo večja od eksperimentalno ugotovljene lomne napetosti. To je pripeljalo do ideje o obstoju mikrorazpok, ki povzročijo lokalno naraščanje napetosti vse do teoretične kohezijske trdnosti.

Videli smo tudi, da mikrorazpoke v kovinah lahko nastanejo na različne načine, da pa je kritična faza povezana z napetostjo, potrebno za njihovo napredovanje do loma. Prvi, ki je uspešno teoretično rešil problem povsem krhkega loma, je bil Griffith. Njegovo teorijo je kasneje modificiral Orowan, tako da je uporabna tudi za obravnavo krhkega loma kovin z omejeno plastičnostjo. Skladno z Orowanom je lomna napetost dana z enačbo (6.36):

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{E\gamma_p}{a}}$$

pri čemer je E modul elastičnosti (Youngov modul), γ_p je delo za plastično deformacijo, potrebno za širjenje razpoke z dolžino $2a$.

V nadaljevanju bomo namreč dolžino razpoke označevali s simbolom a (in ne več s), ker je to bolj običajno v strokovni literaturi, ki obravnava mehaniko loma. Enačba

dobro velja za majhno razpoko v zelo veliki plošči, tako da obstoj razpoke ne zmoti napetosti na prostih površinah.

Omenjeno enačbo (6.36) je v letih 1957–1958 izpopolnil G. R. Irwin, ki je napravil dve pomembni izboljšavi. Prva je bila, da je namesto Griffithove površinske energije γ uporabil materialno lastnost G , ki jo je definiral kot **hitrost sproščanja deformacijske energije ob vrhu razpoke** (*angl.: strain-energy release rate*), in sicer na enoto dolžine naraščajoče razpoke in enoto debeline. G zato merimo v J/m^2 .

Za Griffithovo razpoko s slike 6.7 je $2G = -dU_E/da$. Razpoka bo napredovala, ko bo G dosegel kritično vrednost G_c , to je **kritično hitrost sproščanja deformacijske energije** (*angl.: critical strain-energy release rate*). Iz izraza $4\gamma_s - 2\pi a \sigma^2/E = 0$ (Glej izpeljavo Griffithove enačbe 6.34.) in s slike 6.11 sledi: $2G_c = 4\gamma_s$.

G_c bo torej pri povsem krhkih materialih ekvivalentna $2\gamma_s$, saj bo energija potrebna le za nastajanje dveh novih prelomnih površin razpoke; če pa se energija porablja tudi za plastično deformacijo področja ob vrhu razpoke, pa G_c vključuje tudi to energijo in je zato: $G_c = 2\gamma_s + \gamma_p$.

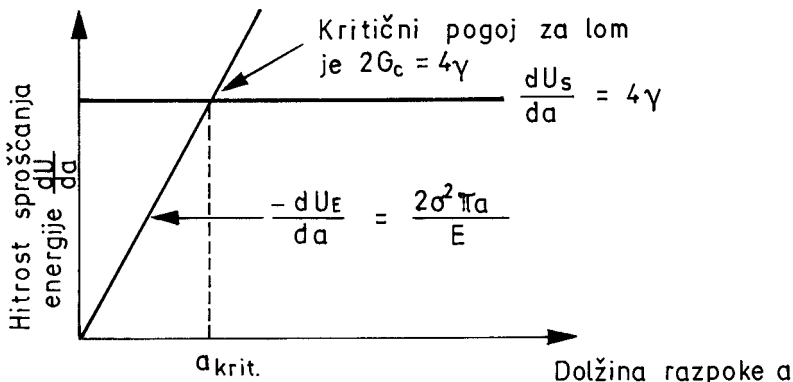
V vsakem primeru pa mora biti potrebna energija za napredovanje razpoke dovedena iz zadostne zaloge elastične deformacijske energije obremenjenega telesa.

Izpopolnjena enačba (6.36) ima po Irwinu za ravninsko napetostno stanje obliko:

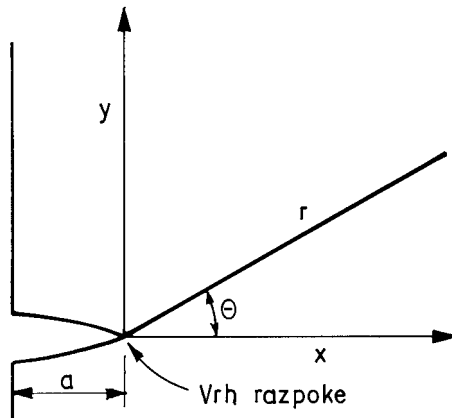
$$\sigma_r = \sqrt{\frac{EG_c}{\pi a}} \quad (6.42)$$

za ravninsko deformacijsko stanje pa obliko:

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{EG_c}{\pi a(1-\nu^2)}} \quad (6.43)$$



Slika 6.11: Hitrost spreminjanja deformacijske in površinske energije v odvisnosti od dolžine razpoke kaže, da je kritična hitrost sproščanja deformacijske energije $G_c = 2\gamma$.



Slika 6.12: Polarni koordinatni sistem za opis porazdelitve napetosti v bližini vrha robne razpoke

Vnašanje razpoke v material povzroči lokalno prerazporeditev napetosti, s teorijo elastičnosti pa lahko izračunamo napetosti v katerikoli točki (r, θ) v bližini vrha razpoke. Slika 6.12 prikazuje polarni koordinatni sistem za obravnavo razmer v primeru robne razpoke.

Porazdelitev lokalnih napetosti v okolici vrha takšne razpoke lahko zapišemo v obliki:

$$\begin{aligned}\sigma_{yy} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left[\cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \right] \\ \sigma_{xx} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left[\cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \right] \\ \tau_{xy} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left[\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right]\end{aligned}\tag{6.44}$$

Pri analizi navedenih enačb (6.44) je Irwin ugotovil, da so vse lokalne napetosti ob vrhu obravnavane robne razpoke premo sorazmerne z nekim faktorjem K . Tako ima na primer lokalna natezna napetost, delujoča pravokotno na ravnino napredovanja razpoke in v ravnini njenega napredovanja ($\theta = 0, r = x$), porazdelitev vedno dano z:

$$\sigma_L = \frac{K}{\sqrt{2\pi x}}\tag{6.45}$$

pri čemer smo lokalno napetost σ_{yy} označili kot σ_L , z x smo označili razdaljo od vrha razpoke v ravnini njenega napredovanja, kot je to prikazano na sliki 6.13, K pa je konstanta, ki določa nivo porazdelitve lokalne napetosti (Večja zunanja obremenitev ima za posledico naraščanje K -ja ob nespremenjeni obliki porazdelitve lokalne napetosti.).

Ker je torej v področju blizu vrha razpoke oblika porazdelitve vedno enaka, lahko vzamemo doseganje zadosti visokega nivoja porazdelitve lokalne napetosti kot merilo za začetek loma. Parameter K bomo zato imenovali **faktor intenzitete napetosti** (angl.: *stress intensity factor*).

Druga pomembna Irwinova izboljšava pa je bila, da je po principu virtualnega dela dokazal, da je doseganje kritičnega K -ja, to je K_c , natančno ekvivalentno Griffithovi zahtevi, po kateri mora biti nakopičena elastična deformacijska energija enaka vrednosti faktorja G_c .

Materialna lastnost, ki določa pogoje loma, je tako lahko kritična intenziteta napetosti K_c ali pa energijska vrednost G_c . Irwin je dokazal, da za ravninsko napetostno stanje velja:

$$G_c = \frac{K_c^2}{E} \quad (6.46)$$

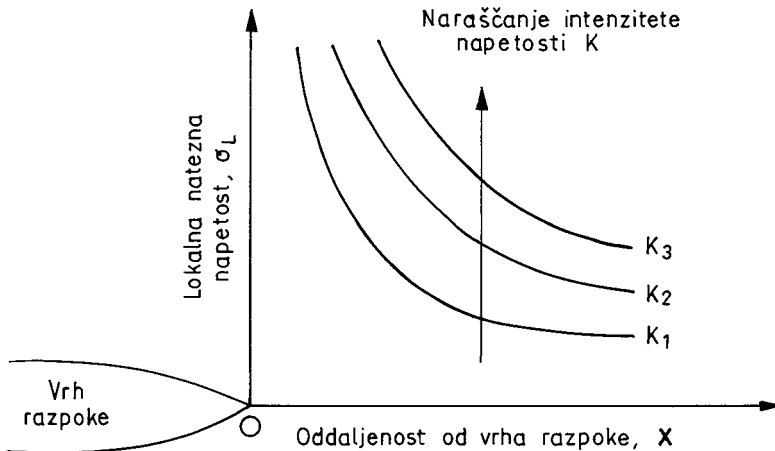
za ravninsko deformacijsko stanje pa:

$$G_c = \frac{K_c^2 (1 - \nu^2)}{E} \quad (6.47)$$

Griffithova rešitev za razpoko v plošči dobi, potem ko v enačbi (6.42) oziroma (6.43) substituiramo izraza (6.46) oziroma (6.47), naslednjo obliko:

$$\sigma_f = \frac{K_c}{\sqrt{\pi a}} \quad (6.48)$$

Pri lomni napetosti sta G_c in K_c kritični materialni lastnosti, ki izražata odpornost materiala proti lomu. Pri nižjih napetostih pa ob vrhu razpoke obstajata nekritični vrednosti G in K . G je nekritična gonilna sila za napredovanje razpoke (angl.: *non-critical crack driving force*), K pa je nekritični faktor intenzitete napetosti.



Slika 6.13: Porazdelitev lokalne natezne napetosti pred vrhom robne razpoke

Če za medsebojno primerjavo odpornosti proti lomu pri ekvivalentnem napetostnem stanju uporabljamo K_c , se izognemo vsakokratnemu upoštevanju elastičnega modula in Poissonovega števila, zato se za izražanje lomne žilavosti bolj pogosto uporablja K_c kot pa G_c .

Lomna napetost (iz enačbe 6.48) je uporabljena bruto napetost na plošči z razpoko in ni materialna lastnost, tako kot je to napetost tečenja. Odvisna je namreč od velikosti napake a . Nasprotno pa vsaki obratovalni napetosti σ ustreza neka kritična velikost napake a_c . Nasprotno od napetosti tečenja pa lahko v primeru teles z razpoko ugotovimo, da pri enaki napetosti ne pride do loma geometrično podobnih teles različnih dimenzij.

Zato bo poleg velikosti razpoke treba v obravnavo pritegniti še geometrijo telesa samega. Ta lastnost je bila dolgo neznana in je onemogočala razumevanje pojavljanja krhkih lomov velikih debelostenih konstrukcijah iz materialov, ki so se pri laboratorijskem preizkušanju z majhnimi preizkušanci sicer kazali kot žilavi.

6.5.1 Velikost cone plastične deformacije

V obremenjenem kovinskem materialu se od vrha razpoke širi v kovino cona plastične deformacije, ki z iniciranjem mikrostrukturnih poškodb olajša napredovanje razpoke. Ta proces porablja večino za lom potrebne energije.

Ne glede na plastično cono pa je makroskopsko vedenje lahko približno elastično, če so le dimenzije telesa mnogo večje od velikosti plastične cone. Potem lahko za obravnavo uporabimo teorije linearne elastične mehanike loma (LEFM).

Ker nikjer pred vrhom razpoke napetost ne more preseči relevantne napetosti tečenja, lahko ocenimo velikost plastične cone z njenim radijem r_y , ob predpostavki seveda, da ima krožno obliko. V trenutku loma bo tako (*G. R. Irwin, Handbook der Physik*):

$$r_y \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_c}{\sigma_y} \right)^2 \quad (6.49)$$

za ravninsko napetostno stanje, in približno:

$$r_y \approx \frac{1}{6\pi} \left(\frac{K_c}{\sigma_y} \right)^2 \quad (6.50)$$

za ravninsko deformacijsko stanje. Pri tem je σ_y napetost tečenja pri enoosnem nateznem preizkusu.

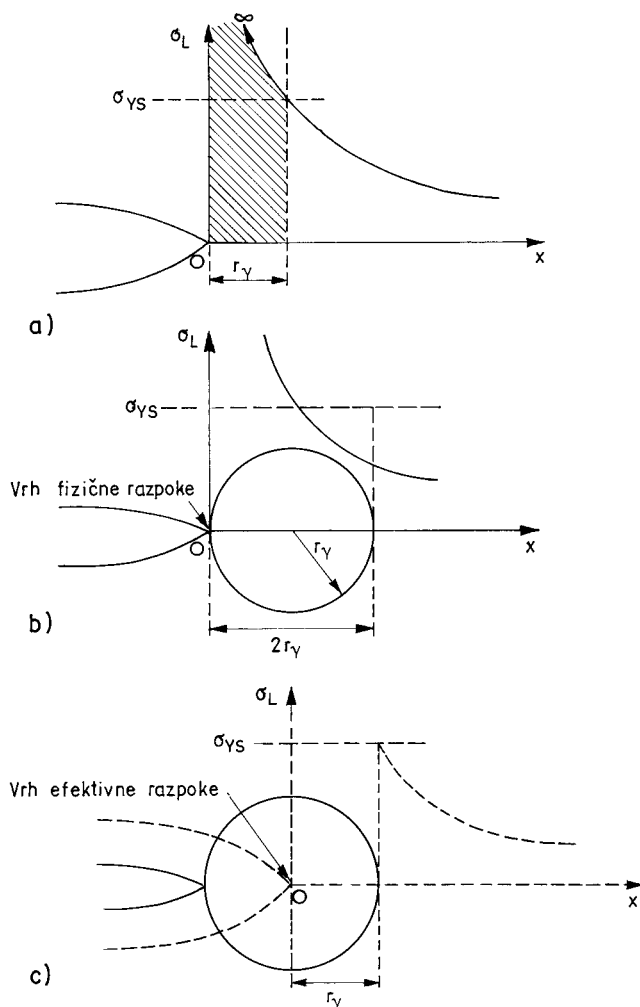
Vrednost r_y je izračunana na osnovi predpostavke, da se mora obremenitev, ki jo odslkava povsem elastična porazdelitev napetosti (šrafirana ploskev na sliki 6.14a), v plastični coni materiala prenašati pri konstantni napetosti σ_y .

Plastična cona se mora razširjati do razdalje $2r_y$, če naj prenaša to obremenitev, kot to prikazuje slika 6.14b.

Razpoko potem lahko obravnavamo kot navidezno, z vrhom v razdalji r_y pred vrhom dejanske razpoke (slika 6.14c) ter z območjem tečenja r_y pred vrhom navidezne razpoke s K-porazdelitvijo lokalne napetosti, ki doseže napetost tečenja v razdalji r_y pred vrhom navidezne razpoke.

Nasprotno od dejanske (realne, fizične) razpoke imenujemo takšno, navidezno, efektivna razpoka. Če je plastična cona zelo majhna, se potem vrhova efektivne in fizične razpoke praktično ujemata, pri večji plastični coni pa moramo računati z novim vplivom (*angl.: pure size effect*), ki je funkcija izključno velikosti.

To je bilo na primer praktično zelo pomembno pri razumevanju hitrih lomov aluminijevih zlitin pri nesrečah potniških letalnih vrste Comet. Rezultati teorije in eksperimentov se namreč niso ujemali, vse dokler niso prišteli k dolžini realnih



Slika 6.14: K razlagi velikosti cone plastične deformacije

opaženih razpok sicer majhno, a konstantno vrednost, ki je pomenila velikost plastične cone, efektivna dolžina razpok pa je bila zato nekoliko večja od njihove dejanske dolžine.

Cilj LEFM je razširiti njeno veljavnost tudi za primere, podobne pravkar opisanemu, če je le velikost predmeta dovolj velika, da je vedenje pri lomu navkljub znatni coni plastične deformacije makroskopsko elastično.

6.5.2 Vrsta preizkušanca in njegova širina

Zaradi že omenjenega vpliva velikosti telesa z razpoko na razmerje med faktorjem kritične intenzitete napetosti in lomno bruto napetostjo moramo enačbo (6.48) dejansko zapisati v naslednji obliki:

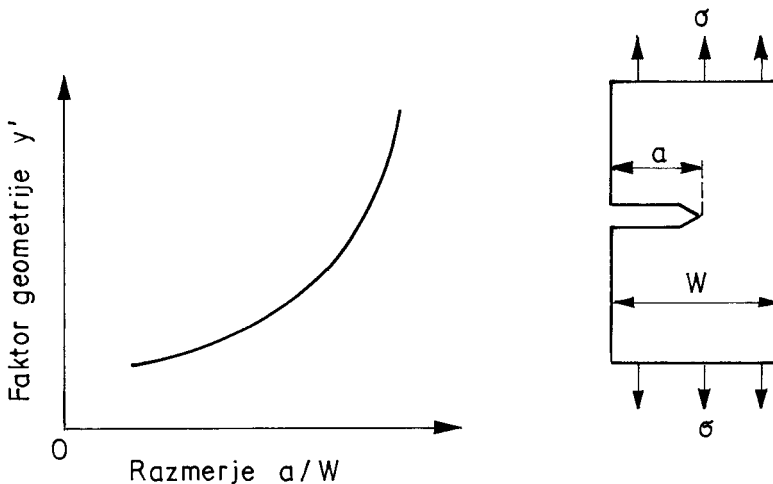
$$K_c = Y \sigma_f \sqrt{\pi a} = Y' \sigma_f \quad (6.51)$$

pri čemer je Y geometrijska konstanta, Y' pa je podobna konstanta, ki vključuje že tudi \sqrt{a} .

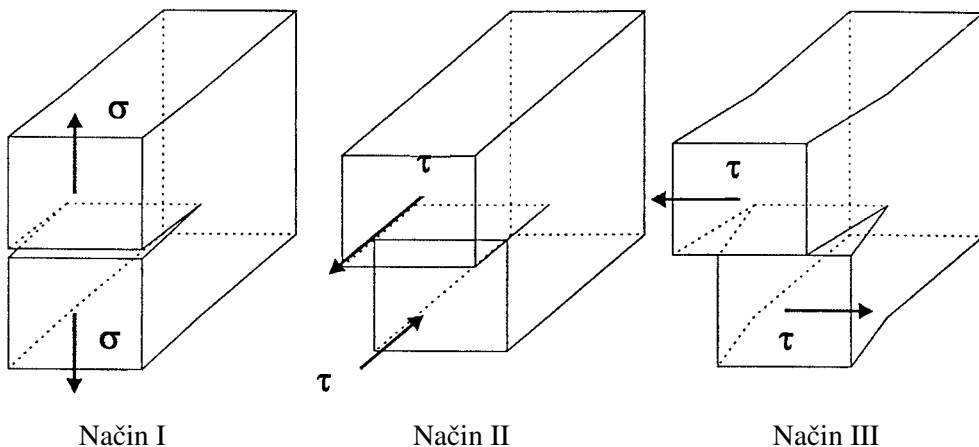
S spreminjanjem geometrije problema (vrste preizkušancev pri merjenju lomne žilavosti) se Y spreminja.

Za preizkušance z določeno geometrijo je Y odvisen od razmerja med dolžino razpoke a in širino preizkušanca w , torej od a/w . Odvisnost med Y in razmerjem a/w imenujemo tudi K -kalibracijska krivulja (slika 6.15).

K -kalibracijske krivulje geometrijsko enakih preizkušancev pa so odvisne tudi od načina obremenjevanja, seveda glede na to, kako različni načini obremenjevanja preizkušancev odpirajo razpoko.



Slika 6.15: Shematski prikaz K -kalibracijske krivulje



Slika 6.16: Shematski prikaz treh različnih načinov obremenjevanja preizkušanca z robno razpoko. Poleg nateznega načina (način I) obstajata še dva strižna načina obremenjevanja (načina II in III).

Za preizkušavec z robno razpoko so na sliki 6.16 prikazani trije možni načini obremenjevanja. Najbolj navaden je natezni način obremenjevanja ali način I (*angl.: mode I*), poleg tega pa sta mogoča še dva strižna načina obremenjevanja, znana kot način II (*angl.: mode II*) in način III (*angl.: mode III*).

Povedati pa moramo, da je velika večina meritev in raziskav v mehaniki loma narejena z obremenjevanjem v načinu I. V takšnih primerih dodamo faktorju kritične intenzitete napetosti K_c še indeks I, ki označuje natezni način obremenjevanja pravokotno na ploskvi razpoke in pravokotno na ravnino njenega napredovanja. Faktor kritične intenzitete napetosti pišemo torej kot K_{Ic} , in to je tisto, kar popularno imenujemo **lomna žilavost materiala**.

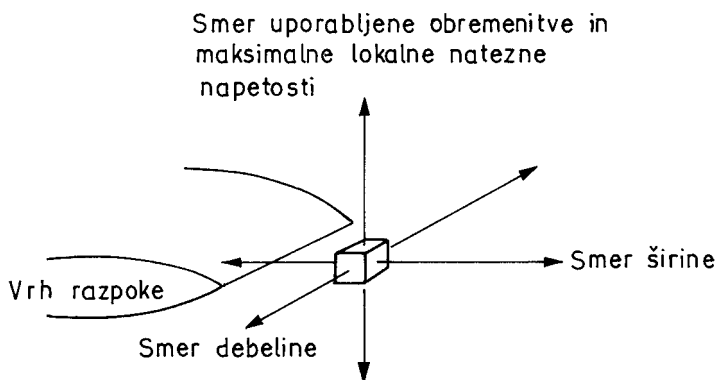
6.5.3 Debelina preizkušanca

K-kalibracijske krivulje se nanašajo le na dvodimenzionalni aspekt geometrije, vendar pa tudi debelina prispeva k temu, kar označujemo kot povsem velikostni vpliv (*angl.: pure size effect*). Ta vpliv lahko ugotovimo z merjenjem spreminjanja K_c v odvisnosti od debeline preizkušanca.

V tanki pločevini z razpoko po vsej debelini je v splošnem vzpostavljeno ravninsko napetostno stanje, kjer vse napetosti pred vrhom razpoke leže v ravnini pločevine, napetost v smeri debeline pa je enaka nič.

Natezna napetost v coni tečenja je enaka enoosni napetosti tečenja, do loma pa pride z lokalnim strigom skozi cono tečenja. Površine razpoke so zato usmerjene pod kotom 45° glede na smer bruto natezne napetosti zaradi delujoče obremenitve.

Ko pa povečujemo debelino pločevine, se razvijejo napetosti tako v smeri debeline kot tudi v smeri širine in smeri delovanja natezne obremenitve. Do tega pride, ker je

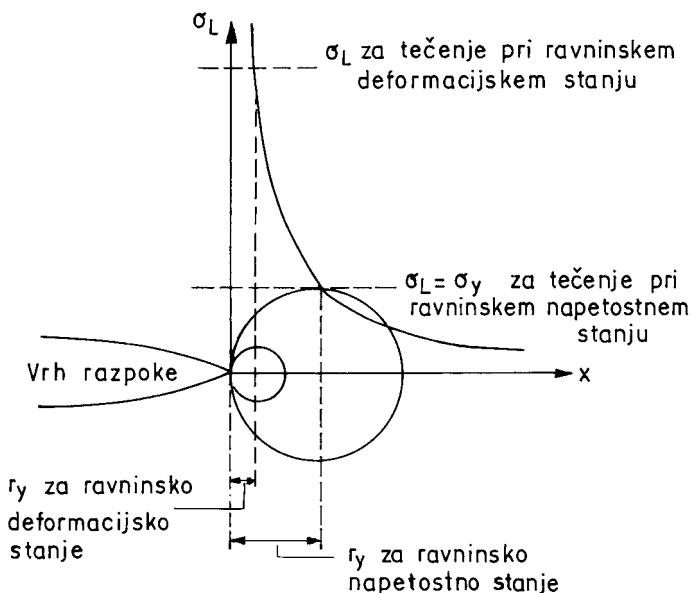


Slika 6.17: Shematski prikaz smeri nateznih napetosti

področje zelo blizu vrha razpoke močno elastično ali plastično raztezano, zunaj tega področja pa je raztezanje majhno.

Zelo blizu vrha razpoke se hoče material v obeh smereh, ki sta pravokotni na smer delovanja bruto natezne napetosti, Poissonovo skrčiti. Material nekaj dlje od vrha razpoke pa se temu krčenju upira in zato nastajajo natezne napetosti (*angl.: constraint stresses*) v smeri debeline in v smeri širine (slika 6.17).

Zaradi triosnega napetostnega stanja se strižna komponenta lokalne napetosti σ_L zmanjša in do tečenja ne pride, vse dokler σ_L ne doseže približno trikratne enoosne



Slika 6.18: Posledica večje lokalne natezne napetosti pri tečenju je manjša plastična cona ob vrhu razpoke

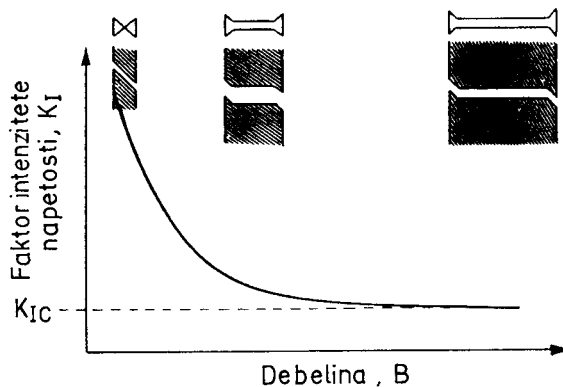
napetosti tečenja (točnejša vrednost je odvisna od tega, ali izberemo Trescovo ali von Misesovo merilo tečenja).

Posledica višje σ_L pri tečenju je manjša cona tečenja kot v primeru ravninskega napetostnega stanja (slika 6.18). Lom poteka skozi sredino zmanjšane plastične cone, tako da dobimo ravne ploskve razpoke, orientirane pravokotno na smer delovanja uporabljene bruto napetosti.

Seveda pa ne more biti nobenih »constraint«-napetosti v smeri debeline na prostih bočnih ploskvah preizkušanca, tako da so tam razmere podobne kot pri ravninskemu napetostnemu stanju oz. tanki pločevini. Na bočnih ploskvah bo torej velikost plastične cone enaka kot pri ravninskem napetostnem stanju. Velikost te cone se nato pri razprostiranju v notranjost telesa (v smeri debeline) zmanjšuje vzdolž 45-stopinjskih strižnih linij, vse dokler ne doseže najmanjše velikosti, značilne za ravninsko deformacijsko stanje.

Področji ravninskega napetostnega stanja na bočnih površinah ostaneta nespremenjeni kljub zvečanju ali zmanjšanju debeline preizkušanca. Področje ravninskega deformacijskega stanja pa v primeru tanke pločevine sicer izostane, s povečevanjem debeline pa zavzema vse večji del. Ker področje ravninskega deformacijskega stanja porablja mnogo manj energije kot dvojni področji ravninskega napetostnega stanja, se s povečevanjem debeline B zmanjšujeta tako G_c kot K_c (slika 6.19). Slika shematsko prikazuje tudi razmerje med velikostmi K_c ravninskega napetostnega in ravninskega deformacijskega stanja za tri različne debeline preizkušanca kot tudi videz preloma pri čistem ravninskem napetostnem stanju, pri vmesnem stanju ter pri prevladujočem ravninskem deformacijskem stanju.

Tudi v tem zadnjem primeru so na robovih vedno področja strižnega loma (t. i. *strižne ustnice*), vendar je njihov vpliv zanemarljiv, če področje ravninskega deformacijskega stanja presega 90 % debeline preizkušanca. Le tedaj torej, ko je debelina preizkušanca dovolj velika, da se izoblikuje pretežno ravninsko deformacijsko stanje, doseže K_c minimalno vrednost K_{Ic} , to je lomno žilavost materiala.



Slika 6.19: Zmanjševanje kritičnega faktorja intenzitete napetosti K_c s povečevanjem debeline

Povejmo še nekaj o enotah. Ker, kot rečeno, merimo G_c v J/m^2 in modul elastičnosti E v N/m^2 (Pa), dobimo za K_{Ic} enoto $N/m^{3/2}$.

V tabeli 6-I so zbrane napetosti tečenja in lomne žilavosti nekaterih kovinskih materialov.

Tabela 6-I: Značilne vrednosti K_{Ic}

Material	Napetost tečenja (MPa)	Lomna žilavost K_{Ic} ($MPa\sqrt{m}$)
Jeklo za poboljšanje	1470	46
Jeklo maraging	1730	90
Zlitina Ti-6Al-4V	900	57
Zlitina 2024-T3 Al	385	26
Zlitina 7075-T6 Al	500	24

Lomne žilavosti večine nekovinskih materialov so praviloma vsaj za red velikosti nižje; za kakovostno keramiko je lomna žilavost $4,5 MPa\sqrt{m}$, za epoksi smole $0,8 MPa\sqrt{m}$ in za stekla celo le $0,4 MPa\sqrt{m}$.

6.5.4 Merjenje lomne žilavosti K_{Ic}

Navadni načini merjenja lomne žilavosti se opravijo z obremenjevanjem v načinu I (*angl.: mode I*), torej tako, da natezna obremenitev deluje pravokotno na ploskvi razpoke v preizkušancu in tudi pravokotno na ravnino njenega napredovanja.

Izmerjeni kritični K je **lomna žilavost pri ravninskem deformacijskem stanju K_{Ic}** (*angl.: plane-strain fracture toughness*), ki jo lahko imamo za inherentno odpornost materiala z razpoko zoper krhki lom. Za dani način obremenjevanja in dano geometrijo preizkušanca uporabimo enačbo (6.51) v naslednji obliki:

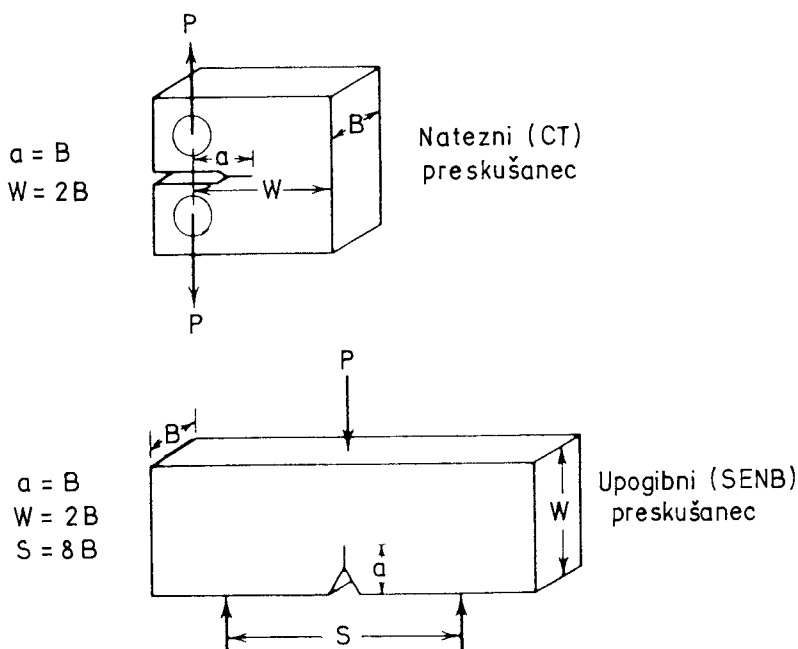
$$K_{Ic} = \alpha P_f \sqrt{\pi a_c} \quad (6.52)$$

pri čemer je α konstanta, odvisna od geometrije preizkušanca in geometrije razpoke, a_c pa je kritična dolžina razpoke.

S P_f smo označili obremenitev v trenutku loma preizkušanca. K_{Ic} je temeljna materialna lastnost, tako kot je to na primer napetost tečenja. Odvisna je od temperature in hitrosti deformacije (K_{Ic} se navadno zmanjšuje z zniževanjem temperature in povečevanjem hitrosti deformacije).

Za določeno vrsto zlitine je K_{Ic} tudi močno odvisna od metalurških vplivov, kakršni so: praksa taljenja, toplotna obdelava, tekstura, nečistoče, vključki itd.

V splošnem sta za merjenje lomne žilavosti K_{Ic} priporočeni in standardizirani dve vrsti preizkušancev (*Annual Book of ASTM Standards, vol. 03.01, Metal Test Methods, Designation E399-707*); prizmatični natezni preizkušanci (*angl.: compact*



Slika 6.20: Natezni (CT) in upogibni (SENB) preizkušavec z zarezo in z utrujenostno razpoko ter dimenzijske zahteve, ki morajo biti izpolnjene

tension specimen ali CT) ter tritočkovni upogibni preizkušanci (angl.: single-edge notch bend specimen ali SENB). Obe vrsti sta prikazani na sliki 6.20.

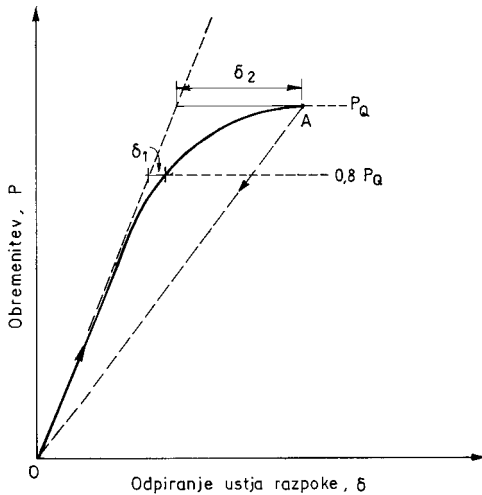
Potem ko je na preizkušancu izbrane geometrije izdelana zareza, ga malociklično utrujamo pri kontroliranih razmerah, dokler se v dnu zareze ne pojavi utrujenostna razpoka (Njena dolžina se prišteje k dolžini zareze in skupaj z njo tvori začetno dolžino razpoke.).

Neposredno merjenje lomne žilavosti opravimo s strojem za natezni preizkus, pri čemer zvezno merimo obremenitev P ter odpiranje ustja razpoke (Le-to je premo sorazmerno z napredovanjem vrha razpoke.). Pogoju linearne elastičnosti je zadovoljeno, če je odvisnost med obremenitvijo P in odpiranjem ustja razpoke linearno elastična. V tem primeru maksimalna obremenitev $P_f = P_Q$ ustreza naglemu, nestabilnemu napredovanju razpoke (lomu preizkušanca).

Odmik od linearosti je prikazan na sliki 6.21 in je lahko posledica prekomerno razvite plastične cone ali pa že začetega, počasnega (stabilnega) napredovanja razpoke.

Če je odmik od linearosti v celoti posledica počasnega napredovanja razpoke, potem se je efektivni modul elastičnosti zmanjšal in bo razbremenitev preizkušanca sledila črtkani črti na sliki 6.21.

Za obremenitev, ki ustreza bruto napetosti ob lomu (P_f v enačbi 6.52), v tem primeru dogovorno vzamemo obremenitev P_Q , ki jo dobimo na naslednji način: najprej iz



Slika 6.21: Prikaz odklona od linearnosti v diagramu, ki prikazuje odvisnost med uporabljenimi obremenitvijo in odpiranjem ustja razpoke na preizkušancu

izhodišča diagrama narišemo sekanto OA z naklonskim kotom, ki je za 5 % manjši od naklona, ki označuje začetni elastični modul.

Izkušnje kažejo, da je odpiranje ustja razpoke (Dejansko merimo v ustju zareze na preizkušancu.) pri P_Q skoraj v celoti posledica napredovanja razpoke (in ne prevelike plastične cone), če je odpiranje ustja δ_1 pri obremenitvi $0,8 P_Q$ manjše od $1/4$ odpiranja ustja δ_2 pri P_Q . V tem primeru odpiranje ustja ustreza podaljšanju razpoke za približno 2 % njene dolžine, in to vzamemo kot merilo pričetka njenega napredovanja (merilo pričetka loma).

Če bo izpolnjen prej opisan pogoj, potem bo vedenje pri merjenju lomne žilavosti linearno elastično, in K_{Ic} bomo sploh lahko izmerili.

Pri razpravi o vplivu debeline preizkušanca na obliko loma pa smo tudi ugotovili, da je zareza oziroma razpoka v tanki plošči veliko manj nevarna, kot pa zareza v debeli plošči, pri kateri je vzpostavljeno ravninsko deformacijsko stanje z veliko stopnjo triosnosti. Izkušnje kažejo, da je ravninsko deformacijsko stanje pri merjenju K_{Ic} (glej diagram na sliki 6.19) v splošnem doseženo pri debelini preizkušanca B, pri kateri je izpolnjen pogoj:

$$B \geq 2,5 \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_y} \right)^2 \quad (6.53)$$

Če debelina B preizkušanca zadosti pogoju (6.53), je izmerjena najnižja K_{Ic} -vrednost, to je K_{Ic} .

Izmerjeno obremenitev P_Q sedaj uporabimo za izračunavanje pogojne lomne žilavosti K_Q . Enačba (6.52), v katero za obremenitev pri lomu P_f vstavimo izmerjeno

vrednost P_Q , dobi za CT-preizkušane, potem ko smo upoštevali tudi ustrezen geometrijski faktor α , naslednjo obliko (*G. E. Dieter, Mechanical Metallurgy, Third edition, pp. 359, 1986*):

$$K_Q = \left(\frac{P_Q}{B\sqrt{W}} \right) \left[29,6\sqrt{\frac{a}{W}} - 185,5\sqrt[3]{\frac{a}{W}} + 655,7\sqrt[5]{\frac{a}{W}} - 1017,0\sqrt[7]{\frac{a}{W}} + 638,9\sqrt[9]{\frac{a}{W}} \right] \quad (6.54)$$

za SENB-preizkušane pa obliko:

$$K_Q = \left(\frac{P_Q S}{B^3\sqrt{W}} \right) \left[2,9\sqrt{\frac{a}{W}} - 4,6\sqrt[3]{\frac{a}{W}} + 21,8\sqrt[5]{\frac{a}{W}} - 37,6\sqrt[7]{\frac{a}{W}} + 38,7\sqrt[9]{\frac{a}{W}} \right] \quad (6.55)$$

Dolžino razpoke a , uporabljeno v enačbi (6.54) oziroma (6.55), izmerimo po končanem merjenju. Nato z enačbo (6.53) izračunamo vrednost $2,5 (K_Q/\sigma_y)^2$.

Če je izračunana vrednost manjša tako od debeline preizkušanca B kot tudi od dolžine razpoke a , potem je pogojna vrednost K_Q kar enaka K_{Ic} , merjenje pa je bilo veljavno.

V nasprotnem primeru pa moramo za merjenje K_{Ic} uporabiti preizkušance večje debeline. Izmerjeno vrednost K_Q seveda lahko uporabimo zato, da z enačbo (6.53) ocenimo novo debelino preizkušanca.

6.5.5 Žilavost in kritična velikost napak

Če poznamo lomno žilavost materiala in velikost napake, potem enačba (6.51) v obliki:

$$K_{Ic} = Y\sigma_f \sqrt{\pi a}$$

omogoča, da lahko določimo obratovalno napetost, pri kateri bo prišlo do loma. V primeru razpoke z dolžino $2a$ skozi ploščo, katere dimenzije so mnogo večje od razpoke (slika 6.22a), ima Y vrednost 1, tako da je:

$$K_{Ic} = \sigma_f \sqrt{\pi a} \quad (6.56)$$

in lomna napetost:

$$\sigma_f = \frac{K_{Ic}}{\sqrt{\pi a}} \quad (6.57)$$

Če pa poznamo obratovalno napetost σ_w , lahko izračunamo kritično velikost napake. V primeru že omenjene razpoke skozi ploščo dobimo:

$$a_c = \frac{K_{Ic}^2}{\pi\sigma_w^2} \quad (6.58)$$

Omenili smo že, da zaradi lokalnega tečenja nastane plastična cona ob vrhu razpoke, kar ima za posledico povečanje efektivne dolžine razpoke za radij te cone r_y . Z

upoštevanjem radija dobimo iz enačbe (6.56), potem ko vanjo namesto lomne vstavimo obratovalno napetost, naslednjo enačbo:

$$K_{Ic} = \sigma_w \sqrt{\pi(a + r_y)} \quad (6.59)$$

Vzemimo, da gre za razpoko v tanki pločevini, tako da je vzpostavljeno ravninsko napetostno stanje in je velikost plastične cone določena z enačbo (6.49). Potem iz enačbe (6.59) sledi:

$$K_{Ic} = \sigma_w \frac{\sqrt{\pi a}}{\sqrt{1 - 0,5 \left(\frac{\sigma_w}{\sigma_y} \right)^2}} \quad (6.60)$$

Če primerjamo enačbo (6.60) z (6.56), ugotovimo, da gre pri prvi (6.60) pravzaprav za enačbo (6.56), ki pa je pomnožena s korekcijskim faktorjem vpliva plastične cone. Da bi spoznali fizikalni pomen tega faktorja, vzemimo primerno krhek material, pri katerem naj pride do loma že, ko delovna napetost doseže polovico napetosti tečenja, $\sigma_w/\sigma_y = 0,5$. Potem je:

$$a_c = \frac{0,88K_{Ic}^2}{\pi\sigma_w^2} \quad (6.61)$$

Z drugimi besedami, plastična cona v tem primeru zmanjša kritično velikost napake za približno 12 %; za toliko je namreč fizična napaka manjša od učinkovite. Če račun ponovimo pri enakem razmerju σ_w/σ_y še za razpoko v debeli pločevini, pri kateri je vzpostavljeno ravninsko deformacijsko stanje, potem lahko za radij plastične cone uporabimo isti izraz (6.49), vendar pa moramo po Irwinu namesto σ_y pisati $[2(2)^{1/2}]^{1/2}\sigma_y$.

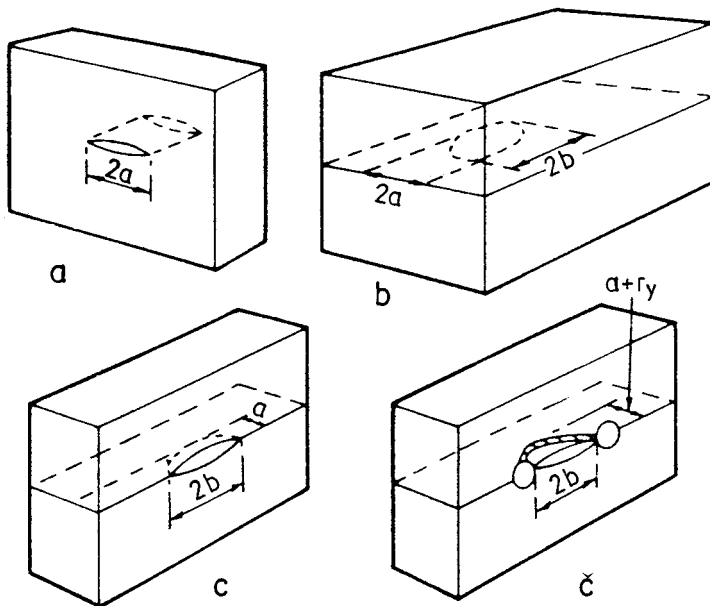
Tako je namreč Irwin ocenil povečanje napetosti tečenja zaradi triosnega napetostnega stanja. V tem primeru dobimo namesto faktorja 0,88 v enačbi (6.61) faktor 0,97. Plastična cona v takšnem primeru torej zmanjša kritično velikost napake le za približno 3 %, kar se ujema z opazovanji, po katerih je pri ravninskem deformacijskem stanju razvita manjša plastična cona.

Za notranjo eliptično razpoko, prikazano na sliki 6.22b, je Irwin našel naslednji izraz:

$$K_{Ic} = \frac{\sigma_w}{\Phi} \sqrt{\pi(a + r_y)} \quad (6.62)$$

Faktor Φ je odvisen od razmerja osi a/b elipse in ima vrednosti, navedene v tabeli 6-II.

Če gre za notranjo napako, je praviloma vzpostavljeno ravninsko deformacijsko stanje. Za radij plastične cone r_y spet uporabimo izraz (6.50), vendar pa ponovno upoštevamo povečanje napetosti tečenja za Irwinov faktor $[2(2)^{1/2}]^{1/2}$ zaradi triosnega napetostnega stanja. Dobimo:



Slika 6.22: Razpoka skozi ploščo (a), notranja eliptična razpoka (b), semieliptična površinska razpoka (c) in semieliptična površinska razpoka s plastično cono ob vrhu (č)

$$a_c = \left(\frac{K_{Ic}^2}{\pi \sigma_w^2} \right) \left[\Phi^2 - \left(\frac{1}{4\sqrt{2}} \right) \left(\frac{\sigma_w}{\sigma_y} \right)^2 \right] \quad (6.63)$$

Tabela 6-II: Vrednosti Φ za notranje eliptične napake z razmerjem a/b med malo in veliko osjo elipse

a/b	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
Φ	1	1,05	1,15	1,28	1,42	$\pi/2$

Če gre os b eliptične napake proti zelo velikim vrednostim, gre Φ proti 1, in imamo že znani primer razpoke skozi ploščo. V primeru povsem krožne napake ($a/b = 1$) pa dobimo, če zaradi primerjave ponovno izberemo $\sigma_w/\sigma_y = 0,5$, da je:

$$a_c = 2,45 \frac{K_{Ic}^2}{\pi \sigma_w^2} \quad (6.64)$$

Pri izbranih pogojih bo torej kritični radij krožne notranje razpoke 2,45-krat večji od polovične dolžine a razpoke skozi ploščo (enačba 6.58).

Površinske razpoke obravnavamo tako, da blok materiala na sliki 6.22b vzdolžno prerežemo na dve polovici in že dobimo površinsko semieliptično razpoko, prika-

zано na sliki 6.22c. Takšne razpoke napredujejo v notranjost, če bo a manjši od b . Razmere pa se spremenijo v toliko, da nova napaka »prenese« večje elastično odpiranje ustja, ki sedaj predstavlja frontalno prosto površino, zaradi tega pa se poveča tudi dopustni faktor intenzitete napetosti ob vrhu razpoke.

Irwin je ocenil, da se pri razpokah, pri katerih je dolžina $2b$ mnogo večja od globine a , kvadrat faktorja intenzitete napetosti lahko poveča za približno 20 % (angl.: »front face« – korekcijski faktor ali faktor frontalne proste površine). V tem primeru se enačba (6.62) preoblikuje v:

$$K_{Ic} = \sqrt{1,2} \frac{\sigma_w}{\Phi} \sqrt{\pi(a + r_y)} \quad (6.65)$$

Značilne površinske razpoke imajo navadno razmerje $a/b \approx 2/5$ in bodo zato napredovale v notranjost. Cona plastične deformacije ob vrhu razpoke, ki sega v notranjost bloka, bi morala biti ravninskega deformacijskega tipa, zato bo kritična velikost razpoke v tem primeru:

$$a_c = \left(\frac{K_{Ic}^2}{\pi \sigma_w^2} \right) \left[\Phi^2 - \frac{0,212 (\sigma_w / \sigma_y)^2}{1,2} \right] \quad (6.66)$$

Za primerjavo tovrstne razpoke z Griffithovo razpoko skozi ploščo vzamemo značilno razmerje $a/b = 0,4$, ki mu po tabeli 6-II pripada vrednost $\Phi = 1,15$. Spet predpostavimo $\sigma_w / \sigma_y = 0,5$, pa dobimo za izraz v zavitem oklepaju (Ta izraža kombiniran vpliv plastične cone že omenjenega korekcijskega faktorja frontalne proste površine ter faktorja oblike Φ) vrednost 1,06, torej le 6-odstotno povečanje kritične velikosti napake. Dobljena vrednost je značilna za primere, s kakršnimi se srečujemo v praksi.

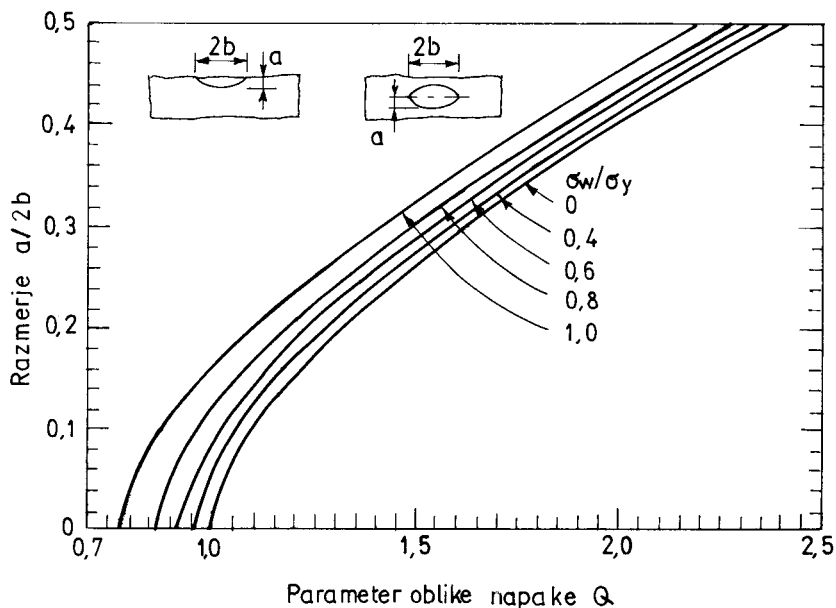
V mnogih virih je zgornji izraz (6.66) za kritično velikost površinske napake zapisan v obliki:

$$\left(\frac{a}{Q} \right)_c = \frac{K_{Ic}^2}{1,2 \pi \sigma_w^2} \quad (6.67)$$

Pri tem je $(a/Q)_c$ kombiniran faktor kritične velikosti in oblike, vključuje pa tudi korekcijski faktor cone plastične deformacije (torej vključuje vse, razen vpliva frontalne proste površine). Parameter oblike napake Q je dan z:

$$Q = \Phi^2 - 0,212 \left(\frac{\sigma_w}{\sigma_y} \right)^2 \quad (6.68)$$

Odvisnost parametra oblike napake Q od geometrije napake $a/2b$ je za semieliptične površinske in za eliptične notranje razpoke prikazana v diagramu na sliki 6.23, in sicer za različna razmerja σ_w / σ_y .



Slika 6.23: Parameter oblike napake Q za semieliptične površinske in za eliptične notranje razpoke

Krivulja za $\sigma_w/\sigma_y = 0$ na sliki 6.23 prikazuje le vpliv samega faktorja oblike in ne vključuje korekcijskega faktorja plastične cone. Prispevek tega faktorja se povečuje, ko gre σ_w/σ_y proti 1.

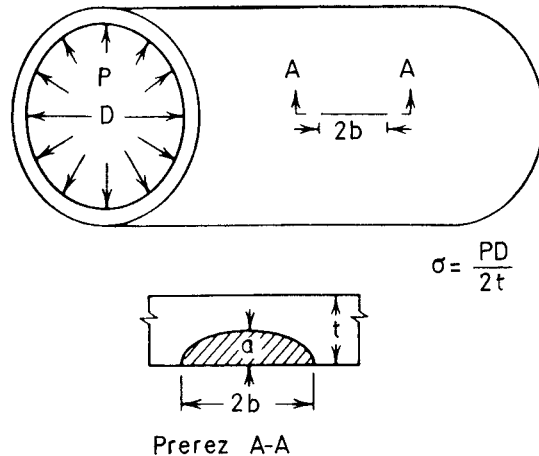
Zgled 6.2

Tankostenska tlačna posoda naj bo izdelana iz zlitine Ti-6Al-4V z lomno žilavostjo $K_{Ic} = 57 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ in napetostjo tečenja $\sigma_y = 900 \text{ MPa}$. (Glej tabelo 6-I.)

Notranji tlak v posodi povzroča tangencialno natezno napetost v plašču, ki je 360 MPa. V plašču posode je vzdolžna semieliptična površinska razpoka, orientirana pravokotno na površino plašča (slika 6.24).

Kolikšna je kritična velikost razpoke, pri kateri bo prišlo do porušitve posode, če je debelina stene posode 12 mm, za razpoko pa privzemimo razmerje $a/2b = 0,5$?

Problem lahko rešimo z enačbo (6.67). Pri razmerju $a/2b = 0,5$ in pri razmerju $\sigma_w/\sigma_y = 360 \text{ MPa} / 900 \text{ MPa} = 0,4$ dobimo iz diagrama na sliki 6.23 za parameter oblike napake vrednost $Q = 2,35$. Sledi:



Slika 6.24: Tlačna posoda z razpoko v plašču ter geometrija razpoke

$$a_c = \frac{K_{lc}^2 Q}{1,2 \pi \sigma_w^2} = \frac{57^2 \cdot 2,35}{1,2 \cdot \pi \cdot 360^2} = 15,6 \text{ mm}$$

Kritična globina razpoke 15,6 mm je večja od debeline stene posode, ki je 12 mm. Pomeni, da se razpoka ne bo razletela (ne bo prišlo do porušitve tlačne posode), bo pa prodrla skozi steno posode in bo fluid pričel uhajati, kar imenujemo netesnost pred zlomom (*angl.: leak-before-break*).

Če pa bi bila razpoka zelo dolga, na primer pri razmerju $a/2b = 0,05$, bi dobili za parameter oblike vrednost $Q = 1,0$ in za kritično globino razpoke a_c vsega 6,7 mm. V tem primeru bi torej prišlo do porušitve tlačne posode že, če bi razpoka napredovala približno do polovice debeline stene posode.

6.6 Odpiranje razpoke (Crack-Opening Displacement, COD)

Linearna elastična mehanika loma (LEFM) dobro velja za kovine z visoko trdnostjo, manj pa je uporabna pri konstrukcijskih materialih z nizko trdnostjo. Tudi pri teh materialih si do neke mere lahko pomagamo z upoštevanjem korigirane velikosti razpoke, vendar le, če je velikost plastične cone r_y znatno manjša od velikosti razpoke a .

Koncept odpiranja konice razpoke (*angl.: crack-tip opening displacement, CTOD*) temelji na tem, da ima razvoj plastične cone ob vrhu razpoke za posledico razmikanje površij razpoke, ne da bi pri tem razpoka tudi napredovala.

A. A. Wells je leta 1965 predložil, da naj bi lom nastopil, ko odprtje konice razpoke doseže kritično vrednost δ_c . Konica razpoke pri obremenjevanju namreč otopi. Tudi s prostim očesom je včasih videti področje močno deformirane cone ob konici razpoke, kjer je bila porušitev bolj duktilna. Ni dvoma, da je otopitev konice razpoke posledica nastanka cone plastične deformacije in povsem upravičena je tudi domneva, da je ta otopitev merilo za velikost cone plastične deformacije.

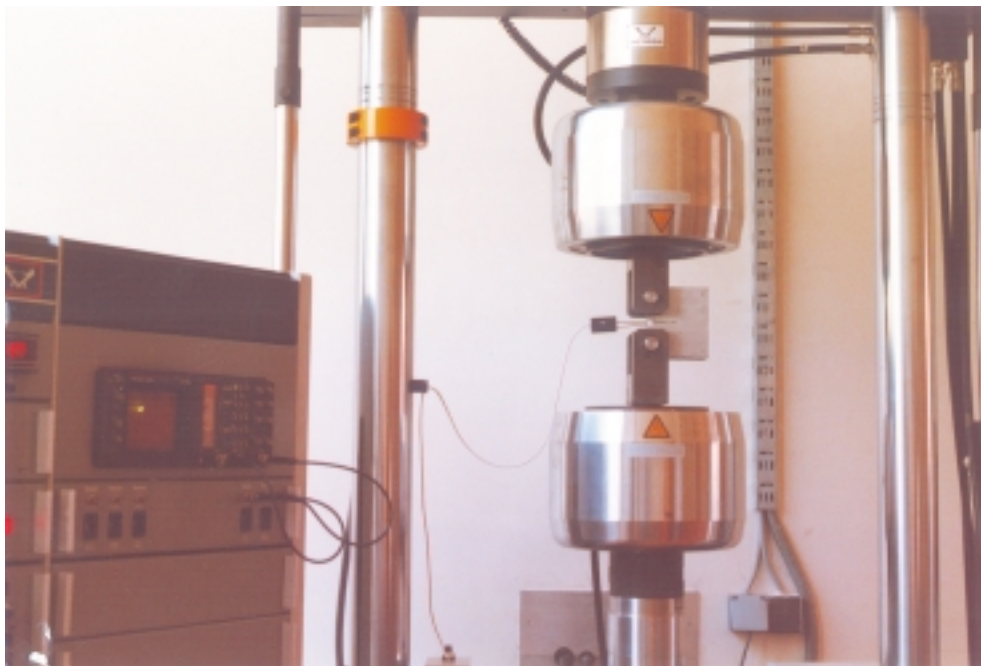
Material tik pred konico razpoke zato v mislih razrežemo v zaporedje miniaturnih nateznih preizkušancev merne dolžine l in širine w (slika 6.25).

Namišljeni trgalni preizkušavec na sliki se sklada z y-osjo (*D. G. H. Latzko, Post-yield Fracture Mechanics, Applied Sci. Publ., London, 1979*).

Dolžina teh ligamentov je določena s korenskim radijem razpoke ρ , širina pa je omejena z mikrostrukturnimi parametri, ki kontrolirajo duktilnost materiala (na primer s povprečno razdaljo med vključki). Po tem modelu prične razpoka rasti, ko se poruši prvi od ligamentov, neposredno pred razpoko.

Če ima porušitev prvega ligamenta za posledico takojšnjo porušitev sosednjega in nato na enak način še vseh nadaljnjih v vrsti, je proces loma v celoti nestabilen in pride do napredovanja razpoke pri zmanjševanju napetosti.

Če pa se ligamenti ne porušijo v takojšnjem časovnem zaporedju, pa raste razpoka počasi, uporabljena napetost pa se mora povečevati, če naj bi se stabilna rast razpoke nadaljevala.



Lomnomehansko merjenje s CT-preizkušancem na Inštitutu za metalne konstrukcije v Ljubljani

Če debelo ploščo natežno obremenimo v načinu I (*mode I*) tako, da prevladuje ravninsko deformacijsko stanje, potem je plastična deformacija ob vrhu razpoke omejena na ozke trakove, katerih debelina je približno enaka premeru 2ρ ob vrhu razpoke. Razteg, to je deformacija miniaturnega nateznega preizkušanca (ligamenta) ob vrhu razpoke, je potem:

$$\delta = \varepsilon l = \varepsilon 2\rho \quad (6.69)$$

Do nestabilnega loma pride, ko deformacija ligamenta tik pred vrhom razpoke doseže natežno lomno duktilnost ε_f . Merilo za lom zato zapišemo v obliki:

$$\delta_c = 2\rho \varepsilon_f \quad (6.70)$$

Če pa je pri natezanju doseženo ravninsko napetostno stanje (tanka plošča), pa so deformacije ob vrhu razpoke razporejene na področju, ki je primerljivo z debelino pločevine t . Torej je:

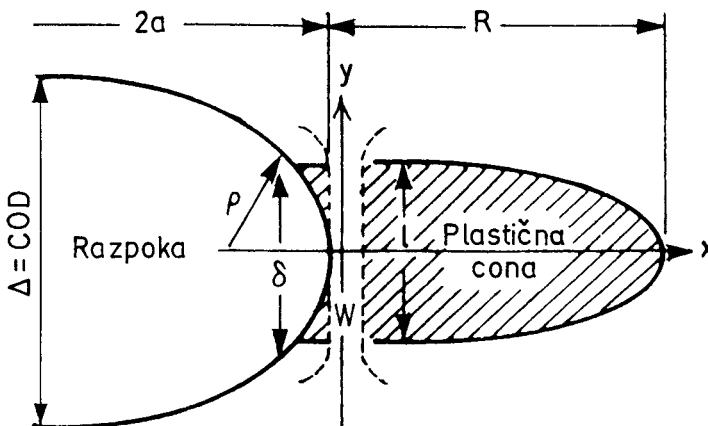
$$\delta = \varepsilon l = \varepsilon t \quad (6.71)$$

kritično odpiranje vrha razpoke ob lomu pa je:

$$\delta_c = \varepsilon_f t \quad (6.72)$$

Za nadaljnjo analizo uporabimo model Dugdale-BCS (*Bilby, Cotrell, Swinden*) plastične cone ob vrhu razpoke pri ravninskem napetostnem stanju. Po tem modelu je odpiranje vrha razpoke (CTOD) z dolžino $2a$ v razsežni, z enakomerno napetostjo σ obremenjeni tanki plošči, pri čemer se material ob vrhu razpoke plastično deformira, dano z:

$$\delta = \frac{8\sigma_y a}{\pi E} \ln \left[\sec \left(\frac{\pi \sigma}{2\sigma_y} \right) \right] \quad (6.73)$$



Slika 6.25: Model za razumevanje koncepta odpiranja vrha razpoke (CTOD) ter njenega ustja (COD)

Če razvijemo funkcijo *ln sec* v vrsto, dobimo:

$$\delta = \frac{8\sigma_y a}{\pi E} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_y} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_y} \right)^4 + \dots \right] \quad (6.74)$$

Za $\sigma \ll \sigma_y$ lahko, z izjemo kvadratnega člena, zanemarimo vse višje potence pri izrazu v oglatem oklepaju in dobimo:

$$\delta = \frac{\pi\sigma^2 a}{E\sigma_y} \quad (6.75)$$

Če upoštevamo definicijo hitrosti sproščanja deformacijske energije G z Irwinovo enačbo (6.42), dobimo:

$$\frac{G}{\sigma_y} = \frac{\pi\sigma^2 a}{E\sigma_y} \quad (6.76)$$

in takoj ugotovimo, da je:

$$G = \sigma_y \delta \quad (6.77)$$

Do nestabilnega loma torej pride, ko je:

$$G_{lc} = \lambda \sigma_y \delta_c \quad (6.78)$$

Faktor λ je odvisen od tega, kje natančno je določen CTOD. A. A. Wells je na osnovi eksperimentov predložil, da naj bo v primeru LEFM (torej v primeru omejene plastičnosti) $\lambda \approx 2,1$, v primeru znatne plastičnosti pa $\lambda = 1$.

Obsežna plastifikacija vrha razpoke omogoča, da se površji razpoke razmakneta, ne da bi razpoka povečala svojo dolžino. To relativno gibanje (odmikanje) površij razpoke v neki oddaljenosti od njenega vrha imenujemo odpiranje razpoke.

Navadno merimo odmikanje površij razpoke kar v njenem ustju in gre torej za odpiranje ustja razpoke, kot je to prikazano na sliki 6.25 (*angl.: crack-opening displacement, COD*).

COD označimo z Δ , za merjenje pa uporabimo v ustju razpoke montiran merilnik razmika, t. i. *clip-gauge*. Z merjenjem Δ dejansko na posredni način merimo δ . Če merimo COD v sredini eliptične razpoke z dolžino $2a$, potem je:

$$\text{COD} = \Delta = \frac{4\sigma}{E} \sqrt{(a + r_p)^2 - x^2} \quad (6.79)$$

pri čemer smo z x označili oddaljenost, merjeno od sredine razpoke k njenemu vrhu.

Odpiranje vrha razpoke δ dobimo iz enačbe (6.79), pri $x = a$, in če je tudi $r_p \ll a$ (Tedaj je $\delta = \Delta$), sledi:

$$\delta = \frac{4\sigma}{E} \sqrt{2ar_p} \quad (6.80)$$

Kvadrirajmo prvi člen pod korenem v enačbi (6.79) ter nato za $2a_r$ substituirajmo vrednost iz enačbe (6.80), pa dobimo:

$$\Delta = \frac{4\sigma}{E} \sqrt{a^2 - x^2 + \left(\frac{E^2 \delta_c^2}{16\sigma^2} \right)} \quad (6.81)$$

Enačbo (6.81) uporabljamo za določevanje δ_c iz izmerjenega COD. Ta enačba pa tudi ilustrira osnovni problem načina COD. Deformacijska polja in odpiranja ustja razpoke se bodo spreminjala z geometrijo preizkušanca, zato je težko definirati posamično kritično vrednost COD za neki material, tako kot je to pri določevanju K_{Ic} .

Primerjajmo enačbo (6.78), ki povezuje G_{Ic} z δ_c ter enačbo (6.47), ki povezuje G_{Ic} z K_{Ic} za ravninsko deformacijsko stanje. Iz obeh enačb sledi zveza med δ_c ter K_{Ic} :

$$\delta_c = \frac{K_{Ic}^2 (1 - \nu^2)}{E\lambda\sigma_y} \quad (6.82)$$

V primeru ravninskega napetostnega stanja zanemarimo faktor $(1 - \nu^2)$ v zgornji enačbi.

6.7 J-integral

Kritična velikost odpiranja razpoke je parameter, ki se nanaša le na plastično cono ob vrhu razpoke. Lastnosti znotraj plastične cone pa se spreminjajo, zato pri merjenju kritične velikosti razmika površij razpoke prihaja do znatnega razsipanja rezultatov, zlasti pri zelo duktilnih materialih.

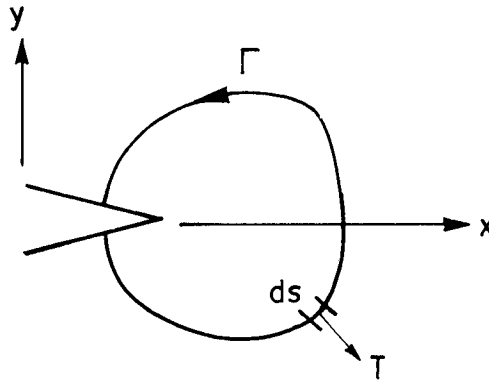
Bolj vsestranski način obravnavanja mehanike loma duktilnih materialov z nizko trdnostjo pa je omogočen z J-integralom. J. R. Rice je namreč leta 1968 dokazal, da je parameter, ki ne zajema le vpliva plastične cone, kar kritična vrednost krivuljnega integrala J vzdolž poljubne poti, ki objema vrh razpoke. Za ravninski primer, ko ima preizkušaneč edinično debelino, velja:

$$J = \frac{\partial U_p}{\partial a} = \int_{\Gamma} \left[W dy - \mathbf{T} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} \right) ds \right] \quad (6.83)$$

pri čemer smo z $\partial U_p / \partial a$ označili spremembo potencialne energije na enoto podaljšanja razpoke, W je deformacijska energija na enoto volumna, \mathbf{u} je vektor pomika v smeri delovanja zunanje obremenitve (napetosti) \mathbf{T} na konturo Γ .

Člen $\mathbf{T}(\partial \mathbf{u} / \partial x) ds$ pomeni torej vloženo delo iz napetostnega polja v področje, obdano s konturo Γ , katere inkrement smo označili z ds .

Integracijska pot krivuljnega integrala J, to je kontura Γ , ki objema plastično cono ob vrhu razpoke, je shematsko prikazana na sliki 6.26.



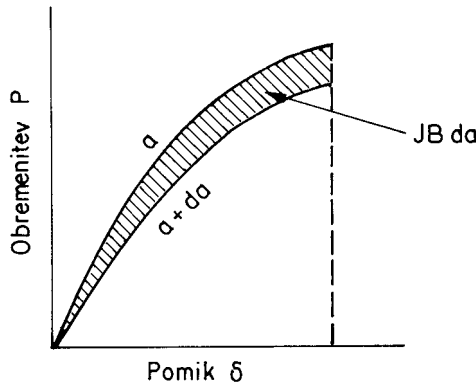
Slika 6.26: Integracijska pot krivuljnega integrala J je kontura Γ , ki objema plastično cono ob konici razpoke.

Metoda J-integrala je torej zasnovana na energijskem modelu loma, pri čemer je kritična vrednost J_c definirana kot vrednost J-integrala ob iniciranju loma.

J. R. Rice je dokazal, da je J-integral od poti neodvisen, zato lahko za njegovo izračunavanje izberemo takšno konturo, ki vključuje le obremenitve s pripadajočimi elastičnimi pomiki. Navadno je takšna kontura kar obris preizkušanca, za katerega so obremenitve in pomiki poznani, namreč izmerjeni.

J-integral lahko definiramo kot razliko potencialne energije med dvema identično obremenjenima preizkušancema z le malo različnima dolžinama razpoke, kot je to prikazano na sliki 6.27. Torej:

$$J = \frac{\partial U_p}{\partial a} = G = \frac{K^2}{E'} \quad (6.84)$$



Slika 6.27: Sproščena deformacijska energija pri napredovanju razpoke za (da) pod pogojem konstantnega pomika za nelinearno elastično vedenje ($Z B$ je označena debelina preizkušanca.)

pri čemer je $E' = E$ za ravninsko napetostno stanje ter $E' = E/(1 - \nu^2)$ za ravninsko deformacijsko stanje. Enota J-integrala je torej J/m^2 ali N/m .

Enačba (6.84) v bistvu izraža J-integral, pomeni pa, da je vrednost J-integrala, dobljena pod elasto-plastičnimi pogoji, numerično enaka hitrosti sproščanja deformacijske energije, dobljene pod elastičnimi pogoji.

To enakost sta dokazala J. A. Begley in J. D. Landes (1972) z merjenjem J_{Ic} na majhnih popolnoma plastičnih preizkušancih ter G_{Ic} na velikih elastičnih preizkušancih, ki so izpolnjevali pogoje ravninskega deformacijskega stanja LEFM. J_{Ic} zato lahko uporabljamo kot merilo za lom na enak način kot G_{Ic} in K_{Ic} .

In kako eksperimentalno določimo kritično vrednost J-integrala?

Omenili smo že, da za izračunavanje J-integrala namenoma izberemo kar obris preizkušanca, saj je to kontura, za katero so obremenitve in pomiki izmerjeni.

Prvotno je standardna metoda merjenja obsegala izdelavo večjega števila CT-preizkušancev s to značilnostjo, da je merilnik hoda (*angl.: clip-gauge*), nasprotno od CT-preizkušancev pri merjenju K_{Ic} , pozicioniran natančno v liniji delovanja obremenitve. Zato da bi dobili dovolj oster koren razpoke, preizkušance predhodno pulzirajoče obremenjujemo z določeno, ne preveliko obremenitvijo.

Določevanje J_{Ic} -vrednosti nato izpeljemo v razmerah kontroliranega pomika, to je razmerah kontroliranega odpiranja ustja razpoke, kar daje stabilno napredovanje razpoke. S sočasnim zapisovanjem obremenitve P ter odpiranjem ustja razpoke δ dobimo opravljeno delo enostavno s planimetriranjem zapisa $P-\delta$.

Ob tem merimo še dolžino razpoke a kot tudi njeno napredovanje Δa . Vsakokratnemu napredovanju razpoke Δa ustreza odgovarjajoče opravljeno delo oziroma energija U , s katero izračunamo pripadajočo J-vrednost.

Za CT-preizkušane uporabimo naslednjo enačbo:

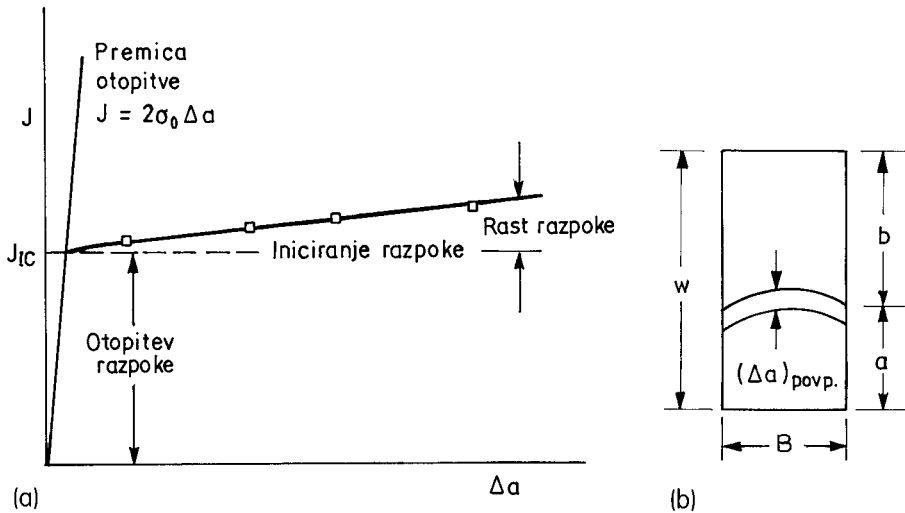
$$J = \frac{2U}{B(w-a)} \cdot \frac{1+\alpha}{1+\alpha^2} \quad (6.85)$$

pri čemer je B debelina CT-preizkušanca, w je razdalja od linije delovanja obremenitve do konca preizkušanca (torej je $w-a$ dolžina nezlomljenega ligamenta preizkušanca b), α pa je faktor, ki ga izračunamo po formuli:

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{2a}{b}\right)^2 + 2\left(\frac{2a}{b}\right) + 2} - \left[\left(\frac{2a}{b}\right) + 1\right] \quad (6.86)$$

Postopek določevanja veljavne J_{Ic} -vrednosti je prikazan na sliki 6.28a oz. b. Merske točke v diagramu na sliki 6.28a označujejo t. i. odpornostno premico razpoke (R-linija), J vs. Δa .

Vsak od uporabljenih CT-preizkušancev (Če delamo po metodi z več preizkušanci, potem je vsaka merska točka rezultat, dobljen z enim od njih.) že ima startno utrujenostno razpoko z dano dolžino. Področje napredovanja razpoke za Δa med



Slika 6.28: Linija J vs. Δa za določitev J_{IC} (a) ter prelomna površina preskušanca za določitev Δa (b)

obremenjevanjem preizkušanca do določenega pomika markiramo po razbremenjevanju na primer s toplotnim jedkanjem preizkušanca pri 300 °C. Pri tem se to področje zaradi oksidacije obarva značilno modro.

Nato preizkušane pretrgamo ter iz videza njegove prelomne površine (slika 6.28b) v skladu z veljavnim standardom določimo Δa . Postopek nato ponovimo še z drugimi preizkušanci (najmanj tremi), pri tem pa naj bo prirastek Δa vsakokrat nekoliko večji.

Moderna metoda merjenja pa temelji na enem samem preizkušancu, kjer vsakokratno dolžino razpoke (in s tem vsakokratni prirastek Δa) določimo iz podajanja preizkušanca pri delnem razbremenjevanju. Iz naklona razbremenilne premice določena podajnost preizkušanca je namreč v neposredni zvezi z dolžino razpoke.

Ne glede na to, ali delamo z enim ali z več preizkušanci, pa opisanemu postopku sledi še določevanje tako imenovane premice otopitve (*angl.: blunting line procedure*), ki je uvedena za oceno navideznega napredovanja razpoke zaradi otopitve njenega vrha.

Definiranje te premice temelji na privzetku, da je navidezno napredovanje razpoke, merjeno z odpiranjem njenega ustja δ , manjše ali kvečjemu enako otopitvenemu radiju korena, ki pa je enak polovici odpiranja, torej: $\Delta a \leq 0,5\delta$. Upoštevaje odvisnost $\delta = J/\sigma_0$, dobimo končno za enačbo premice otopitve naslednji izraz:

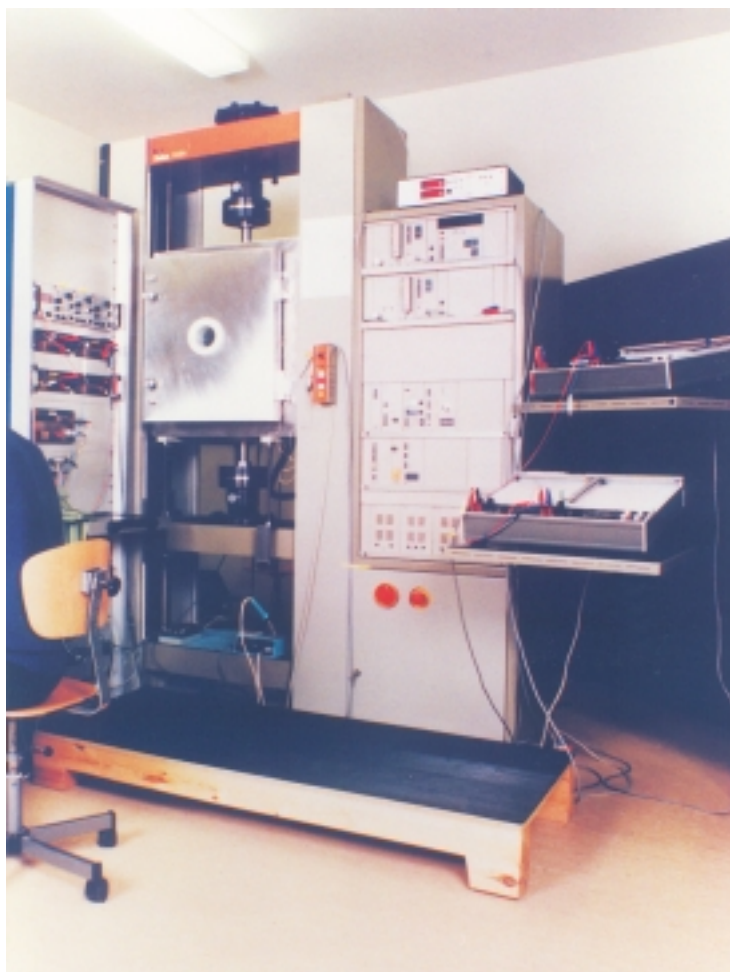
$$J = 2 \sigma_0 \Delta a = (\sigma_y + \sigma_{UTS}) \Delta a \quad (6.87)$$

pri čemer smo s σ_0 označili računsko napetost tečenja, ki je tu določena kot srednja vrednost med dejansko (enoosno) natezno napetostjo tečenja σ_y ter natezno trdnostjo σ_{UTS} .

S tako definirano napetostjo tečenja namreč zajamemo tudi deformacijsko utrjevanje materiala.

Kritično vrednost J_{Ic} dobimo z ekstrapolacijo linearnega dela zapisa J vs. Δa (R-linije) do presečišča s premico otopitve.

Pri tem še povejmo, da upoštevamo le tiste točke na R-liniji, ki »padejo« med dve mejni premici (*angl.: offset lines*), začrtani vzporedno s premico otopitve, in sicer pri $\Delta a = 0,15$ mm in pri $\Delta a = 1,5$ mm. Mejna premica pri 0,15 mm zagotavlja, da bo napredovanje razpoke Δa vsaj 0,15 mm, da ga lahko dovolj natančno izmerimo, mejna premica, označena z 1,5 mm, pa zagotavlja, da bo Δa v splošnem manjši od 6 % preostale dolžine ligamenta ($w-a$), saj do te vrednosti ostane v veljavi enačba (6.85).



Merjenje J -integrala pri nizkih temperaturah v GKSS-Forschungszentrumu Geesthacht GmbH v Nemčiji

Prva izmerjena J -vrednost se uporablja za določevanje pogojnega J_Q -integrala, ki mora zadostiti zahtevam:

$$B \text{ kot tudi } (w-a) > 25 J/\sigma_0 \quad (6.88)$$

Minimalna debelina CT-preizkušanca $B > 25 J/\sigma_0$ zagotavlja, da bo napredovanje razpoke Δa opravljeno pod pogoji ravninskega deformacijskega stanja, minimalna dolžina ligamenta $b = (w-a) > 25J/\sigma_0$ pa preprečuje »tečenje« neto preseka preizkušanca. Če sta izpolnjena oba pogoja (6.88) je tudi pogojna J_Q -vrednost že kar J_{Ic} .

Določevanje J_{Ic} je v polpreteklem obdobju doživelo še nekatere izboljšave. Tako so na primer J. Heerens, K. H. Schwalbe in A. Cornec leta 1985 dopolnili veljavni standard z nekaj novostmi. Predložili so na primer novo enačbo za premico otopitve s pravilnejšim upoštevanjem eksponenta utrjevanja, namesto linearne R-linije so predložili potenčno odvisnost tipa $J = A(\Delta a)^B$ ter redefinirali J_{Ic} kot točko na R-krivulji, ki ustreza žilavemu trganju materiala (*angl.: ductile tearing*) v dolžini 0,2 mm.

To so napravili s paralelno zamaknitvijo premice otopitve za 0,2 mm v desno, saj so ugotovili, da prehod od otopitve korena razpoke k žilavemu trganju v samem korenu ni oster, pač pa postopen in zato tudi ne sočasen po celotni debelini preizkušanca. 0,2 mm duktilnega trganja materiala pa je še vedno zelo blizu trenutku iniciacije, obenem pa že dovolj velika propagacija, ki jo je lahko izmeriti.

Na osnovi pravkar navedenega lahko sklenemo, da je nasprotno od danes že klasičnega merjenja lomne žilavosti K_{Ic} v LEFM merjenje J_{Ic} konceptualno gledano še živa stvar in ne bo nepričakovano, če bo doživelo še kakšne spremembe.

6.8 R-krivulja

R-krivulja označuje odpornost materiala proti lomu pri stabilnem, počasnem napredovanju razpoke, ko plastična cona, pri tem ko se razpoka širi iz ostre zareze, raste. Omogoča spremljanje žilavosti materiala, ko se razpoka širi zaradi naraščajočih sil, ki to širjenje povzročajo. Grafično jo prikazemo kot odvisnost med odpornostjo proti napredovanju razpoke R in dolžino razpoke a .

G. R. Irwin je leta 1960 ugotovil, da se lom pojavi, to je, da postane razpoka nestabilna, ko je hitrostna sprememba sproščene deformacijske energije $\partial G/\partial a$ enaka hitrostni spremembi odpornosti R z naraščanjem razpoke $\partial R/\partial a$.

G_c je torej definirana s točko v diagramu na sliki 6.29a, za katero velja: $\partial G/\partial a = \partial R/\partial a$. V nasprotju s tem, kar je prikazano za duktilni material (slika 6.29a), pa je na sliki 6.29b prikazana R-krivulja krhkega materiala.

Razpoka se ne širi, dokler krivulja, označena s karakterističnim G -jem, ne postane tangenta na R-krivuljo, potem pa pride do nestabilnega loma ($G = G_c$). Za bolj splošen primer materiala z nekaj duktilnosti pride do napredovanja razpoke pri $G > R$.

Opazujemo G-krivuljo z oznako G_1 na sliki 6.29a. Pri obremenitvi oziroma napetosti, ki ustreza vrednosti G_1 , bo razpoka stabilno napredovala od začetne dolžine a_0 do a_1 , saj je $G > R$. Seveda pa razpoka ne bo napredovala dlje kot do a_1 , ker je od tod dalje $G < R$. Za nadaljnje napredovanje razpoke moramo povečati vrednost G (torej obremenitev), dokler pri $G = R$ ne pride do nestabilnega loma.

Standard ASTM uvaja standardni postopek za določevanje R-krivulje. Natezni CT-preizkušanec obremenjujemo korakoma, tako da je med posameznimi koraki dovolj časa za stabiliziranje razpoke. Nato izmerimo obremenitev P in dolžino razpoke a ter po vsakokratnem koraku z enačbo (6.89) izračunamo K_R (ki je ekvivalent R-a):

$$K_R = \left(\frac{P}{B} \sqrt{W} \right) f \left(\frac{a}{W} \right) \quad (6.89)$$

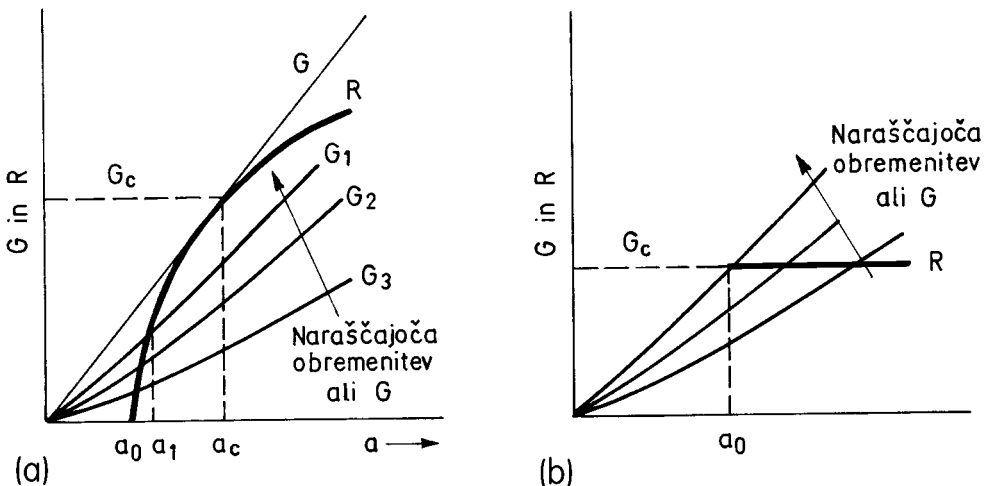
pri čemer je:

$$f \left(\frac{a}{W} \right) = \left[\sqrt[3]{\frac{2+a/W}{1-a/W}} \right] \left[0,866 + 4,64 \left(\frac{a}{W} \right) - 13,32 \left(\frac{a}{W} \right)^2 + 14,72 \left(\frac{a}{W} \right)^3 - 5,6 \left(\frac{a}{W} \right)^4 \right] \quad (6.90)$$

Dolžina razpoke, uporabljena v enačbi (6.89), je *efektivna dolžina razpoke*, torej njena fizična dolžina, korigirana z radijem plastične cone r_y :

$$a_{\text{eff}} = a_0 + \Delta a + r_y \quad (6.91)$$

Za zelo žilave materiale z majhno trdnostjo pa korekcija z velikostjo plastične cone, izračunane z enačbo (6.49) oz. (6.50), ne zadošča. Tedaj je treba uporabiti metodo podajanja preizkušanca pri delnem razbremenjevanju (*angl.: compliance method*), ki



Slika 6.29: R-krivulja za zelo duktilne materiale (a) in za krhke materiale (b)

izkorišča dejstvo, da se preizkušanec vede kot elastična vzmet (*ASTM E561-81*). Pri zelo žilavih materialih lahko za določitev R-krivulje uporabimo J-integral.

6.9 Diagram FAD (Failure Assessment Diagram)

Iz dosedanje obravnave krhkega loma (LEFM) sledi, da se bo le ta pojavil, ko bo izpolnjen pogoj:

$$K \geq K_c \quad (6.92)$$

Pri dosednji obravnavi pa smo spoznali, da tudi tisti kovinski materiali, ki sicer veljajo za krhke, kažejo nekaj duktilnosti. Prav zato smo obravnavo konceptualno razširili na elasto-plastično vedenje pri lomu (EPFM), v mejnem primeru kar na porušitev s tečenjem (*angl.: yielding failure*).

Zelo izboljšana oblika tega koncepta (*W. S. Pellini and P. P. Puzak, NRL Rept. 5920, Mar. 15, 1963 and Trans. ASME, Ser. A: J. Eng. Power, 86 (1964), 429–443*) je vsebina diagrama FAD (*angl.: Failure Assessment Diagram*), prikazanega na sliki 6.30. FAD-krivulja porušitve je vrisana v brezdimenzijskih koordinatah, povezuje pa oba ekstrema, na eni strani je to krhki lom (K_r), na drugi pa plastični kolaps (S_r), pri čemer pa je upoštevano tudi medsebojno vplivanje.

S slike 6.30 je razvidno, da je plastični kolaps povezan z napetostnim razmerjem S_r , definiranim kot:

$$S_r = \frac{\sigma}{\sigma_c} \quad (6.93)$$

kjer je σ nazivna napetost v neto preseku (torej ob upoštevanju zmanjšanja nosilnega preseka zaradi navzoče napake), σ_c pa je napetost plastičnega kolapsa, ki jo za konstrukcijske elemente z napakami določimo z analizami mejne obremenitve (*angl.: limit load analyses*).

Za natezno obremenjene konstrukcijske elemente, izdelane iz zelo žilavega materiala, napovemo plastični kolaps, ko napetost v neto preseku doseže porušitveno napetost σ_r enako napetosti kolapsa σ_c , ko torej S_r doseže vrednost 1. Namesto uporabe napetosti tečenja za σ_c je navadna uporaba srednje vrednosti med napetostjo tečenja in natezno trdnostjo, s čimer je upoštevano tudi deformacijsko utrjevanje. Za obremenjevanja, ki so drugačna od nateznega, pa je σ_c odvisna tudi od oblike konstrukcije, vrste obremenitve in vrste podpor.

Na navpično os diagrama na sliki 6.30 pa je nanoseno z lomom povezano razmerje intenzitete napetosti K_r , definirano kot:

$$K_r = \frac{K_I}{K_{\text{eff}}} \quad (6.94)$$

pri čemer je K_I doseženi faktor intenzitete napetosti pri načinu obremenjevanja I (Mode I), K_{eff} pa je *efektivna* intenziteta napetosti, temelječa na Dugdale-Barenblatovem modelu »strip yield« za razpoko v tanki plošči neskončne širine, kot je prikazana na sliki 6.31.

D. S. Dugdale je namreč leta 1960 izdelal model plastične cone ob vrhu razpoke za primer ravninskega napetostnega stanja, pri čemer je plastično cono obravnaval kot zaporedje ozkih trakov (*angl.: strips*) v skupni širini r na vsakem od obeh koncev razpoke z dolžino $2a$.

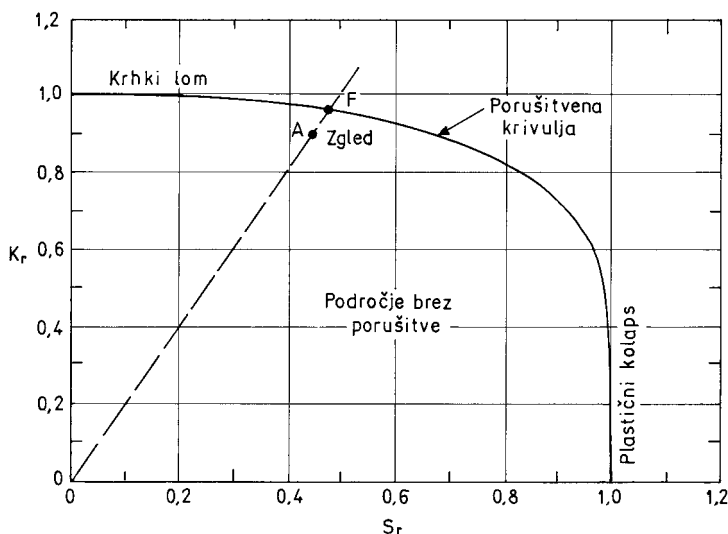
Analizo je opravil ob predpostavki, da ima elastična razpoka dolžino $2(a + r)$ in da je območje z dolžino r zaprto, to je stisnjeno zaradi tlačnih napetosti, delujočih pravokotno na površje razpoke.

Nadaljnji razvoj sta opravila F. M. Burdekin in D. F. W. Stone, ki sta leta 1966 za faktor efektivne intenzitete napetosti izpeljala izraz:

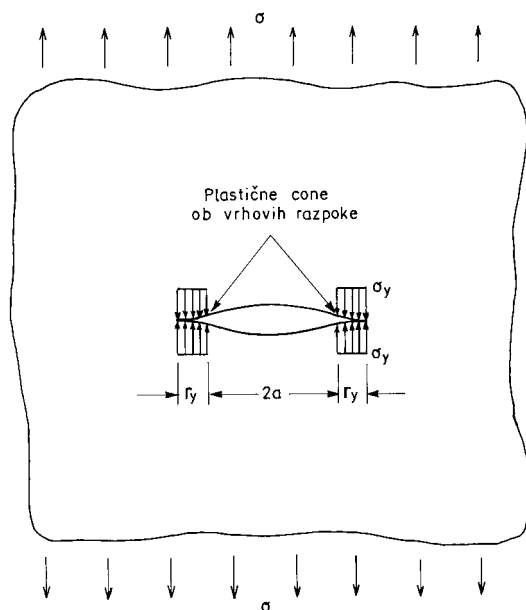
$$K_{\text{eff}} = \sigma_y \sqrt{\pi a} \sqrt{\left(\frac{8}{\pi^2}\right) \ln \sec\left(\frac{\pi \sigma}{\sigma_y}\right)} \quad (6.95)$$

Pri večini konstrukcijskih materialov je doseženo izboljšanje natančnosti izraza (6.95) z zamenjavo napetosti tečenja z napetostjo plastičnega kolapsa σ_c , ko se konstrukcija zruši zaradi obremenitve, ki lokalno povzroči stanje popolne plastične deformacije nosilnega preseka. Potem je:

$$K_{\text{eff}} = \sigma_c \sqrt{\pi a} \sqrt{\left(\frac{8}{\pi^2}\right) \ln \sec\left(\frac{\pi \sigma}{2\sigma_c}\right)} \quad (6.96)$$



Slika 6.30: FAD-diagram, utemeljen na modelu »strip yield«



Slika 6.31: K razlagi Dugdalovega modela »strip yield« za razpoko v tanki široki plošči

V primeru, ko so natezno obremenjeni konstrukcijski elementi izdelani iz materialov z nizko žilavostjo, se krhki lom pojavi, ko K_{eff} doseže K_{lc} . Temu ustrezno doseže nazivna napetost v neto preseku porušitveno vrednost σ_r , K_r pa doseže vrednost 1.

Za materiale, ki so vmes med zelo krhkimi ($K_r = 1$) in zelo žilavimi ($S_r = 1$), je interakcija med krhkim lomom in plastičnim kolapsom prikazana s krivuljo porušitve v FAD-diagramu na sliki 6.30. Enačbo te krivulje dobimo s kombiniranjem enačb (6.48), (6.93) in (6.96):

$$K_r = S_r \sqrt{\left(\frac{8}{\pi^2}\right) \ln \sec\left(\frac{\pi S_r}{2}\right)} \quad (6.97)$$

Z uporabo brezdimenzijskih razmerij (K_r in S_r) sta iz obravnave izpadla tako koren dolžine razpoke kot tudi geometrijska odvisnost, povezana z modelom »strip yield«.

Porušitvena krivulja, ki temelji na tem modelu, se imenuje tudi **krivulja R-6**, ker je bila kot ključni element metodološke lomno-mehanske analize razvita v Veliki Britaniji pod imenom **postopek R6**.

Koordinati K_r in S_r v FAD-diagramu sta premo sorazmerni z uporabljenimi obremenitvijo, ki določa oba parametra, K_I in σ . Kako poteka račun, si oglejmo zgled.

Zgled 6.3

V ploščatem aluminijastem nosilnem elementu debeline 10 mm in širine 100 mm je 8 mm dolga razpoka skozi vso debelino elementa, kot je prikazano na sliki 6.32.

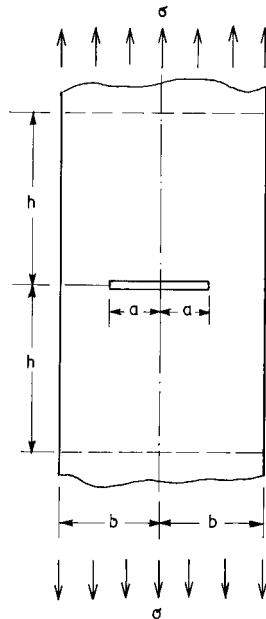
Izračunajte, ali je pričakovati porušitev tega elementa, ki mora prenašati statično natezno obremenitev 220 kN. Uporabite FAD-diagram na sliki 6.30 za utemeljitev napovedi in določite tudi varnostni faktor pri obratovalnih pogojih. Napetost tečenja aluminijeve zlitine, iz katere je nosilni element izdelan, dosega 516 MPa, njena natezna trdnost je 572 MPa, lomna žilavost pa $28 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$.

Najprej z upoštevanjem tako napetosti tečenja kot natezne trdnosti (s tem namreč zajamemo tudi vpliv deformacijskega utrjevanja) ocenimo napetost plastičnega kolapsa.

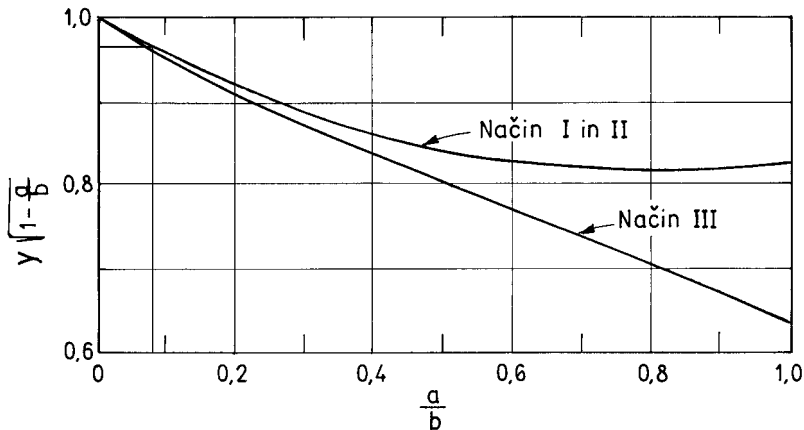
$$\sigma_c = \frac{\sigma_y + \sigma_{\text{UTS}}}{2} = \frac{516 + 572}{2} = 544 \text{ MPa}$$

Sedaj z enačbo (6.93) iz znane obremenitve, s katero izrazimo napetost v neto preseku σ , izračunamo še S_r :

$$S_r = \frac{\sigma}{\sigma_c} = \frac{2,2 \cdot 10^5 \text{ N}}{(0,1 \text{ m} - 0,008 \text{ m}) 0,01 \text{ m}} = 4,4$$



Slika 6.32: Ploščati nosilni element z osrednjo razpoko skozi vso debelino



Slika 6.33: Faktorji intenzitete napetosti K_I , K_{II} in K_{III} za primer osrednje razpoke dolžine $2a$ skozi vso debelino plošče širine $2b$

Zato da z enačbo (6.94) izračunamo K_r , moramo poznati delujoči K_I . Za natezni element s središčno razpoko razumljivo velja enačba (6.51) v naslednji obliki:

$$K_I = Y \sigma \sqrt{\pi a} \quad (6.98)$$

VAŽNO! Napetost v zgornji enačbi ni več tista v neto preseku nosilnega elementa ob razpoki, torej napetost v preostalem ligamentu tega elementa. Opraviti imamo z mehaniko loma, zato je σ v enačbi (6.98) nazivna napetost v bruto preseku dovolj stran od razpoke!

Seveda pa moramo za nadaljnji račun določiti še razmerje a/b . S slike 6.32 sledi:

$$\frac{a}{b} = \frac{0,004 \text{ m}}{0,05 \text{ m}} = 0,08$$

Odvisnost geometrijske konstante Y od geometrije problema tokrat poiščemo z uporabo diagrama na sliki 6.33. Dobimo:

$$\sqrt{1-0,08} Y = 0,975$$

ali

$$Y = 1,01$$

Iz (6.98) sledi:

$$K_I = 1,01 \frac{220 \text{ kN}}{0,1 \text{ m} \cdot 0,01 \text{ m}} \sqrt{\pi \cdot 0,004 \text{ m}} = 24,9 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$$

Z enačbo (6.94) končno lahko izračunamo K_r :

$$K_r = \frac{24,9}{28} = 0,89$$

V FAD-diagram na sliki 6.30 vrišemo položaj izračunane točke (točka A s koordinatama 0,44 in 0,88) za konkretni primer obremenitve konstrukcijskega elementa. Ker leži točka A znotraj področja, ki ga oklepa porušitvena krivulja, ni realno pričakovati porušitve elementa.

Da ocenimo varnostni faktor, načrtamo premico iz izhodišča diagrama skozi točko A. To lahko storimo zato, ker sta, kot že rečeno, tako S_r kot K_r premo sorazmerna z obremenitvijo! Premica seka porušitveno krivuljo v točki F, ki je točka porušitve. Varnostni faktor n zato izračunamo enostavno kot razmerje:

$$n = \frac{OF}{OA} = 1,07$$

Čeprav porušitve v konkretnem primeru ni realno pričakovati, pa varnost ni velika.

Zgled 6.4

Prikazan bo primer uporabe lomnomehanske analize za določevanje preostale dobe trajanja kovičenega jeklenega železniškega mostu, ki ga povzemamo po *B. Ule, J. Vojvodič Tuma: Preostala uporabnost kovičenega železniškega mostu, Kovine, zlitine, tehnologije, 30 (1996) 5, 455–462.*

V zadnjem času se je začelo postavljati vprašanje o dejanski varnosti starih jeklenih mostov. Prvi takšni železniški mostovi so bili zgrajeni v začetku 20. stoletja, danes pa jih uporabljamo v močno spremenjenih razmerah. Po eni strani se je povečala prometna obtežba, po drugi pa se je povečalo tudi letno število obremenitev (cikli). Izkazalo se je, da navadne metode preverjanja nosilnosti ne zadoščajo več. Problematični so predvsem natezno obremenjeni konstrukcijski elementi, ki so bili med uporabo že tolikokrat ciklično obremenjeni, da je pojavljanje razpok v teh elementih statistično zelo verjetno.

Zato je treba ugotoviti, katera razpoka je še sprejemljiva in v kolikšnem času po ugotovitvi prve razpoke lahko pričakujemo lom nateznega elementa jeklenega mostu.

Preostalo uporabnost kovičenega jeklenega mostu prične določati pri njegovih vitalnih elementih. S statično analizo preverimo vse elemente v najneugodnejših razmerah. Tlačno obremenjene elemente kontroliramo na uklonsko varnost. Če ta ni zagotovljena, jih moramo ojačiti. Vitalni natezni elementi pa so tisti, katerih porušitev povzroči tudi globalno porušitev jeklenega mostu.

Dokler so natezne napetosti majhne ($\sigma < 0,2 \sigma_{ys}$) ali pa je prerez dovolj velik, ni nevarnosti lokalne porušitve. Dovolj veliki so tisti prerezi, pri katerih porušitev v kritičnem posameznem delu prereza (na primer porušitev ojačitvene lamele) ne povzroči tudi porušitve v celotnem prerezu.



Kovičen železniški most čez Dravo na Ptuj

Določevanje preostale uporabnosti kovičenega mostu temelji na integraciji Parisove enačbe. Z integriranjem te enačbe od neke začetne dolžine razpoke a_0 do kritične dolžine a_c , ki povzroči naglo porušitev elementa, lahko izračunamo število nihajev N , ki še preostajajo do porušitve, od trenutka, ko smo razpoko opazili.

Pri utrujanju kovičenih konstrukcij se začetne razpoke največkrat pojavljajo pod glavami zakovic in nato napredujejo povprek, pri čemer se zmanjšuje neto prerez natezno obremenjenega elementa.

Predpostavljamo lahko, da začetno razpoko opazimo takrat, ko pogleda vsaj za 5 mm izpod glave zakovice. Težja je določitev kritične dolžine razpoke, pri kateri pride do loma posameznega elementa v obravnavanem prerezu. To lahko povzroči porušitev v celotnem prerezu (porušitev kovičenega elementa v celoti) oziroma celo globalno porušitev mosta.

Kritično razpoko določamo z izmerjeno vrednostjo integrala J_c , in sicer iterativno pri znanem nivoju napetosti, tako da predpostavimo neko razpoko a_i ter nato npr. z metodo končnih elementov določimo napetostno in deformacijsko stanje ter ustrezno vrednost J_i . Postopek končamo, ko J_i doseže izmerjeno vrednost J_c .

Sistematiko značilnih oblik razpok za elemente kovičenih jeklenih mostov je v svojem doktorskem delu izdelal *W. Hensen (Grundlagen fuer die Beurteilung der Weiterverwendungalter Stahlbruecken, Aachen, 1992)*. Razvil je analitične izraze za

a_c v odvisnosti od relativnega nivoja napetosti σ/σ_{ys} , širine stenastega elementa W in vrednosti J_c . Rezultat tega dela je prikazan grafično na sliki 6.34.

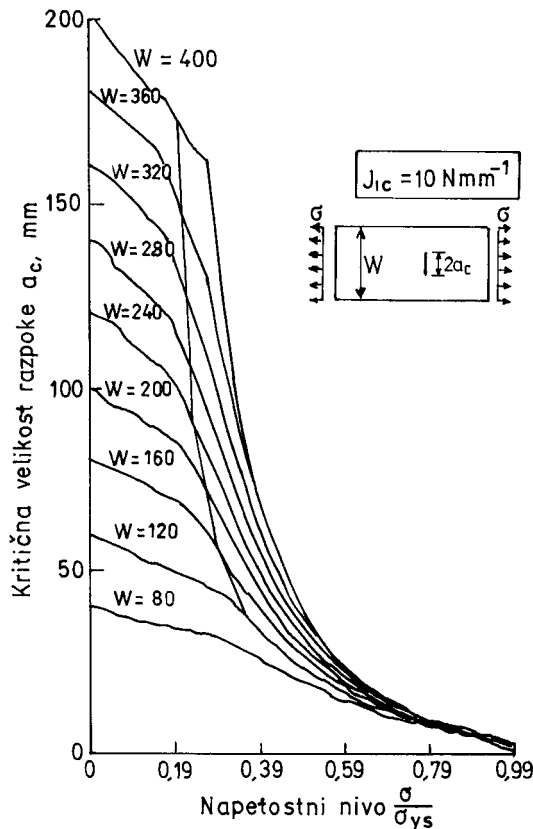
Tanka strma krivulja v diagramu loči dve področji. V levem bo še pred pojavom kritične razpoke prišlo do plastifikacije v neto prerezu elementa, medtem ko bo v desnem obstajala nevarnost krhkega loma, ker se a_c pojavi že v elastičnem območju.

Hitrost napredovanja utrujenostne razpoke opišemo s Parisovo enačbo:

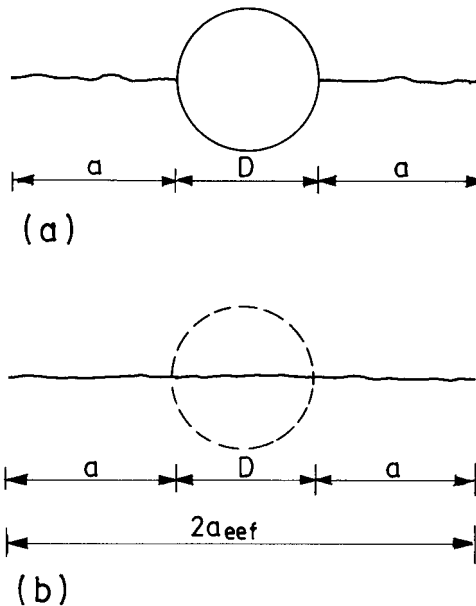
$$\frac{da}{dN} = C (\Delta K)^m \quad (6.67)$$

kjer je a velikost razpoke (Pri nosilnem elementu s središčno razpoko je njena efektivna dolžina $2a$.), N je število nihajev, ΔK je interval faktorja intenzitete napetosti, C in m pa sta konstanti Parisove enačbe, ki ju določimo eksperimentalno.

Pri ploščatem nosilnem elementu širine W s središčno razpoko, ki sega za dolžino a na vsako stran odprtine za zakovico premera D (slika 6.35), velja Bowiejeva rešitev (*J. Math. and Phys.*, 25 (1956), 60–71):



Slika 6.34: Kritična dolžina razpoke a_c v odvisnosti od razmerja σ/σ_{ys} pri plošči širine W s središčno razpoko in $J_{Ic} = 10 \text{ Nmm}^{-1}$



Slika 6.35: Velike razpoke ob izvrtini: (a) fizična razpoka; (b) efektivna razpoka

$$K = \beta_w \sigma \sqrt{\pi a_{\text{eff}}} \quad (6.68)$$

v kateri je β_w geometrijski faktor, odvisen od razmerja med dolžino razpoke in širino nosilnega elementa (za velike W je $\beta_w = 1$), σ pa je delovna napetost v bruto prerezu nosilnega elementa, torej dovolj stran od mesta razpoke.

Če upoštevamo efektivno dolžino razpoke $2a_{\text{eff}} = 2a + D$, dobimo za K po Bowiejju:

$$K = \beta_w \beta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (6.69)$$

pri čemer je β geometrijski faktor, $\beta = \sqrt{1 + D/2a}$.

Izraz za β daje realne vrednosti le pri velikih a -jih, medtem ko je za majhne neustrezen. Bowie je ugotovil, da za $a = 0$ velja $\beta = 3,36$ (podatek povzet po: *D. Broek, The Practical Use of Fracture Mechanics, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1988*).

Zaradi lokalnega tečenja jekla se izoblikuje plastična cona v konici razpoke, s tem pa se poveča njena efektivna dolžina za radij plastične cone r_y . Pri relativno tankem nosilnem elementu, ko lahko privzamemo ravninsko napetostno stanje, velja:

$$r_y = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (6.70)$$

pri čemer je σ_{ys} napetost tečenja jekla.

Z uvedbo korigirane dolžine razpoke dobimo za faktor intenzitete napetosti:

$$K = \beta_w \beta \sigma \sqrt{\pi(a+r_y)} \quad (6.71)$$

Po substituiranju enačbe (6.70) v enačbo (6.71) dobimo:

$$K = \beta_w \beta \sigma \sqrt{\pi a} \frac{1}{\sqrt{1 - 0,5 \cdot \beta_w^2 \beta^2 \left(\frac{\sigma}{\sigma_{ys}}\right)^2}} \quad (6.72)$$

Na tem mestu lahko izpeljavo nekoliko poenostavimo. Upoštevamo, da delovna napetost ne presega tretjine napetosti tečenja jekla ($\sigma/\sigma_{ys} \approx 0,32$) in da produkt obeh β -faktorjev, zapisan v obliki:

$$\beta_w \beta = \sqrt{\frac{1 + \frac{D}{2a}}{\cos \frac{\pi a}{W} \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right)}} \quad (6.73)$$

ne preseže vrednosti 3,36 (*D. Broek: The Practical Use of Fracture Mechanics, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1998*).

Enačbo (6.72) zato lahko dovolj konzervativno zapišemo kot:

$$K = 1,54 \beta_w \beta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (6.74)$$

oziroma za ΔK :

$$\Delta K = 1,54 \beta_w \beta \Delta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (6.75)$$

Izraz (6.75) substituiramo v Parisovo enačbo (6.67). Dobimo:

$$\frac{da}{dN} = C (1,54 \beta_w \beta \Delta \sigma \sqrt{\pi a})^m \quad (6.76)$$

Po substituiranju (6.73) v (6.76) dobimo končno:

$$\frac{da}{dN} = 1,54^m C (\Delta \sigma)^m \sqrt{(\pi a)^m} \left[\frac{1 + \frac{D}{2a}}{\cos \frac{\pi a}{W} \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right)} \right]^{m/2} \quad (6.77)$$

oziroma:

$$dN = \frac{1}{1,54^m \cdot C \cdot (\Delta \sigma)^m} \left[\frac{\cos \frac{\pi a}{W} \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right) / W}{\pi a \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right)} \right]^{m/2} da \quad (6.78)$$

Število nihajev N do loma nosilnega elementa dobimo, če izraz (6.78) integriramo od neke začetne dolžine razpoke a_0 na intervalu $0 \leq a \leq 0,5(W-D)$ do kritične dolžine razpoke a_c .

$$N = \frac{1}{1,54^m \cdot C \cdot (\Delta\sigma)^m} \int_{a_0}^{a_c} \left[\frac{\cos \frac{\pi a}{W} \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right) / W}{\pi a \cdot \left(1 + \frac{D}{2a}\right)} \right]^{m/2} da \quad (6.79)$$

Pri tem je a dolžina fizično merljive razpoke, ne pa dolžina efektivne razpoke a_{eff} .

Kritično dolžino razpoke izračunamo tako, da upoštevamo lomnomehanski model kritičnega mesta z razpoko, delujoče napetosti na tem mestu ter lomno žilavost jekla.

Pri enostavnih lomnomehanskih modelih (npr. plošče širine W s središčno razpoko efektivne dolžine $2a$) uporabimo kar ustrezen Hensenov diagram, kot je prikazan na sliki 6.34.

Določitev kritične velikosti razpoke se v takšnem primeru reducira le še na merjenje lomne žilavosti jekla. Ker je vedenje konstrukcijskih jekel v navadnih razmerah eksploatacije izrazito elastoplastično, določamo lomno žilavost kot kritično vrednost integrala J , to je J_{ic} . Samo pri nizkih temperaturah, s katerimi moramo računati v zimskih mesecih, je vedenje jekla linearno elastično, lomno žilavost K_{Ic} pa v takšnih primerih lahko izračunamo kar s korelacijskimi formulami, ki temelje na konvencionalnih mehanskih lastnostih jekla.

Korelacijska enačba, uporabna za nizke temperature, pri katerih je vedenje jekla že pretežno krhko, ima obliko (*B. Ule, J. Vojvodič Gvardjančič et al.: Canadian Metallurgical Quarterly, 35 (1996) 2, 159–168*):

$$K_{\text{Ic}} = 0,776 \sigma_{\text{ys}}^{0,6} (\text{CVN})^{0,19} \quad (6.80)$$

pri čemer je σ_{ys} napetost tečenja v MPa, CVN je udarna žilavost Charpy-V v džulih, K_{Ic} pa je lomna žilavost, izražena v $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$.

Iz znane lomne žilavosti K_{Ic} lahko izračunamo ustrezno vrednost J_{ic} .

V primeru analize kovičenega železniškega mostu čez Dravo na Ptujju smo iz mostne diagonale odvzeli lamelo dolžine 1200 mm in debeline približno 10 mm. V sredini lamele, ki je bila izdelana iz konstrukcijskega jekla Č.0362, so bile na razdalji 200 mm luknje za zakovice premera 25 mm. Merjenja mehanskih lastnosti pri sobni temperaturi so pokazala, da ima jeklo v vzdolžni smeri natezno trdnost 419 MPa, napetost tečenja 299 MPa, raztezek $A_5 = 35 \%$, kontrakcijo 68 % in Charpy-V-udarno energijo loma 155 J. Charpyjeva energija loma, izmerjena v prečni smeri, pa je bila le 34 J. Merjenje J-integrala smo opravili z upogibnimi preizkušanci debeline 8 mm v vzdolžni smeri, izmerjena vrednost pa je bila precej visoka, in sicer 130 Nmm^{-1} . Zato smo J-integral izračunali še s korelacijsko enačbo (6.80) in dobili vrednost $J_{\text{Ic}} 56 \text{ Nmm}^{-1}$ pri temperaturi $0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Ne da bi se spuščali v podrobnosti, povejmo, da smo za merjenje hitrosti napredovanja utrujenostnih razpok uporabili resonantni pulzator in napravo za merjenje dolžine razpok.

Merjenje je bilo opravljeno skladno s standardom ASTM E 647, merili pa smo v režimu padajočega ΔK pri konstantnem razmerju ($R = 0,7$ oziroma $0,1$) in pri frekvenci 180 Hz . Za vzdolžno orientiran preizkušanec smo dobili Parisovo funkcijo oblike $da/dN = 1,53 \cdot 10^{-12} \cdot \Delta K^{3,23}$. Za prečno orientiran preizkušanec pa je imela Parisova funkcija obliko $da/dN = 1,98 \cdot 10^{-15} \cdot \Delta K^{6,03}$.

Navadno pri utrujanju mostne konstrukcije jemljemo eno vlakovno kompozicijo kot en obremenitveni cikel (en nihaj). Ta privzetek je sicer lahko dvomljiv, vendar bi njegova nadaljnja analiza preseгла okvir tega poglavja. Kot zanimivost povejmo le, da je Parisova funkcija nekoliko odvisna tudi od frekvence utrujanja. Še bolj pomembno od tega vprašanja pa je naslednje.

Mehanika loma nam namreč ne pove, po kolikšnem času eksploatacije se bo pojavila prva makrorazpoka, ki bo sposobna nadaljnega napredovanja; ne vemo torej, kolikšno bo število ciklov za pojavljanje utrujenostne mikrorazpoke, kar pomeni ob predpostavki, da se osnovne mehanske lastnosti jekla v obdobju eksploatacije konstrukcije ne spremenijo, da uporabljena metoda za izračunavanje preostale dobe trajanja konstrukcije načeloma ne ločuje med »novim« in »starim« mostom. Rešitvi navedenega problema se za silo lahko približamo z Mansonovim pravilom (*S. S. Manson, J. C. Frecke, C. R. Ensign: Application of a Double Linear Damage Rule to Cumulative Fatigue, Fatigue Crack Propagation, STP-415, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1967, 384*). Manson je namreč predložil za propagacijske cikle utrujenostne razpoke naslednji izraz:

$$N_p = P N_f^p \quad (6.81)$$

pri čemer je N_p število propagacijskih ciklov, potem ko je bila razpoka že iniciirana. N_f je celotno število ciklov do loma, P in p pa sta konstanti, ki ju je Manson določil eksperimentalno.

Ugotovil je, da za večino konstrukcijskih jekel velja empirična ugotovitev:

$N_p = 14 N_f^{0,6}$. Število ciklov do začetka razpoke N' je:

$$N' = N_f - 14 N_f^{0,6} \quad (6.82)$$

Potem ko smo izračunali število ciklov za napredovanje razpoke, na primer $N_p = 50.000$ (podatek velja za dejanski kovični železniški most čez Dravo na Ptujju), z enačbo (6.81), izračunamo celotno število ciklov do loma N_f . Dobimo $N_f = 830.000$ ciklov. Število ciklov iniciacije bo torej $830.000 - 50.000 = 780.000$, kar pri gostoti prometa na primer 17.000 vlakov na leto pomeni 46 let.

Skoraj pol stoletja je torej potrebno, da pride do statistično verjetnega pojavljanja prve makrorazpoke na obravnavanem mostu, ki nato lahko utrujenostno napreduje. Ker so kovični železniški mostovi navadno že vsaj takšne starosti, bi jih torej morali periodično kontrolirati z ultrazvočnimi in drugimi neporušitvenimi preiskavami.



Lomnomehanski preizkus tlačne posode v naravni velikosti (prototip tlačnega cevovoda premera 4,2 m in debeline 47 mm, izdelan iz visokotrdnega jekla SUMITEN 80) za elektrarno Bajina Bašta. Preizkus je bil opravljen v Metalni Maribor.



Detajl s prejšnje slike



Videz tlačne posode po preizkusu

7

UTRUJANJE

Utrujenje je pojav, da pri spreminjajočem oziroma ponavljajočem se obremenjevanju (cikličnem obremenjevanju) večina kovin odpove pri manjših napetostih kot pri enakomerni mirujoči obremenitvi. Pojav je poznan od leta 1830. Značilnost utrujenostnih lomov pa je, da se zgodijo potem, ko je dinamično obremenjen del že nekaj časa v uporabi. Z razvojem naprav, kot so: avtomobili, letala, kompresorji, črpalke, turbine; torej naprav, ki so izpostavljene spreminjajočim se obremenitvam in vibracijam, je postal utrujenostni lom prevladujoča oblika loma. Ocenjujejo, da se kar 90 % vseh lomov, ki imajo mehanske vzroke, zgodi zaradi utrujanja.

7.1 Utrujenostni lom

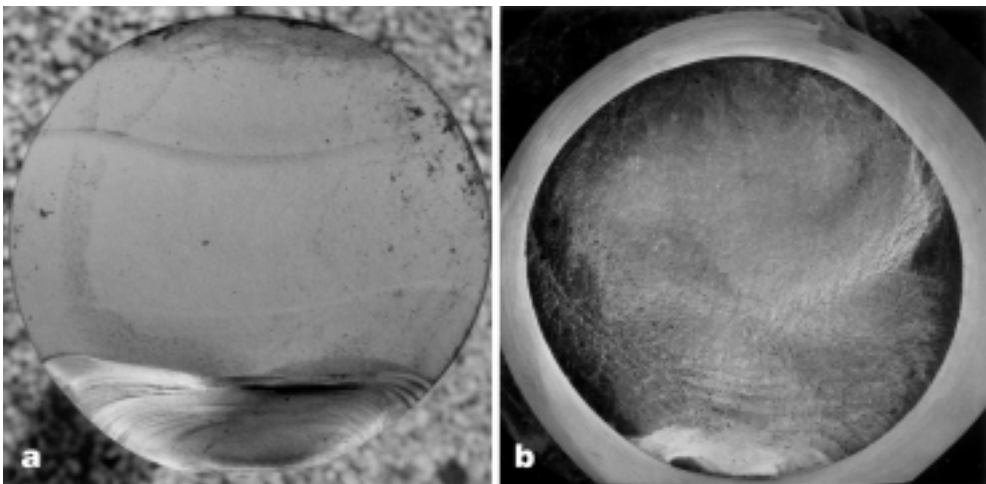
Najpogostejše so ciklične obremenitve, ki se periodično ponavljajo, na primer izmenične obremenitve z enako natezno in tlačno amplitudo (vrtlino-upogibno obremenjevanje). Čeprav je amplituda takšnih obremenitev navadno majhna, celo pod napetostjo tečenja kovine, tako da ni pričakovati makroskopske deformacije kovine, nastajajo mikrostrukturne spremembe, ki povzročijo utrujenostni lom. Slika 7.1 prikazuje utrujenostni prelom turbinske gredi (a) in vzmeti (b).

Iz morfologije takšnih prelomov, ki imajo deloma školjkasti videz, izhaja, da se procesi, ki vodijo do loma, začno na površini strojnega elementa (lahko tudi na notranji prosti površini, na primer v utoru, če je s tem povezana koncentracija napetosti). Področje školjkastega preloma je počasno napredovanje utrujenostne razpoke. Kolobarjaste brazde na sliki so črte, kjer se je razpoka začasno ustavila. Končna porušitev nastane, ko je nosilni del preseka tako zmanjšan, da pride zaradi prekoračenja trdnosti oziroma, bolj natančno, zaradi prekoračenja kritičnega faktorja intenzitete napetosti ob konici razpoke do žilavega ali pa krhkega loma. Področje počasnega napredovanja utrujenostne razpoke ima pogosto zglajen videz, ker ciklična obremenitev mnogokrat razmakne in stakne prelomni ploskvi.

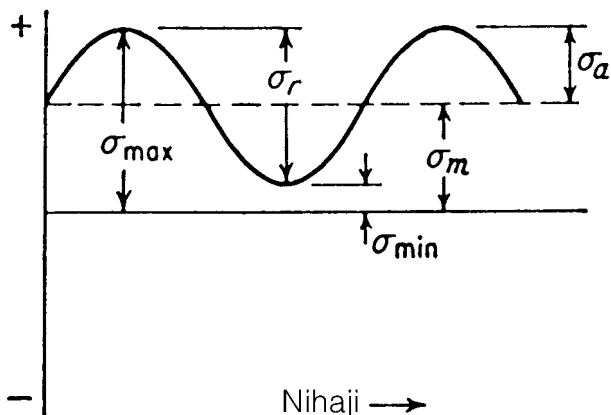
Za ciklično obremenitev lahko predpostavimo, da je sestavljena iz dveh komponent: iz **srednje napetosti** (*angl.: mean or steady stress*) σ_m in **izmenične napetosti** (*angl.: alternating stress*) σ_a , kot je to prikazano na sliki 7.2, in ki jo lahko imamo tudi za amplitudno napetost (amplitudo).

Govorimo tudi o **razponu napetosti** (*angl.: range of stress*) σ_r , pri čemer je:

$$\sigma_r = \sigma_{\max} - \sigma_{\min} \quad (7.1)$$



Slika 7.1: Prelomna površina utrujenostnega preloma turbinske gredi (a) in vzmeti (b)



Slika 7.2: Sinusna ciklična, to je ponavljajoča se, obremenitev. Če je σ_m enaka nič, gre za čisto izmenično obremenitev.

Izmenična napetost (amplituda) je tedaj polovica razpona napetosti:

$$\sigma_a = \frac{\sigma_r}{2} = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2} \quad (7.2)$$

Srednja vrednost pa je aritmetična sredina maksimalne in minimalne napetosti:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2} \quad (7.3)$$

Definirajmo še dve razmerji. Prvo je napetostno razmerje R:

$$R = \frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}} \quad (7.4)$$

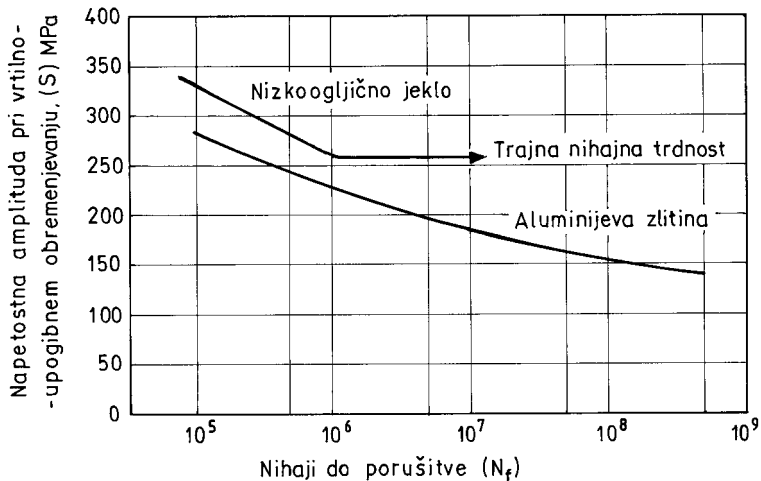
drugo pa amplitudno razmerje A:

$$A = \frac{\sigma_a}{\sigma_m} = \frac{1-R}{1+R} \quad (7.5)$$

7.2 Utrujanje pri kontrolirani ciklični napetosti, krivulja S-N

Osnovni način predstavitve rezultatov trajnega nihajnega preskusa, pri katerem vzorec periodično obremenjujemo (navadno s frekvenco 50 Hz) z napetostjo S (oziroma σ) in merimo število nihajev N do loma, so t. i. krivulje S-N (oziroma σ -N), za katere se je v literaturi udomačil tudi izraz **Wöhlerjeve krivulje** (slika 7.3).

Za N uporabljamo skoraj vedno logaritemsko skalo. Napetost, ki jo rišemo kot S, je lahko σ_a , σ_{\min} ali pa σ_{\max} . Vendar pa je vedno nominalna, torej ne upoštevamo kon-



Slika 7.3: S-N krivulje za nizkoogljivo jeklo in Al-zlitino. Označena je trajna nihajna trdnost. Pri materialih, kot sta Al in Cu, ki nimata trajne nihajne trdnosti, navajamo le nihajno trdnost pri $N = 3 \cdot 10^7$ ciklov.

centracije napetosti. Krivulje S–N so določene za izbrano vrednost σ_m , R ali A. Večina objavljenih rezultatov se nanaša na vrtilno-upogibni preskus, torej na povsem izmenično obremenjevanje, pri katerem je srednja napetost enaka nič.

Povejmo še, da se krivulje S–N nanašajo na utrujanje pri velikem številu nihajev ($N > 10^5$ nihajev). Pri teh pogojih je napetost makroskopsko elastična, vendar pa se v lokaliziranih področjih kovina deformira plastično. Pri višjih napetostih se doba trajanja progresivno zmanjšuje, vendar pa velike plastične deformacije otežujejo interpretacijo z uporabo napetosti. Pri *malocikličnem utrujanju* (*angl.: low-cycle fatigue*), to je pri številu nihajev $N < 10^4$ do 10^5 , merimo odvisnost števila nihajev do loma N_f v odvisnosti od kontrolirane plastične deformacije, namesto od kontrolirane napetosti oziroma obremenitve.

Malociklično utrujanje najdemo pogosto tam, kjer imajo ciklične napetosti termični vzrok. Ker so termične napetosti posledica deformacij zaradi širjenja materiala, je lahko uvideti, da je v takšnem primeru utrujanje prej posledica cikličnih deformacij kot pa cikličnih napetosti.

Krivulje S–N za velikociklično utrujanje (*angl.: high-cycle region*) včasih zapišemo z Basquinovo enačbo:

$$N_f (\sigma_a)^p = C \quad (7.6)$$

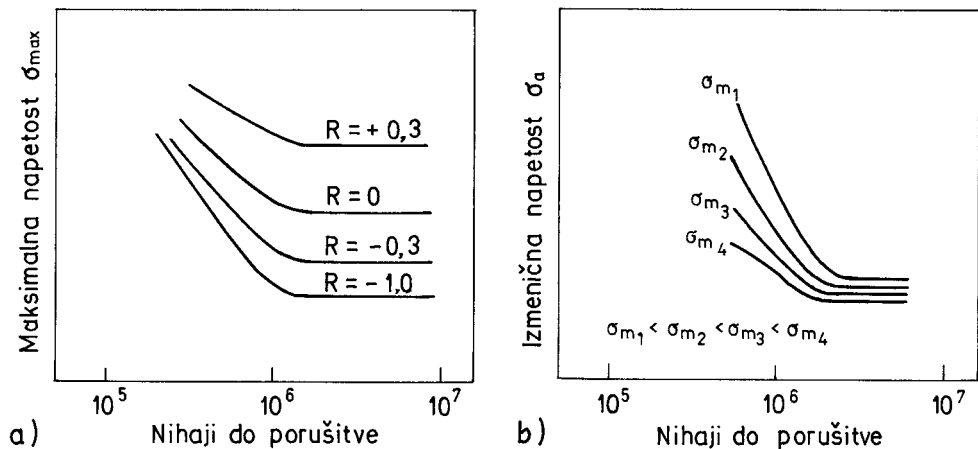
kjer je σ_a amplituda napetosti, p in C pa sta empirični konstanti.

7.3 Vpliv srednje napetosti na utrujanje

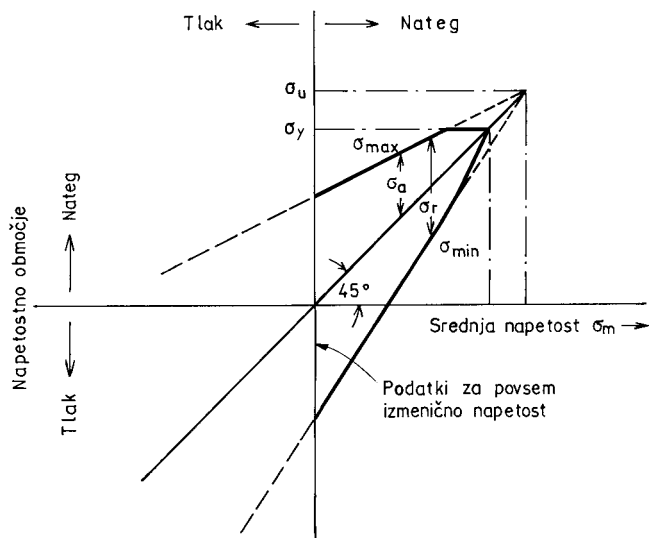
V primerih, ko je srednja napetost različna od nič, lahko prikazujemo Wöhlerjeve krivulje na različne načine. Dva najbolj pogosta načina sta prikazana na sliki 7.4; na sliki 7.4a je prikazana odvisnost med maksimalno napetostjo σ_{\max} in številom nihajev do loma N_f pri konstantnem napetostnem razmerju R , na sliki 7.4b pa so isti podatki prikazani kot odvisnost med izmenično napetostjo σ_a in številom nihajev do loma N_f pri konstantni srednji napetosti σ_m . Iz diagramov na slikah 7.4a oziroma 7.4b izhaja, da se pri pozitivnejšem R -u, kar je ekvivalentno povečanju srednje napetosti, poveča tudi trajna nihajna trdnost oziroma da se pri pozitivnejši srednji napetosti dovoljena izmenična napetost (amplituda) zmanjša. Lahko rečemo tudi, da se pri dani izmenični napetosti, to je pri dani amplitudi, število ciklov do loma zmanjšuje, če se srednja napetost povečuje.

Zato za vsako srednjo napetost obstaja drugačno mejno območje napetosti $\sigma_{\max} - \sigma_{\min}$, pri katerem še ne pride do porušitve. John Goodman je že leta 1899 prikazal odvisnost med mejnim območjem napetosti in srednjo napetostjo v diagramu, ki danes nosi njegovo ime (slika 7.5). Takšna odvisnost velja za izbrano konstantno število nihajev (pri zlitinah, ki nimajo asimptotične trajne nihajne trdnosti) oziroma za število nihajev do loma (pri jeklu, ki ima na ta način določeno trajno nihajno trdnost).

Zapomnimo si, da se s tem, ko postaja srednja napetost bolj natezna, dovoljeno mejno območje napetosti zožuje, dokler pri natezni trdnosti σ_u ne postane enako nič. Seveda pa je iz praktičnih razlogov preskušanje navadno končano, ko je dosežena napetost tečenja σ_y . Zelo malo podatkov pa je na voljo za razmere, pri katerih je srednja napetost tlačna. V takšnem primeru se dovoljeno območje napetosti z naraščajočo tlačno srednjo napetostjo širi vse do napetosti tečenja pri tlačanju. Ta ugotovitev je



Slika 7.4: Dva načina prikazovanja rezultatov pri utrujanju, pri katerem srednja napetost ni enaka nič



Slika 7.5: Goodmanov diagram

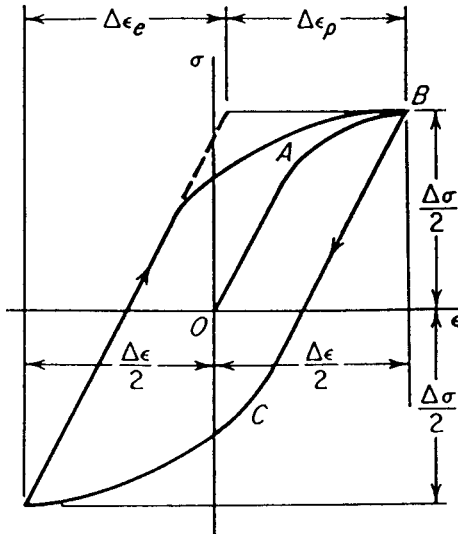
popolnoma v skladu z dejstvom, da zaostale tlačne napetosti (na površini) povečajo trajno nihajno trdnost.

Lahko omenimo še, da poleg Goodmanove konzervativne ocene linearnega učinkovanja srednje napetosti (vse do natezne trdnosti) na dovoljeno amplitudo napetosti obstaja tudi ugodnejša Gerberjeva ocena paraboličnega učinkovanja srednje napetosti, ki pri enaki srednji napetosti dovoljuje višje amplitude. Večina eksperimentalno dobljenih podatkov je med obema ocenama.

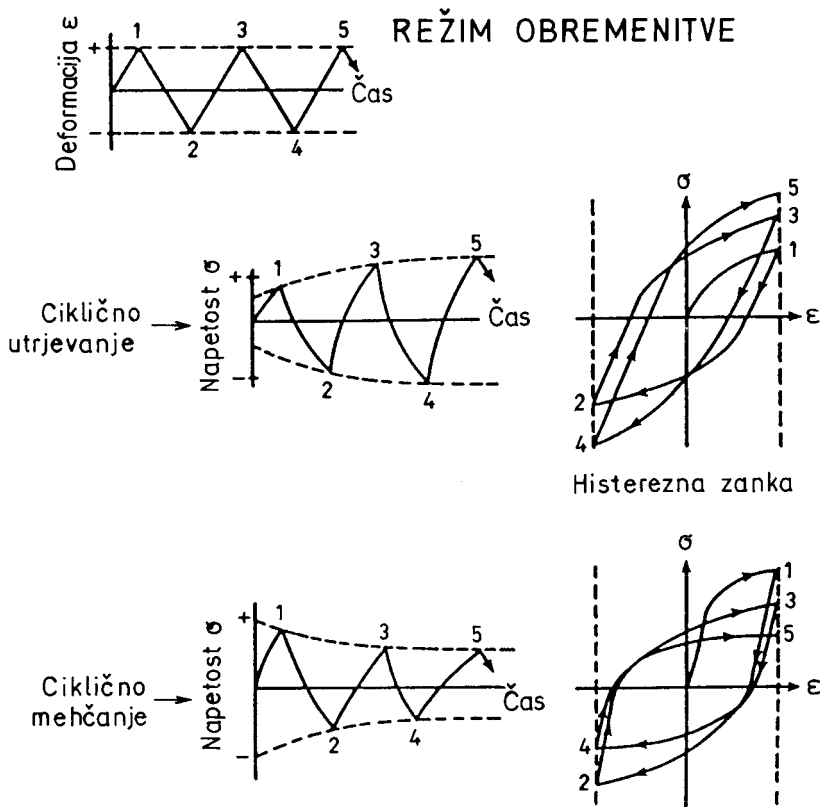
7.4 Utrujanje pri kontrolirani ciklični deformaciji

Do utrujanja pri kontrolirani deformaciji (*angl.: strain controlled fatigue*) kot nasprotju že opisanega utrujanja pri kontrolirani napetosti (*angl.: stress controlled fatigue*) prihaja, če je amplituda deformacije med cikličnim obremenjevanjem konstantna. To se zgodi na primer pri termičnem utrujanju. Bolj splošno pa so lokalizirane plastične deformacije v korenu zarez v delu materiala, ki je izpostavljen bodisi cikličnim napetostim bodisi deformacijam, posledica razmer pri kontrolirani deformaciji ob korenu zarez zaradi odpora (*angl.: constraint effect*) elastično deformiranega okoliškega materiala.

Slika 7.6 prikazuje napetostno-deformacijsko zanko pri cikličnem obremenjevanju s konstantno deformacijo. Krivulja 0–A–B ponazarja začetno obremenjevanje. Po razbremenitvi nastane zaradi Bauschingerjevega efekta tečenje pri tlačenju pri nižji napetosti C. Pri ponovnem obremenjevanju z natezanjem se tvori histerezna zanka. Dimenzije te zanke so določene s celotnim deformacijskim področjem $\Delta\epsilon$ in nape-



Slika 7.6: Napetostno-deformacijska zanka pri utrujanju pri konstantni deformaciji



Slika 7.7: Odziv materiala pri cikličnih deformacijah

tostnim področjem $\Delta\sigma$. Celotno deformacijsko področje je sestavljeno iz komponente elastične deformacije $\Delta\varepsilon_e = \Delta\sigma/E$ in komponente plastične deformacije $\Delta\varepsilon_p$.

Glede na stanje kovinskega materiala lahko pri opisanem cikličnem obremenjevanju računamo z deformacijskim mehčanjem, deformacijskim utrjevanjem in tudi s stabilnostjo. Ni niti nenavadno, da pri istem materialu nastanejo vsi opisani fenomeni, pač odvisno od začetnega stanja materiala in pogojev preskušanja. Na sliki 7.7 sta prikazana ciklično utrjevanje in ciklično mehčanje pri deformacijsko kontroliranem utrujanju s pripadajočim spreminjanjem histereznih zank. Po približno 100 ciklih se histerezna zanka »umiri«, material pa doseže ravnotežno stanje za vsiljeno deformacijsko amplitudo.

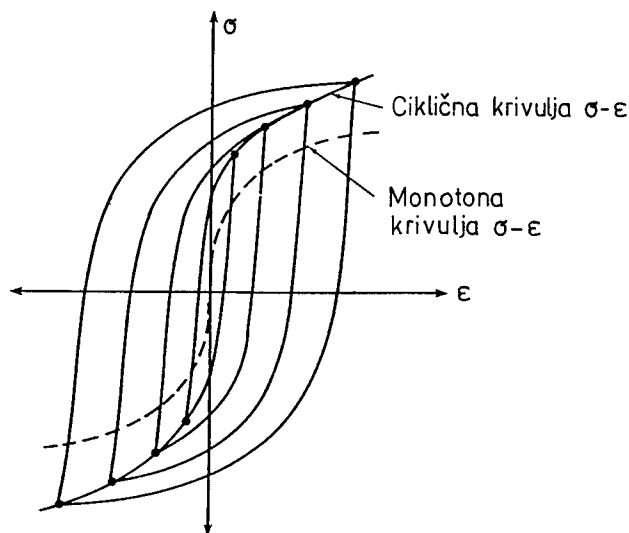
Stabilizirana krivulja se lahko popolnoma razlikuje od tiste, ki je dobljena pri monotonem statičnem obremenjevanju. Ciklično napetostno-deformacijsko krivuljo dobimo tako, da povežemo vrhove različno velikih stabilnih histereznih zank pri utrujanju pri konstantni deformaciji (slika 7.8).

Ciklično napetostno-deformacijsko krivuljo lahko, upoštevaje analogijo, opišemo s potenčnim zakonom:

$$\Delta\sigma = K' (\Delta\varepsilon_p)^{n'} \quad (7.7)$$

kjer je K' ciklični trdnostni koeficient in n' ciklični eksponent deformacijskega utrjevanja.

Iz enačbe (7.7) je razvidno, da bi odvisnost med napetostmi in deformacijami pri cikličnem obremenjevanju lahko predstavili s premico v log-log diagramu. Ker pa se vedenje pri cikličnem deformiranju lahko znatno spreminja z amplitudo deformacije,



Slika 7.8: Primerjava monotone in ciklične napetostno-deformacijske krivulje za material, ki se pri utrujanju deformacijsko utrjuje

ni nenavadno, da dobimo različne naklone za področji dolgotrajnega (*angl.: long life fatigue region*) oziroma kratkotrajnega (*angl.: short life fatigue region*) utrujanja.

Ker je:

$$\frac{\Delta \epsilon}{2} = \frac{\Delta \epsilon_e}{2} + \frac{\Delta \epsilon_p}{2}$$

sledi:

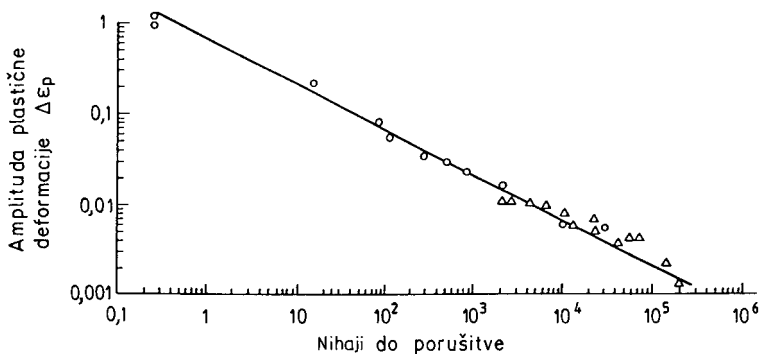
$$\frac{\Delta \epsilon}{2} = \frac{\Delta \sigma}{2E} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \sigma}{K'} \right)^{\frac{1}{n'}} \tag{7.8}$$

kar je enačba ciklične napetostno-deformacijske krivulje.

Pri kovinah je ciklični eksponent deformacijskega utrjevanja n' navadno med 0,10 in 0,20. V splošnem velja, da se kovine z visokim monotonim eksponentom deformacijskega utrjevanja ($n > 0,15$) pri cikličnem obremenjevanju utrjujejo; kovine z $n < 0,15$ pa se ciklično mehčajo. Ciklično utrjevanje pričakujemo, kadar je razmerje med monotono natezno trdnostjo in 0,2-napetostjo tečenja večje od 1,4. Če je to razmerje nižje, pričakujemo ciklično mehčanje, pri vmesnih vrednostih pa spremembe trdote ni pričakovati.

7.5 Malociklično utrujanje

Zgodovinsko gledano se študij utrujanja nanaša na razmere v uporabi, pri katerih pride do porušitve po več kot 10^4 nihajih. V novjšem času pa se kaže rastoče zanimanje za porušitve pri relativno velikih cikličnih obremenitvah in razmeroma majhnem številu nihajev. Takšno vrsto malocikličnega utrujanja in posledično porušitve najdemo pri tlačnih posodah v nuklearkah, parnih turbinah in pri mnogih drugih strojih. Omenili smo že, da so pogoji za malociklično utrujanje izpolnjeni v primerih,



Slika 7.9: Krivulja malocikličnega utrujanja nerjavnega jekla vrste 347

ko imajo ponavljajoče se napetosti termični izvor. Takšne napetosti so posledica termičnega širjenja materiala, zato je lahko predvideti, da je utrujanje v takšnih primerih izzvano prej s cikličnimi deformacijami kot pa s cikličnimi napetostmi.

Navadni način predstavitve rezultatov malocikličnega utrujanja je risanje razpona plastične deformacije $\Delta\varepsilon_p$ v odvisnosti od števila nihajev do porušitve, N_f . Slika 7.9 prikazuje takšno odvisnost v log–log koordinatah.

Če je odvisnost linearna, potem takšno vedenje opišemo s Coffin-Mansonovim zakonom:

$$\frac{\Delta\varepsilon_p}{2} = \varepsilon'_f (2N_f)^c \quad (7.9)$$

kjer je $\Delta\varepsilon_p/2$ amplituda plastične deformacije, ε'_f koeficient utrujenostne duktilnosti (za večino kovin je približno enak lomni duktilnosti ε_f), $2N_f$ število sprememb smeri deformacije do loma (en nihaj pomeni dve spremembi smeri), c pa eksponent utrujenostne duktilnosti, ki je med $-0,5$ in $-0,7$.

Manjša vrednost c -ja pomeni dolgo dobo trajanja. Odvisna je od cikličnega eksponenta deformacijskega utrjevanja, velja namreč:

$$c = \frac{1}{1 + 5n'} ;$$

kar pomeni, da imajo materiali z velikim n' daljšo dobo trajanja.

Enačba (7.9) opisuje odvisnost med plastično deformacijo in trajanjem utrujanja v malocikličnem režimu. Za dolgotrajnejša utrujanja (*angl.: high-cycle regime*) pri majhnih deformacijah, pri katerih je nominalna napetost elastična, lahko Basquinovo enačbo (7.6) spremenimo v obliko:

$$\sigma_a = \frac{\Delta\varepsilon_e}{2} E = \sigma'_f (2N_f)^b \quad (7.10)$$

pri čemer je σ_a amplituda izmenične napetosti, $\Delta\varepsilon_e/2$ amplituda elastične deformacije, E Youngov modul, σ'_f utrujenostni trdnostni koeficient (približno enak monotoni lomni napetosti), $2N_f$ število sprememb obremenitve do loma (N_f je torej število nihajev do loma), b pa utrujenostni trdnostni eksponent, ki ima za večino kovin vrednost med $-0,05$ in $-0,12$.

Manjša vrednost b -ja pomeni daljšo dobo trajanja. Odvisna je od cikličnega eksponenta deformacijskega utrjevanja, velja namreč: $b = -n'/(1 + 5n')$, kar pomeni, da majhna vrednost n' rezultira v podaljšano dobo trajanja pri utrujanju, kontroliranem z enačbo (7.10).

Enačbo, veljavno za celotno območje utrujanja, lahko dobimo s seštevanjem enačb (7.9) in (7.10):

$$\frac{\Delta\varepsilon}{2} = \frac{\Delta\varepsilon_e}{2} + \frac{\Delta\varepsilon_p}{2}$$

$$\frac{\Delta \epsilon}{2} = \frac{\sigma'_f (2N_f)^b}{E} + \epsilon'_f (2N_f)^c \quad (7.11)$$

Kot je prikazano na sliki 7.10, se deformacijska utrujenostna krivulja trajanja (*angl.: fatigue strain-life curve*) asimptotično približuje plastični krivulji pri velikih celotnih deformacijskih amplitudah oziroma se asimptotično približuje elastični krivulji pri majhnih celotnih deformacijskih amplitudah. Duktilni materiali imajo najboljše lastnosti pri velikocikličnem, deformacijsko kontroliranem utrujanju, medtem ko imajo trdni materiali najboljše lastnosti pri malocikličnem deformacijskem utrujanju. Doba trajanja, pri kateri pride do prehoda (*angl.: transition*), je pri:

$$2N_t = \left(\frac{\epsilon'_f E}{\sigma'_f} \right)^{\frac{1}{b-c}} \quad (7.12)$$

pri čemer je $n' = b/c$ in $K' = \sigma'_f / (\epsilon'_f)^{n'}$.

Če srednja napetost ni enaka nič, uvedemo v enačbo (7.10) izraz:

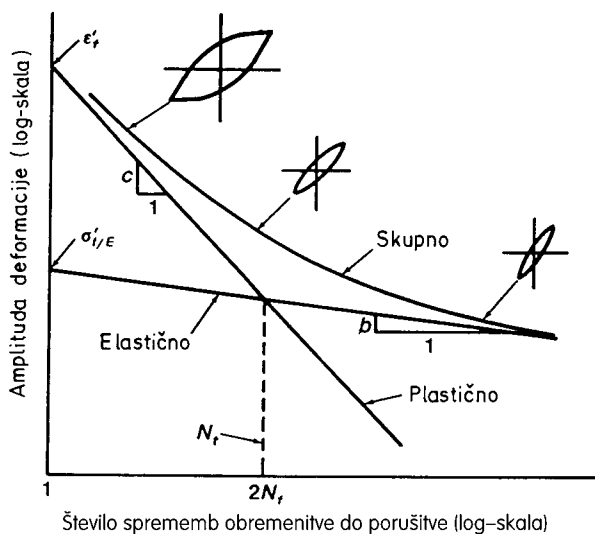
$$\sigma_a = (\sigma'_f - \sigma_m) (2N_f)^b \quad (7.13)$$

Navadno pa bodo že po majhnem številu ciklov deformacijsko kontroliranega utrujanja srednje napetosti relaksirale.

Manson je predložil poenostavljeno verzijo enačbe (7.11):

$$\Delta \epsilon = 3,5(\sigma_u N_f^{-0,12}/E) + (\epsilon_f)^{0,6} N_f^{-0,6} \quad (7.14)$$

pri čemer je σ_u natezna trdnost, ϵ_f lomna duktilnost pri natezanju, E pa je modul elastičnosti.



Slika 7.10: Deformacijska utrujenostna krivulja trajanja, dobljena s superpozicijo elastične in plastične enačbe deformacijskega trajanja (shematsko)

Enačba (7.14) velja za večino kovin in se uporablja kot prvi približek za krivulje deformacijske dobe trajanja za izmenično, tj. popolnoma povračljivo utrujanje preizkušanca brez zarez.

7.6 Mikromehanizmi utrujanja

Ugotovili smo že, da je število cikličnih obremenitev, ki jih prenese neki material, v prvi vrsti odvisno od amplitude napetostnega (deformacijskega) cikla. Doba trajanja se skrajša, če je obremenitev natezna.

Vse termomehanske obdelave, ki povečajo trdnost oziroma napetost tečenja, povečajo napetost za drsenje dislokacij in s tem zvečajo odpornost materiala proti utrujanju. Sem spada seveda tudi zmanjšanje povprečne velikosti zrn.

Temperaturna odvisnost Wöhlerjeve krivulje je podobna temperaturni odvisnosti natezne trdnosti. Trajna nihajna trdnost je večja pri nizkih temperaturah in z rastočo temperaturo postopoma pojema.

Frekvenca obremenjevanja v območju med 1 in 100 Hz v splošnem le malo vpliva na trajnostno dobo; pri višjih temperaturah je ta vpliv nekoliko izrazitejši.

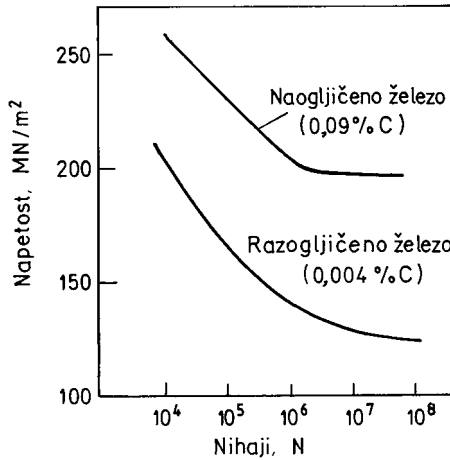
Zaradi iniciacije utrujenostnih razpok na površini, ali v njeni bližini, je zelo pomembna priprava površine. Odprava napak od strojne obdelave lahko bistveno podaljša trajnostno dobo. Zaradi površinske iniciacije razpok so proti utrujanju najodpornejši materiali oz. izdelki, pri katerih je z ustrezno obdelavo (na primer s cementacijo ali z nitriranjem) doseženo, da je površinska plast materiala pod prevladujočimi tlačnimi napetostmi.

Oksidativna in korozivna sredstva povzročajo korozijsko utrujanje. Korozivno sredstvo lahko povzroči nastanek jedkalnih jamic, ki imajo zarezni učinek. Če je material ciklično obremenjen v korozivnem okolju, se napredovanje razpok lahko znatno pospeši. Pri celi vrsti kovin že atmosferski kisik skrajša dobo trajanja.

Osnovni procesi utrujanja so še vedno slabo poznani. Eden od razlogov za to je nepreglednost oziroma slaba ponovljivost dogajanj, na kar kaže znaten raztros meritev trajne nihajne trdnosti. Medtem ko se meritve napetosti tečenja na 1000 vzorcih enakega materiala razlikujejo za največ $\pm 2\%$ od povprečne vrednosti, so pri meritvah trajne nihajne trdnosti možni odmiki za $\pm 50\%$.

Pri poskusih razlage utrujanja je treba upoštevati naslednja dejstva. Vsekakor je presenetljivo, da obremenitev pod napetostjo tečenja (makroskopsko, torej v elastičnem območju) povzroči lom materiala, vendar pa so na mikroskopskem nivoju opazne spremembe v mikrostrukturi še pred začetkom napredovanja utrujenostne razpoke.

Neželezne zlitine v splošnem nimajo trajne nihajne trdnosti. Izjema je na primer zlitina Al z 2 do 7 % Mg in 0,5 % Mn, ki ima tudi ostro napetost tečenja. Zato velja, da ima trajna nihajna trdnost σ_t pri cikličnih obremenitvah podobno vlogo kot ostra

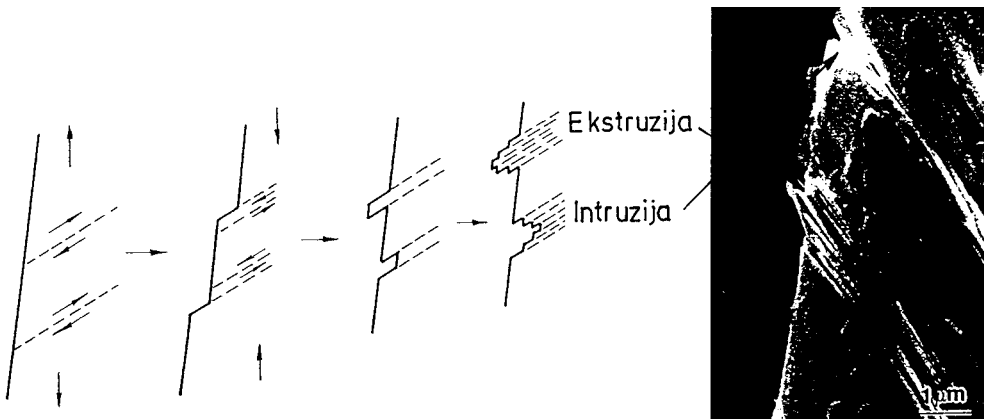


Slika 7.11: Odvisnost trajne nihajne trdnosti od koncentracije ogljika v jeklu

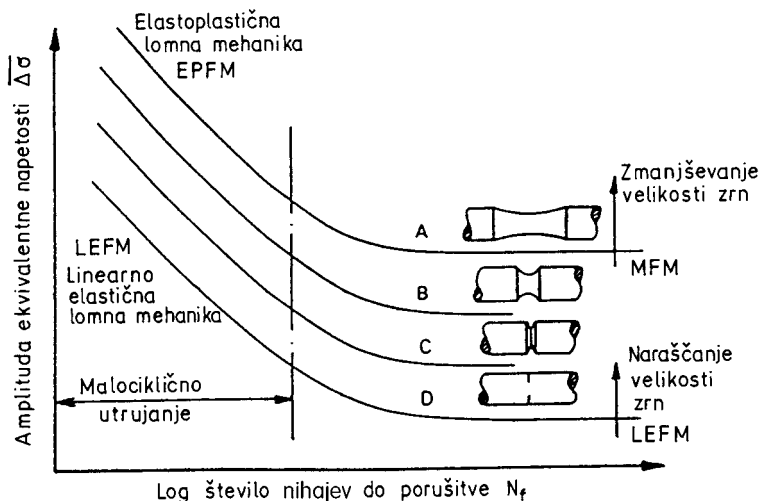
napetost tečenja pri mirujoči obremenitvi: napetosti večje od σ_f naj bi zlahka odtrgale dislokacije iz Cottrellovih oblakov, medtem ko manjše napetosti tega ne zmorejo. S tem je v skladu ugotovitev, da se pri zmanjšanju koncentracije ogljika v jeklu močno zmanjša σ_f , analogno zmanjšanju σ_y (slika 7.11).

Zaradi cikličnega spreminjanja smeri sile drsijo dislokacije v kovini v nasprotnih smereh. Pri tem se združujejo v skupine in tvorijo široke drsne pasove. Tako nastajajo na mestih, kjer ti pasovi sekajo zunanjo površino, t. i. ekstruzije in intruzije. Slika 7.12 shematično prikazuje kako nastajajo take površinske tvorbe. Zaradi koncentracije napetosti na koncu intruzije lahko na tem mestu nukleira utrujenostna razpoka.

Nukleiranje utrujenostnih razpok zahteva še nekaj dodatne razlage. Zato pa se moramo vrniti h krivuljam S-N, kot so ponovno prikazane na sliki 7.13. Znano je, da je največja odpornost proti utrujanju dosežena z gladkimi cilindričnimi preizkušanci



Slika 7.12: Razlaga nukleiranja utrujenostnih razpok

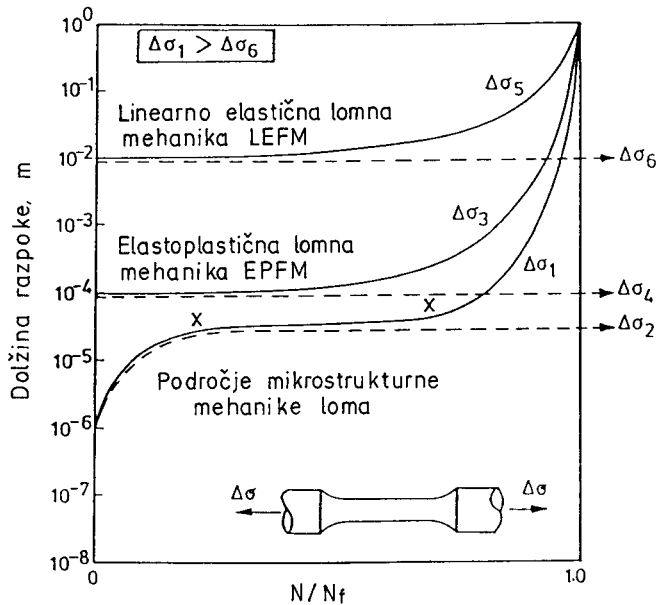


Slika 7.13: Štiri različne krivulje S-N za isti material, a različno geometrijo: LEFM, EPFM in MFM se nanašajo na linearno-elastično, elasto-plastično oziroma na mikrostrukturno mehaniko loma

(krivulja A). Ta odpornost se zmanjša, če je na obodu preizkušanca plitva zareza (angl.: *shallow notch*, krivulja B). Pri bolj ostri obodni zarezi dobimo krivuljo C in nazadnje pri obodni razpoki krivuljo D. Če se omejimo le na zgornjo in spodnjo krivuljo, lahko ugotovimo, da se v primeru gladkih preizkušancev odpornost proti utrujanju, to je trajna nihajna trdnost, z zmanjševanjem velikosti kristalnih zrn povečuje, medtem ko se trajna nihajna trdnost, izmerjena pri preizkušancih z obodno razpoko, povečuje s povečevanjem velikosti kristalnih zrn. To pomeni, da moramo nekoliko bolje definirati odpornost proti utrujanju, zlasti z mikrostrukturnega zornega kota.

V monokristalih je potreben znaten čas za fazo iniciiranja utrujenostnih razpok, medtem ko danes velja, da faza iniciiranja razpok pri polikristaliničnih kovinah sploh ne obstaja. To je zato, ker je za površino inženirskih komponent značilno približno 10^6 zrn/cm² s številnimi površinskimi koncentracijami napetosti. To so na primer meje zrn, stičišča več zrn, zareze od obdelave, zlomljeni vključki na površini, kar vse lahko povzroči takojšnje iniciiranje razpoke. Takšna razpoka lahko napreduje, dokler se ne upočasni bodisi zaradi mikrostrukturne ovire bodisi zaradi zmanjšanja intenzitete napetostno-deformacijskega polja ali pa zaradi obojega. Primeri mikrostrukturnih ovir so na primer dvojčične meje, meje zrn ali pa perlitne kolonije (v feritni osnovi), ki ne dovoljujejo napredovanja razpoke v izbrani smeri. Sledi torej, da odpornost proti utrujanju lahko enačimo z mejnimi razmerami za napredovanje razpoke. Kot posledica tega je odpornost proti utrujanju kovin povezana z nezmožnostjo razpok za napredovanje oziroma, povedano z matematičnim formalizmom, da je hitrost napredovanja razpok da/dN enaka nič, pri čemer je a dolžina razpoke, N pa število nihajev.

Slika 7.14 prikazuje najpomembnejšo vrsto diagrama za razlago utrujenostnega loma. Iz tega diagrama izhaja, da lahko poškodbe zaradi utrujanja povežemo z



Slika 7.14: Hitrost napredovanja razpok in ustrezni režimi karakterizacije za različno velike začetne razpoke, ki počasi napredujejo; prekinjene črte označujejo napetostni nivo, pod katerim razpoke ne napredujejo

aktualno dolžino razpoke (in njeno orientacijo) in da je torej hitrost kopičenja napak v materialu povezana s hitrostjo napredovanja razpoke.

Seveda razvoj cikličnega deformacijskega mehčanja ali cikličnega utrjevanja materiala lahko vpliva na hitrost napredovanja razpok, vendar pa je ta vpliv obremen. Razpoke, ki so že na začetku dolge (na primer 1 cm na sliki 7.14), potrebujejo relativno majhno ciklično napetost za svoje napredovanje. Nizek napetostni nivo povzroči le zanemarljivo plastično cono v konici razpoke, kar pomeni, da za kvantificiranje napredovanja takšne razpoke lahko uporabimo koncepte linearne mehanike loma (LEFM). Če se napetostni nivo zniža od $\Delta\sigma_5$ na $\Delta\sigma_6$, potem je 1 cm dolga razpoka mejni pogoj za utrujanje (utrujenostno napredovanje razpoke), seveda le v LEFM-režimu.

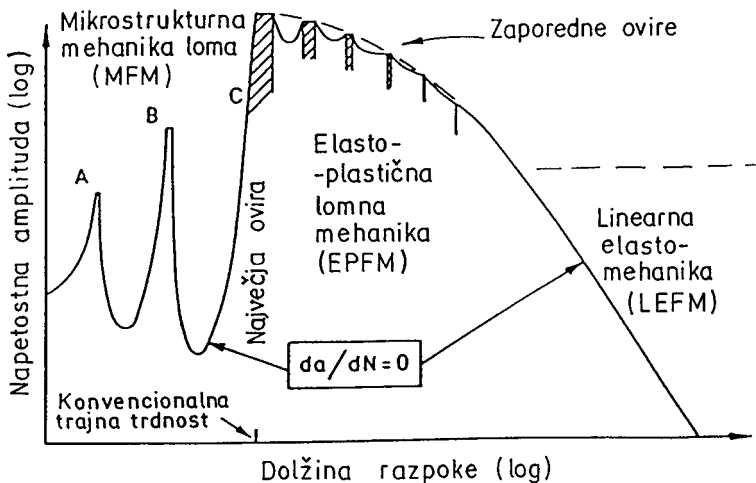
Če je velikost razpoke zmanjšana za dva reda velikosti, to je na dolžino vsega 0,1 mm, potem je lahko napetostni nivo, potreben za njeno napredovanje, $\Delta\sigma_3$ blizu ciklične napetosti tečenja; pri tem pa se mora za kvantificiranje že uporabiti elasto-plastična mehanika loma. Za razpoko takšne dolžine je z napetostjo izražen mejni pogoj za utrujanje (za utrujenostno napredovanje razpoke), definiran kot $\Delta\sigma_4$.

Ako je površina polirana ali honana, so razpoke oz. površinske raze globoke v najboljšem primeru okoli 1 μm . Takšne napake seveda lahko nemudoma napredujejo v notranjost, če se strižna komponenta delujoče napetosti ujema s kritičnim drsnim sistemom v materialu (na primer z ravnino $\{111\}$ v p.c.k.-kovinah). Res lahko pri približno 10^6 kristalov na cm^2 površine strojnega dela obstaja več strižnih razpok na

površini; te razpoke pa se bodo zaustavile na mikrostrukturnih ovirah, če je le napetostni nivo dovolj nizek, na primer $\Delta\sigma_2$. Ako napetostni nivo naraste na $\Delta\sigma_1$, bo razpoka sposobna počasnega zveznega napredovanja preko ovire, gnana z ustrezno komponento strižne napetosti v novi smeri svojega napredovanja. **To pomeni, da bo trajna trdnost (angl.: fatigue limit), izmerjena pri gladkih preizkušancih, definirana z najmočnejšo mikrostrukturno oviro v materialu.**

Časovno obdobje, označeno na sliki 7.14 z X-X, je čas, ki ga razpoka potrebuje za prečenje ovire in je lahko dominanten del dobe trajanja utrujanega strojnega dela.

Sedaj lahko z lahkoto razumemo, zakaj pri napetostnem nivoju pod trajno trdnostjo (angl.: fatigue limit) obstajajo **nepropagirajoče utrujenostne razpoke**. Iz diagrama na sliki 7.14 namreč res izhaja, da je trajna trdnost odvisna od dolžine največje nepropagirajoče razpoke, povezane z odgovarjajočim napetostnim nivojem. To je vedno mogoče razumeti v jeziku LEFM, vendar pa je podobno merilo mogoče uporabiti tudi za krajše razpoke, za njihovo napredovanje pa velja elasto-plastična mehanika loma (EPFM). Končno pa je obravnava zelo majhnih razpok povezana s teksturo materiala, to je z mikrostrukturno mehaniko loma (MFM). Pod teksturo razumemo v tem kontekstu vse mikrostrukturne aspekte, ki kontrolirajo orientacijo, obliko in hitrost napredovanja razpoke, preden postane dovolj velika, da jo lahko obravnavamo z uporabo mehanike kontinuuma. Teksturni vplivi torej zajemajo kristalografsko orientacijo, velikost in obliko kristalnih zrn kot tudi velikost in porazdelitev sekundarnih faz in vključkov ter navsezadnje tudi mikro- in makroanizotropijo kristalne zgradbe.



Slika 7.15: Trajna trdnost polikristaliničnega materiala, izražena s konturo ničelne hitrosti napredovanja razpoke: konvencionalna trajna trdnost je povezana z največjo oviro, ki preprečuje napredovanje razpoke (cone A, B in C so značilne ovire, kot so dvojčične meje, meje zrn oziroma perlitni trakovi)

Slika 7.15 prikazuje trajno trdnost materiala, definirano z ničelno hitrostjo napredovanja razpoke, v odvisnosti od dolžine razpoke. Ta krivulja prikazuje področja uporabnosti LEFM, EPFM in MFM.

Mejo uporabnosti LEFM lahko definiramo s pogojem, po katerem aplicirana ciklična napetostna obremenitev $\Delta\sigma$ ne prekoračuje približno $0,7 \sigma_{cy}$, pri čemer pomeni σ_{cy} ciklično napetost tečenja materiala. S slike 7.15 je razvidno, da se napetostni nivo, ki ustreza trajni dinamični trdnosti, lahko zmanjša z naraščanjem razdalje, ki jo mora razpoka prepotovati, preden na svoji poti naleti na največjo oviro, pri čemer se tudi povečuje intenziteta napetosti ob vrhu razpoke. Transkristalna razpoka, ki povzroči lom, je torej locirana v največjem zrnju.

V jeziku lomne mehanike bo hitrost napredovanja MFM-razpoke definirana z:

$$\frac{da}{dN} = A \cdot (\Delta\gamma)^\alpha \cdot (d - a) \quad (7.15)$$

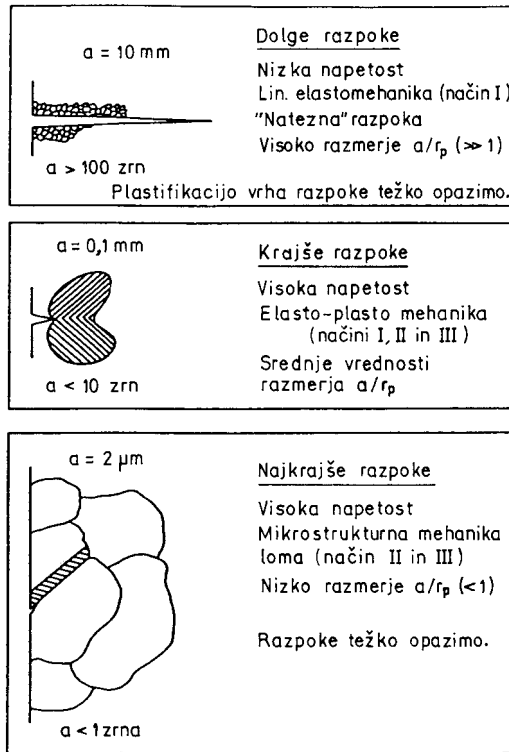
in bo enaka nič pri trajni trdnosti (fatigue limit). Pri tem sta A in α materialni konstanti, $\Delta\gamma$ pa je uporabljeno območje strižne deformacije. Parameter d se nanaša na največjo možno razdaljo, ki jo lahko razpoka prepotuje, preden naleti na največjo oviro oziroma na razdaljo med takima ovirama (največkrat z d označimo kar velikost zrn). Treba je torej zmanjšati to razdaljo, če naj bi se povečala trajna trdnost materiala.

S slike 7.15 tudi sledi, da razpoka lahko napreduje pri konstantnem napetostnem nivoju, ki je nižji od trajne trdnosti materiala, vendar se zaustavi ob različnih šibkejših ovirah, ki jih lahko prekorači le ob povečanju napetosti. V takšnem primeru govorimo o t. i. kratkih razpokah (*angl.: short cracks*), ki imajo popolnoma svoje »življenje«. Seveda je prav mogoče, da se z napredovanjem takšne razpoke doseže tudi trajna trdnost materiala, ki jo moremo enačiti z napetostnim nivojem, potrebnim za potovanje razpoke do najmočnejše ovire ter njenim prekoračenjem.

Značilnost kratkih razpok, katerih hitrost napredovanja da/dN izračunamo po enačbi (7.15), je zmanjšanje hitrosti njihovega napredovanja, ko se njihova dolžina približuje velikosti zrna, ko se torej a približuje d -ju. Očitno je gonilna sila za napredovanje kratkih razpok sorazmerna dolžini aktivnega drsnega traku v kristalnem zrnju, ta pa se z napredovanjem razpoke zmanjšuje.

Nekatere temeljne razlike med LEFM, EPFM in MFM so sumarno prikazane na sliki 7.16. Dolge razpoke, ki napredujejo pri nizki uporabljeni natezni napetosti, niso bistveno odvisne od mikrostrukture. Razpoka dolga 1 cm bi že bila večja kot 500 kristalnih zrn premera $20 \mu\text{m}$. V takšnem primeru koplano napredujoče razpoke je plastična cona ob njenem vrhu večja od velikosti nekaj kristalnih zrn, kar ne moti napetostnega polja, ki je dominantno elastično. Napredovanje razpoke v LEFM režimu raje izrazimo – zato, da ohranimo enotnost izražanja – z območjem strižne deformacije in ne z bolj konvencionalnim območjem natezne napetosti. Dobimo:

$$\frac{da}{dN} = C[\Delta\gamma\sqrt{\pi a}]^n - \Delta K_{th} \quad (7.16)$$



Slika 7.16: Trije ločeni režimi t. i. dolgih razpok, fizično majhnih razpok in mikrostrukturno kratkih razpok; vsaka vrsta razpok zahteva svojo mehaniko za karakteriziranje vedenja pri napredovanju (a je dolžina razpoke, r_p pa je velikost plastične cone)

kjer sta C in n materialni konstanti, ΔK_{th} pa je prag območja strižne deformacijske intenzitete.

Enačbo (7.16), ki je znana pod imenom Parisova, pa najdemo v strokovni literaturi mnogo pogosteje napisano v bolj enostavni obliki:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^n \quad (7.17)$$

pri čemer sta C in n spet neki materialni konstanti, ΔK pa je razpon faktorja intenzitete napetosti. Eksperimentalno je bilo potrjeno, da je odvisnost med eksponentom n v Parisovi enačbi (7.17) in lomno žilavostjo K_{Ic} različnih jekel izrazito hiperbolična. Pri visokih lomnih žilavostih dosega n vrednost med 2 in 2,5 ter je dokaj neodvisen od numerične vrednosti lomne žilavosti, ko pa se lomna žilavost zniža pod $50 \text{ MPa m}^{-1/2}$, eksponent n zraste celo na vrednost 5 do 6. To pomeni, da se zaradi krhkosti kovinskih materialov hitrost napredovanja utrujenostnih razpok lahko zelo poveča.

Če je razpoka dolga le 0,1 mm (fizično majhna razpoka), lahko za njeno napredovanje potrebna napetost doseže vrednost, ki je primerljiva z napetostjo tečenja

materiala (*angl.: bulk yield stress*). Vendar pa je celo v primeru, ko je doseženih le 70 % te napetosti, velikost plastične cone primerljiva s samo razpoko, zaradi česar moramo za opis vedenja tovrstnih razpok vplesti EPFM. Značilna EPFM-enačba bo imela v takšnem primeru obliko:

$$\frac{da}{dN} = B\Delta\gamma a^\beta - D \quad (7.18)$$

pri čemer sta B in β materialni konstanti, D pa je neka mejna vrednost (prag).

Če pa je razpoka velika le 1 do 2 μm (takšne razpoke oziroma brazde lahko najdemo na površini celo, če je ta polirana), lahko napreduje, če je napetostni nivo zadosti velik. Takšne razpoke ne moremo locirati in je spremljati, saj je v posameznem kristalnem zrnu. Za njeno napredovanje pa bo potrebna znatna plastičnost v določeni kristalografski smeri, na primer v smeri določenega drsnega traku (*angl.: persistent slip band, PSB*), tako da se lahko razširi skozi celotno kristalno zrno in doseže velikost 50 \times 50 μm . Kritični *PSB* bo povezan s smerjo maksimalne uporabljene strižne napetosti v največjem možnem kristalnem zrnu, dajajoč s tem največji obseg plastičnosti.



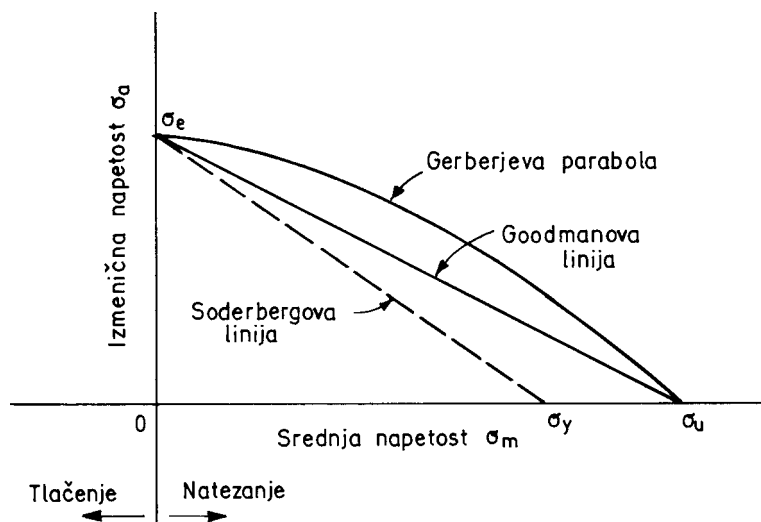
Resonantni pulzator za merjenje hitrosti napredovanja utrujenostnih razpok na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

V takšnem primeru zato uvedemo MFM. Pri relativno nizki napetosti blizu trajne trdnosti (*angl.: fatigue limit*) bo inicialna razpoka sposobna zelo hitre rasti preko prvega zrna, in sicer kot razpoka v strižnem načinu I, potem pa bo njeno zvezno nadaljnje napredovanje povezano z velikimi težavami in bo lahko tudi zaustavljena, kar je pogoj, s katerim opisujemo trajno trdnost.

Zgled 7.1

Jeklena cilindrična palica naj bo izpostavljena ciklični aksialno delujoči obremenitvi, ki naj se spreminja od maksimalne natezne obremenitve 330 kN do maksimalne tlačne obremenitve 110 kN. Mehanske lastnosti konstrukcijskega jekla, iz katerega je izdelana palica, so naslednje: natezna trdnost $\sigma_u = 1090$ MPa, napetost tečenja $\sigma_y = 1010$ MPa in trajna dinamična trdnost pri izmeničnem, tj. popolnoma povrnljivem obremenjevanju $\sigma_e = 520$ MPa. Določite premer palice, pri katerem bo dosežena neskončna doba trajanja, upoštevaje varnostni faktor 2,5.

Reševanje te naloge zahteva še nekaj teorije, s katero smo se sicer že srečali ob priliki obravnave Goodmanovega diagrama, prikazanega na sliki 7.5. V diagramu na sliki 7.17 pa je prikazana alternativna metoda risanja Goodmanovega diagrama. V tem diagramu, ki je znan tudi kot Haig-Soderbergov diagram, je prikazana izmenična napetost σ_a v odvisnosti od srednje napetosti σ_m . Ravna linija ustreza odvisnosti po Goodmanu, parabolično obliko pa je predložil Gerber. Eksperimentalni podatki za



Slika 7.17: Alternativni prikaz Goodmanovega diagrama, znan kot Haig-Soderbergov diagram

duktilne kovine so bližje parabolični krivulji, podatki, dobljeni pri preizkušancih z zarezo, pa bližje ravni liniji. Obe odvisnosti lahko opišemo z enačbo:

$$\sigma_a = \sigma_e \left[1 - \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_u} \right)^x \right] \quad (7.19)$$

pri čemer je $x = 1$ za Goodmanovo linijo in $x = 2$ za Gerberjevo parabolo. σ_e je trajna dinamična trdnost (*angl.: fatigue limit*) za izmenično, tj. popolnoma povrnljivo obremenjevanje. Če pa dimenzioniranje temelji na napetosti tečenja, kot je to prikazano s črtkano Soderbergovo linijo, je treba σ_u zamenjati s σ_y . Oboroženi s tem znanjem se lahko lotimo naše naloge.

Ker ima palica konstanten prerez A (m^2), bo spreminjanje napetosti v njej premo sorazmerno spreminjaju obremenitve, torej:

$$\sigma_{\max} = \frac{0,33}{A} \text{ MPa} \quad \text{in} \quad \sigma_{\min} = -\frac{0,11}{A} \text{ MPa}$$

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2} = \frac{\left[\frac{0,33}{A} + \left(-\frac{0,11}{A} \right) \right]}{2} = \frac{0,11}{A} \text{ MPa}$$

$$\sigma_a = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2} = \frac{\left[\frac{0,33}{A} - \left(-\frac{0,11}{A} \right) \right]}{2} = \frac{0,22}{A} \text{ MPa}$$

Uporabimo konzervativno Goodmanovo linijo in zato enačbo (7.19), v kateri naj bo $x = 1$, torej:

$$\sigma_a = \sigma_e \left[1 - \frac{\sigma_m}{\sigma_u} \right]$$

Upoštevamo varnostni faktor 2,5, pa dobimo računski σ_e :

$$\sigma_e = \frac{520}{2,5} \text{ MPa} = 210 \text{ MPa}$$

Sledi:

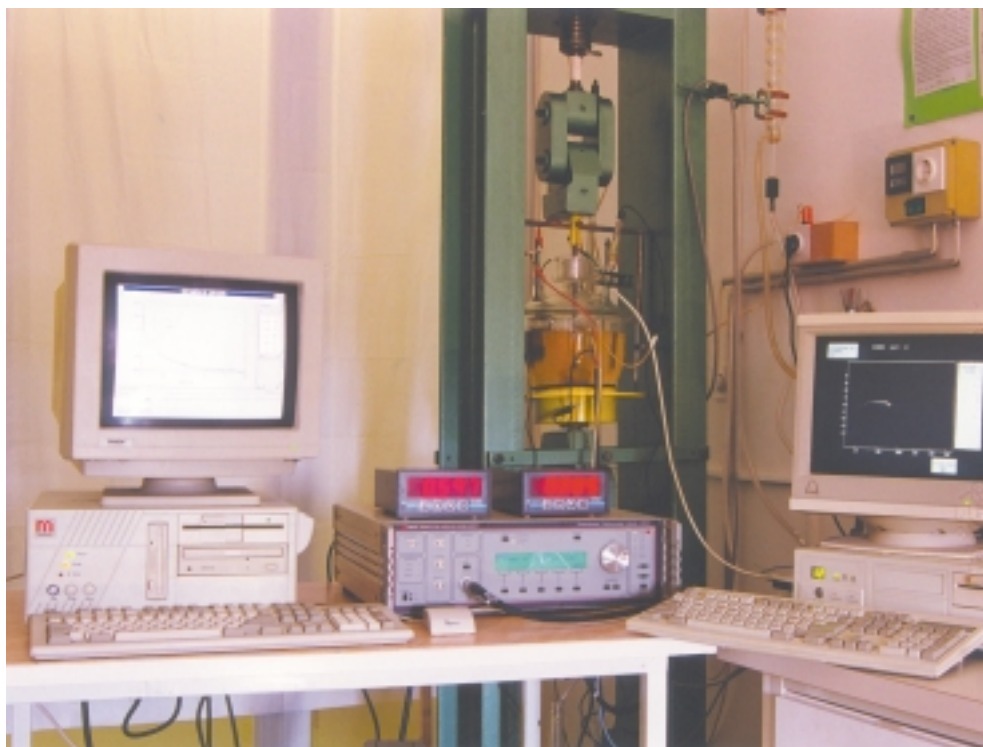
$$\frac{0,22}{A} = 1 - \frac{0,11}{1090}$$

in iz tega:

$$A = \frac{0,22}{210} + \frac{0,11}{1090} = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 = 11,5 \text{ cm}^2$$

Zahtevan premer palice bo torej:

$$D = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 11,5}{3,14}} = 3,8 \text{ cm}$$



Naprava za napetostno korozivno preizkušanje z anodno polarizacijo na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

Zgled 7.2

Za ciklično napetostno-deformacijsko zanko, prikazano na sliki 7.6, je (v točki B te zanke) $\sigma_B = 75 \text{ MPa}$ in $\varepsilon_B = 0,000645$. Izračunajte a) deformacijski območji $\Delta\varepsilon_e$ in $\Delta\varepsilon_p$, ter b) število nihajev do porušitve, če je lomna duktilnost jekla $\varepsilon_f = 0,30$ in modul elastičnosti $E = 22 \cdot 10^4 \text{ MPa}$.

a) Za deformacijski območji dobimo:

$$\Delta\varepsilon_e = \frac{\Delta\sigma}{E} = \frac{2(75)}{22 \cdot 10^4} = 6,82 \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta\varepsilon_p = \Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon_e = (2 \cdot 0,000645) - 0,000682 = 6,08 \cdot 10^{-4}$$

b) S Coffin-Mansonovo enačbo (7.9):

$$\frac{\Delta\varepsilon_p}{2} = \varepsilon'_f (2N_f)^c$$

v kateri privzamemo za c vrednost $c = -0,6$ (srednja vrednost med navadnima mejnima vrednostima $-0,5$ in $-0,7$), za ε'_f pa $\varepsilon'_f \approx \varepsilon_f = 0,30$, dobimo:

$$\frac{6,08 \cdot 10^{-4}}{2} = 0,30 (2N_f)^{-0,6}$$

in za število nihajev do porušitve:

$$N_f = 49\,000 \text{ nihajev.}$$

V izračunanem zgledu gre torej za izrazit primer malocikličnega utrujanja.



Kotel bloka IV v termoelektrarni Šoštanj je izpostavljen malocikličnemu utrujanju pri visokih temperaturah ter koroziji.



Kovinska mostna konstrukcija je izpostavljena korozijskim vplivom pa tudi dinamičnim obremenitvam, ki lahko povzročijo nastanek utrujenostnih razpok.

8

LEZENJE

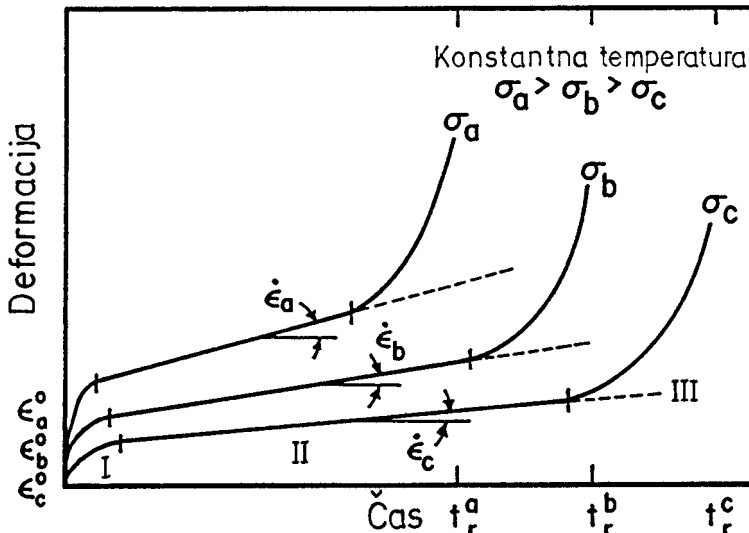
Lezenje je počasna deformacija kovin, ki poteka pri konstantni obremenitvi in povišanih temperaturah (pri jeklih nad 500 °C), pri katerih je izboljšana gibljivost praznin in atomov v kristalni mreži ter vzdolž mej kristalnih zrn; povečana gibljivost praznin izboljša tudi gibljivost dislokacij, ki ovire lahko obidejo s plezanjem. Nasprotno od deformacije pri statičnem nateznem preizkusu ali pa pri utrujanju, kjer je gonilna sila delujoča strižna napetost, uravnava hitrost deformacije pri lezenju v večji meri temperatura. Hitrost deformacije pri lezenju je odvisna od medsebojnega tekmovanja med hitrostjo deformacijskega utrjevanja in hitrostjo spremljajoče poprave. Če sta obe hitrosti uravnoteženi, je lezenje stacionarno; hitrost deformacije je tedaj neodvisna od časa. V zaključni fazi lezenja pa se hitrost deformacije močno poveča, kar končno pripelje do porušitve.

8.1 Deformacija pri lezenju

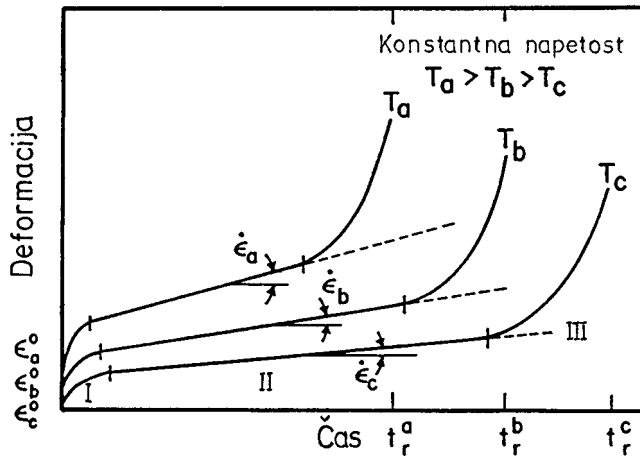
Tehnološki razvoj v 20. stoletju je za izdelavo zahtevnih naprav (parne in plinske turbine, nuklearni reaktorji, naprave v kemični in petrokemični industriji) zahteval kovinske materiale, odporne pri vedno višjih temperaturah. Vse našteve naprave obratujejo pri temperaturah 0,35 do 0,65 T_m , pri čemer je T_m temperatura tališča kovine v K. Pri teh temperaturah pa nastaja degradacija mehansko obremenjenih kovinskih materialov, katere posledica je časovno naraščajoča neelastična deformacija. Pojav imenujemo lezenje (*angl.: creep*). Pri dosednji obravnavi plastične deformacije kovin smo privzeli, da je pri konstantni temperaturi deformacija enolično določena z velikostjo zunanje napetosti oziroma da je neodvisna od časa. Ta privzetek je dopusten pri obravnavi plastične deformacije pri temperaturah pod 0,3 T_m , kjer zaradi majhnih deformacij navadno ne opazimo, da pri dolgo časa trajajoči konstantni obremenitvi deformacija s časom narašča, da torej material leze.

Za določitev inženirskih krivulj lezenja naredimo preskus, pri katerem je natezni preizkušanelec pri konstantni temperaturi obremenjen s konstantnim bremenom (v zadnjem času so se začeli uveljavljati tudi preskusi pri konstantni napetosti), merimo pa raztezek preizkušanca, to je njegovo pravo deformacijo ε v odvisnosti od časa, vse do loma preizkušanca. Slika 8.1 prikazuje odvisnost med deformacijo preizkušanca in časom pri konstantni temperaturi in treh različnih obremenitvah.

Slika 8.2 prikazuje odvisnost med deformacijo preizkušanca in časom pri konstantni obremenitvi in treh različnih temperaturah. Iz obeh diagramov se da sklepati, da po



Slika 8.1: Deformacija pri lezenju v odvisnosti od časa pri konstantni temperaturi in različnih obremenitvah



Slika 8.2: Deformacija pri lezenju v odvisnosti od časa pri konstantni obremenitvi in različnih temperaturah

začetni »trenutni« deformaciji (*angl.: instantaneous strain*, ϵ^0), ki jo povzroči obremenitev, lahko razdelimo krivuljo lezenja na tri značilna področja:

I – **primarno ali prehodno lezenje**, ki je posledica gibanja dislokacij in pri katerem je proces deformacijskega utrjevanja hitrejši od kateregakoli procesa poprave, tako da v tem stadiju hitrost lezenja zelo naglo pojema

II – **sekundarno lezenje**, pri katerem je hitrost poprave dovolj hitra, da vzdržuje ravnotežje deformacijskemu utrjevanju, tako da je lezenje stacionarno (*angl.: steady rate creep*). Ta stadij določa potek lezenja in odloča o primernosti nekega materiala za dolgotrajnejšo uporabo pri visokih temperaturah.

Raziskave razvoja mikrostrukture kovin so pokazale, da je v tem stadiju lezenja pomemben proces poprave poligonizacija. Značilnost tega stadija je tudi drsenje kristalnih mej, ki pa k celotni deformaciji prispeva manj kot 10 %. Kot rečeno, je deformacija v tem stadiju premo sorazmerna s časom, sorazmernostna konstanta pa je odvisna od temperature in obremenitve (napetosti). To je zato, ker so procesi poprave temperaturno in napetostno odvisni; temperaturna odvisnost je na primer posledica odvisnosti hitrosti difuzije od temperature. Hitrost lezenja v tem stadiju zato lahko zapišemo kot:

$$\dot{\epsilon}_s = A \left(\frac{\sigma}{E} \right)^m \exp \left(-\frac{Q_L}{kT} \right) \quad (8.1)$$

pri čemer je A konstanta, odvisna od strukture kovine (tudi od energije napake zloga), σ je delujoča napetost, E Youngov modul, m napetostni eksponent, Q_L aktivacijska energija za lezenje, k Boltzmannova konstanta, T pa je absolutna temperatura. Indeks s pri $\dot{\epsilon}_s$ pomeni, da gre za hitrost stacionarnega lezenja.

III – *terciarno lezenje*, pa je zadnja faza, v kateri se hitrost lezenja močno poveča, ker se močno poveča tudi kontrakcija (in s tem napetost pri sicer konstantni obremenitvi preizkušanca). Načeloma so zato možni vsi mehanizmi, ki povzročajo lom pri natezanju materiala pod $0,3 T_m$. Ta faza lezenja je povezana s tvorbo por in mikro-rzopok na mejah zrn, ki nastajajo bodisi z zlivanjem praznin na mejah zrn ali pa z drsenjem le-teh. Posledica je lahko tudi interkristalna narava preloma pri deformaciji, ki je znatno manjša od navadne pri konvencionalnem nateznem preskusu.

Posebej kaže poudariti, da se krivulje lezenja in s tem časi do loma, merjeni pri konstantni obremenitvi, drastično razlikujejo od onih, merjenih pri konstantni napetosti. Za inženirsko prakso so pomembne krivulje lezenja, izmerjene pri konstantni obremenitvi, kjer se presek preizkušanca s časom zmanjšuje (podobno, kot se zaradi lezenja na primer zmanjšuje presek stene cevi v parnem kotlu), za čisto teoretična razglabljanja, tudi za matematično modeliranje (FEM) pa so pomembnejše krivulje lezenja, izmerjene pri konstantni napetosti. Iz takšnih krivulj namreč deduciramo konstitutivne zakone lezenja.

Krivulje, prikazane na sliki 8.2, lahko zapišemo matematično v obliki:

$$\varepsilon_t = \varepsilon^0 + \varepsilon [1 - \exp(-mt)] + \dot{\varepsilon}_s t \quad (8.2)$$

kjer je ε^0 »trenutna« deformacija, $\dot{\varepsilon}_s t$ linearna funkcija časa, ki opisuje stacionarni stadij lezenja, izraz $\varepsilon [1 - \exp(-mt)]$ pa pomeni stadij I, pri čemer je m eksponentni časovni parameter in ε meja prehodnega lezenja. Enačba (8.2) ne zajema terciarnega stadija lezenja, kot konstitutivni zakon lezenja pa jo je prvi zapisal F. Garofalo (1960). Danes se v ta namen bolj uporablja Evansova projekcija θ , ki pa jo bomo razložili kasneje.

8.2 Mehanizmi lezenja

Pri lezenju sodelujejo štiri glavni procesi, ki jih že poznamo. To so:

- drsenje dislokacij, ki povzroča plastično tečenje
- plezanje dislokacij, ki sodeluje pri nastajanju podmej
- drsenje vzdolž mej zrn
- difuzija praznin.

Delež, ki ga prispeva k lezenju vsak od teh procesov, je odvisen od temperature in napetosti.

Lezenje v primarnem stadiju je povezano s popravo, čeprav lahko poteka tudi v območju temperatur, ki so prenizke za popravo (pri Al in Cu pod 200 K). Pojemajočo hitrost lezenja v primarnem stadiju je mogoče razložiti s tem, da potekajo procesi, ki ga povzročajo, vedno teže, ali z drugimi besedami, da postopoma zmanjkuje takšnih ovir (na primer gozdnih dislokacij – *angl.: forest dislocations*), ki jih drseče dislokacije še lahko premagajo. Dislokacije, ki se takoj po obremenitvi kovine ustavijo pred

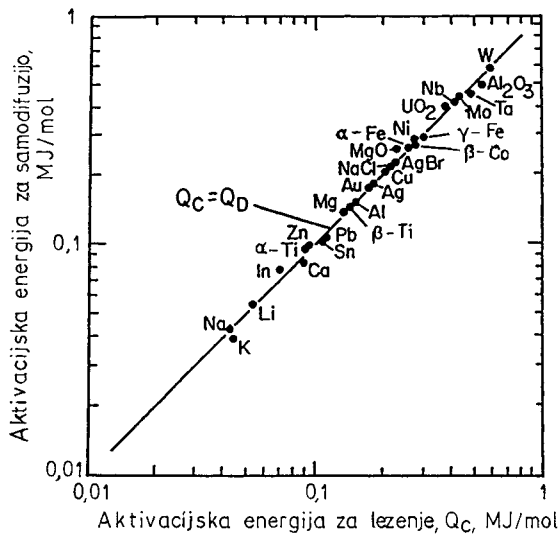
najšibkejšimi ovirami, bodo s termično aktivacijo zmogle preiti te ovire že po sorazmerno kratkem času. Težavnejše zapreke bodo premagane po ustrezno daljših časih. Pojavi, ki vodijo do zmanjšanja hitrosti lezenja med primarnim lezenjem ustrezajo v bistvu deformacijskim mehanizmom pri nateznem preizkusu, ki povzročajo deformacijsko utrjevanje. Čeprav je med stacionarnim lezenjem njegova hitrost konstantna, je očitno, da morajo v tem stadiju delovati nasproti utrjevalnim mehanizmom tisti mehanizmi, ki povečajo gibljivost dislokacij, saj je hitrost deformacijskega utrjevanja kompenzirana s hitrostjo poprave.

Zato da se prepreči deformacijsko utrjevanje, morajo imeti vijačni in robni odseki drsnih dislokacij možnost, da zapustijo nakopičenja pred ovirami. Robne dislokacije lahko to store s plezanjem. Čeprav je za ta proces potrebna večja aktivacijska energija kot za prečno drsenje, je hitrost stacionarnega lezenja določena s plezanjem robnih dislokacij. Zato je temperaturna odvisnost lezenja podana z $\exp(-Q_L/RT)$. Za plezanje dislokacij je seveda potrebna difuzija praznin, zato je razumljivo, da je za mnoge kovine aktivacijska energija za lezenje (v enačbi 8.1) enaka tisti za samodifuzijo:

$$Q_L = Q_{SD} \tag{8.3}$$

Zgornja trditev je dokumentirana z diagramom na sliki 8.3, ki prikazuje korelacijo med aktivacijsko energijo za visokotemperaturno lezenje in tisto za samodifuzijo za nekatere najvažnejše kovine.

Med stacionarnim lezenjem narašča z rastočo deformacijo gostota dislokacij. Pri tem postajajo dislokacijska omrežja bolj gosta, ker je razdalja med dislokacijami sorazmerna z $1/\sqrt{\rho}$. Istočasno skušajo dislokacije zmanjšati svojo energijo z medsebojno



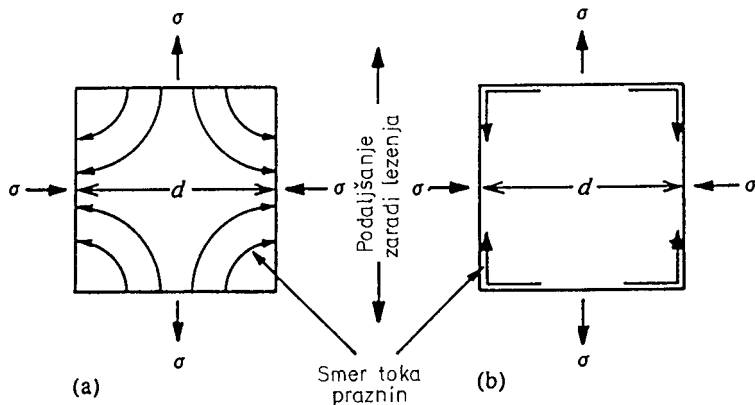
Slika 8.3: Korelacija med aktivacijsko energijo za lezenje pri visokih temperaturah in aktivacijsko energijo za samodifuzijo

anihilacijo in poligonizacijo, kar zvečuje periodo dislokacijskih omrežij. Zaradi tega poteka nadaljnja deformacija s hitrostjo, pri kateri je zmanjševanje periode ravno izravnano z njenim zvečanjem zaradi procesov poprave, ali drugače povedano: plezanje dislokacij iz notranjosti kristala na meje podzrn preprečuje nadaljnje deformacijsko utrjevanje. Mikrostrukturne preiskave lezenja potrjujejo nastanek podzrn v zrnih in konstantno gostoto dislokacij v njih.

Med stacionarnim lezenjem poteka poligonizacija pri nižjih temperaturah kot pri statični popravi. To je mogoče zato, ker med lezenjem nastajajo znatne koncentracije pragov zaradi sekanja stacionarnih dislokacij. Ob teh pragovih nastajajo praznine, potrebne za plezanje dislokacij med poligonizacijo. Zaradi relativno velikih koncentracij teh praznin je poligonizacija mnogo hitrejša kot med stacionarno popravo, ko pragovi nastajajo s termično aktivacijo. Pri tem procesu je pomembna tudi energija napak zloga. Pri kovinah z veliko γ_{NZ} je energija, potrebna za tvorbo praga, majhna (velika konstanta A v enačbi 8.1). Zato je $\dot{\epsilon}$ tem večja, čim večji je γ_{NZ} kovine.

V področju stacionarnega lezenja je torej hitrost lezenja uravnana s hitrostjo prehoda dislokacij čez ovire. Hitrost plezanja dislokacij je odvisna od difuzije praznin med dislokacijami, ki jih oddajajo oziroma absorbirajo. Zaradi odvisnosti hitrosti lezenja od difuzije je razumljivo, da je za odpornost proti lezenju potrebna velika Q_{SD} . Zato so pri visokih temperaturah avstenitna jekla boljše od feritnih.

Omenili smo že, da je za povečanje hitrosti lezenja v terciarnem stadiju možnih več vzrokov. Poleg trivialnega, da se zaradi kontrakcije povečata σ in $\dot{\epsilon}$, so načeloma možni vsi mehanizmi, ki povzročajo lom pri natezni obremenitvi materiala pod $0,3 T_m$. Zaradi visokih temperatur in dolgih preizkusnih časov pa poleg tega lahko potekajo v materialu procesi, ki zmanjšujejo odpornost proti lezenju. Značilni primer za to je rast izločkov v izločevalno utrjenih zlitinah. Zato je potrebno, da je pri lezenju mehansko stabilno stanje obenem tudi čim bolj termodinamsko stabilno.



Slika 8.4: Shematski prikaz difuzijskega lezenja v kristalnih zrnih velikosti d . (a) Herring-Nabarrovo lezenje: praznine potujejo skozi zrna. (b) Coblovo lezenje: praznine potujejo vzdolž kristalnih mej

Pri lezenju polikristalnih materialov imajo lahko, kot smo to že ugotovili, pomembno vlogo tudi meje zrn, in sicer zaradi drsenja po mejah zrn in kot izviri praznin. Hall-Petchova enačba pokaže, da so drobnozrnate kovine trdnjše od grobozrnatih, vendar to velja le pri nizkih temperaturah. Pri visokih temperaturah je stanje ravno nasprotno. Nad temperaturo, pri kateri postanejo atomi znatneje gibljivi, je meja zrna oslABLJENO področje v kovini. Vzrok za to je shematično prikazan na sliki 8.4a. Pri enoosnem nategu se zaradi kontrakcije v prečni smeri razdalje med atomi vzdolž vertikalnih mej zrn zmanjšajo, vzdolž horizontalnih pa zvečajo. Posledica tega je difuzija atomov z vertikalnih na horizontalne meje in postopna deformacija kovine. Razumljivo je, da je lezenje po tem mehanizmu – namreč po mehanizmu difuzijskega lezenja, to je mehanizmu migracije praznin, ki ne vključuje gibanja dislokacij – tem intenzivnejše, čim manjša so zrna, kar pomeni večjo mejno površino in več izvirov in ponorov za atome. Še pomembnejše je dejstvo, da so v fino zrnati kovini difuzijske razdalje krajše. Opisani mehanizem se imenuje mehanizem **Herring-Nabarro**, zanj pa je značilna hitrost lezenja, sorazmerna z $1/d^2$, pri čemer smo z d označili velikost kristalnih zrn. Namesto migracije praznin skozi kristalna zrna vzdolž smeri delovanja napetosti, lahko nastane tudi migracija praznin vzdolž kristalnih mej, kot je to shematsko prikazano na sliki 8.4b. V takšnem primeru govorimo o **Coblovm lezenju**, pri katerem je hitrost lezenja sorazmerna celo z $1/d^3$. V obeh navedenih primerih difuzijskega lezenja torej niso želeno drobna kristalna zrna.



Napravi za merjenje lezenja pri konstantni obremenitvi na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

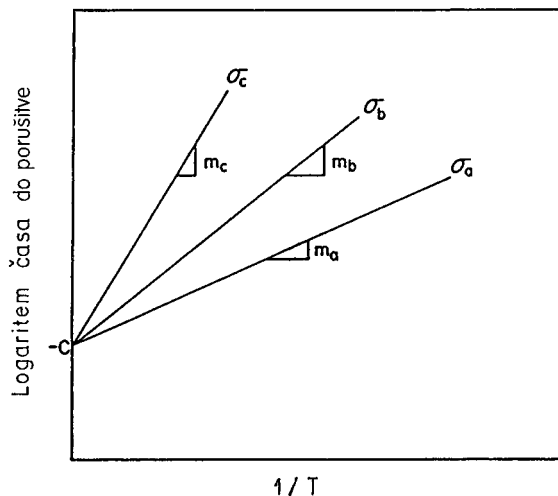
8.3 Določanje trajanja lezenja s parametričnimi metodami

Pri lezenju so lahko dvomljive korelacije med lastnostmi (*angl.: properties*) in zmogljivostjo (*angl.: performance*) uporabljenih zlitin; pri nekaterih aplikacijah želimo namreč poznati zmogljivost pri dolgotrajni uporabi (20 let in več), poznamo pa le lastnosti iz krajšega obdobja (poznamo na primer le sekundarno hitrost lezenja). Zato so bile razvite ekstrapolacijske metode za napovedovanje kvalitete uporabljenih zlitin na osnovi rezultatov kratkotrajnih preskusov. V zadnjih 30 letih so bile v ta namen razvite številne parametrične metode; tri najbolj znane so: Larson-Millerjeva, Manson-Haferdova in Sherby-Dornova.

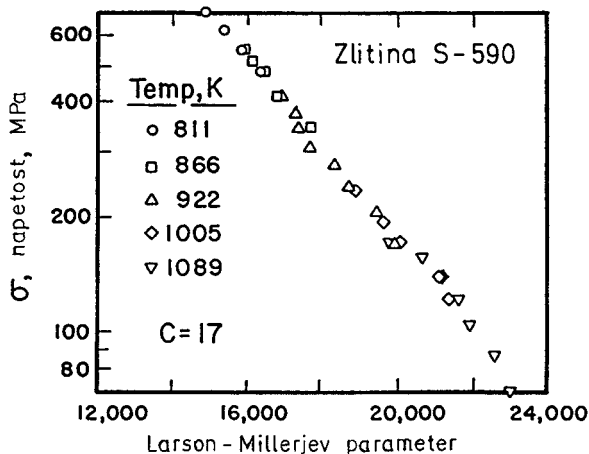
Leta 1952 sta Larson in Miller predložila korelacijsko metodo, ki povezuje temperaturo T v K s časom do porušitve t , in s konstantno inženirsko napetostjo σ . Ustrezna enačba ima obliko:

$$T (\log t_r + C) = m \tag{8.4}$$

pri čemer je C konstanta, odvisna od zlitine, m pa je parameter, odvisen od napetosti. Če je za neko zlitino znana konstanta C , lahko najdemo m z enim samim preizkusom. Na osnovi tega rezultata pa lahko nato napovemo čas do porušitve pri katerikoli temperaturi, vse dokler je uporabljena enaka inženirska napetost. Uporabljamo torej naslednji postopek. Če želimo poznati čas do porušitve pri določeni napetosti σ_a in temperaturi T_a , napravimo preizkus pri $T_b > T_a$ in napetosti σ_a . S substituiranjem dobljene vrednosti v enačbo (8.4) dobimo m . Omenjeni preizkus seveda daje krajši čas do loma, saj se čas do loma skrajšuje s povečevanjem temperature pri konstantni napetosti. Na sliki 8.5 so shematsko prikazane premice za različne napetosti. Ta diagram grafično prikazuje enačbo (8.4).



Slika 8.5: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Larson-Millerju za tri različne inženirske napetosti



Slika 8.6: Generalizirana krivulja za Larson-Millerjev parameter m za zlitino Cr-Ni-Co s sestavo, navedeno v tekstu. $C = 17$ [iz R. M. Goldhoff, *Materials and Design Eng.*, 49 (1959), 93]

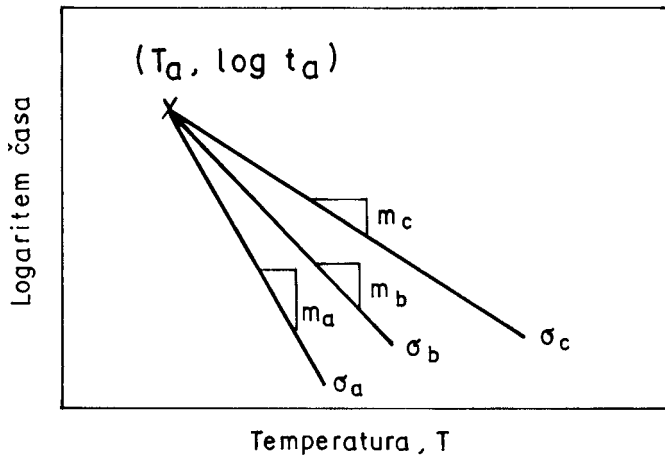
Ugotovimo lahko, da C ni odvisen od napetosti, je namreč določen s presečiščem premic. Po drugi strani pa ima vsaka premica svoj naklon m , ki je odvisen od napetosti. Pri določeni napetosti potrebujemo le dve točki, da določimo C in m . Ker je C za neko zlitino konstantna količina, lahko konstruiramo generalizirano krivuljo (*angl.: master curve*), ki prikazuje odpornost neke zlitine proti lezenju v določenem temperaturnem in napetostnem področju. Za zgled je na sliki 8.6 prikazana takšna »master curve« za zlitino z naslednjo kemijsko sestavo v mas. %: 0,4 C, 0,4 Si, 1,5 Mn, 20 Cr, 20 Ni, 20 Co, 4 Mo, 4 W, ostalo (do 100%) pa je Fe, in sicer med 811 in 1089 K; točke so se strnile v eno samo linijo, ko je bila uporabljena pravilna vrednost C (17 na logaritemski skali s časom v urah). Iz takšne krivulje lahko dobimo čas do loma za katerokoli temperaturo in napetost.

Kmalu za Larsonom in Millerjem sta Manson in Haferd predstavila rezultate svojih raziskav, ki se niso ujemale z enačbo (8.4), v naslednjem:

1. Premice se niso sekale na ordinatni osi ($1/T = 0$), ampak v neki specifični točki (t_a, T_a).
2. Boljša linearizacija je bila dobljena, če so bili rezultati prikazani kot $\log t_r$ proti T namesto $\log t_r$ proti $1/T$. To je vodilo Mansona in Haferda, da sta predložila naslednjo enačbo:

$$\frac{\log t_r - \log t_a}{T - T_a} = m \quad (8.5)$$

Enačba (8.5) je grafično prikazana v diagramu na sliki 8.7. Uporabljamo enako ekstrapolacijsko metodo kot pri Larson-Millerju. T_a in t_r sta konstanti, m pa je odvisen od napetosti. Časa t_r in t_a se navadno izražata v urah.

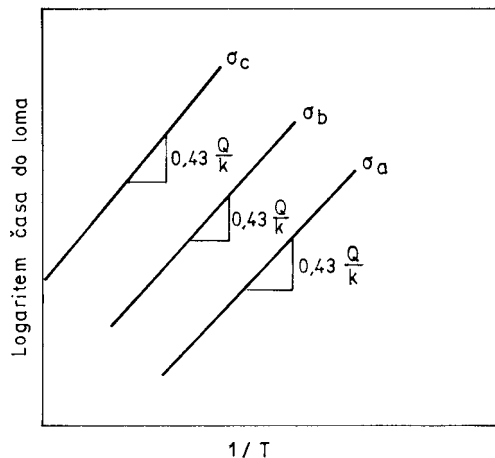


Slika 8.7: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Manson-Haferdu za tri različne napetosti

Znaten uspeh je imela tudi metoda Orr-Sherby-Dorn, ki stoji na temeljnih raziskavah Sherbyja in Dorna s sodelavci. Ugotovili so, da velja:

$$\ln t_r - \frac{Q_L}{RT} = m \quad (8.6)$$

pri čemer je Q_L aktivacijska energija za lezenje (tj. za samodifuzijo), m je Sherby-Dornov parameter, t_r pa je čas do loma. Diagram na sliki 8.8 grafično prikazuje ta parameter. Razlikuje se od Larson-Millerjevega parametra po tem, da so premice enake napetosti (*angl.: isostress lines*) vzporedne.



Slika 8.8: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Sherby-Dornu za tri različne napetosti

Enačba (8.6) ima temeljno veljavo. Eksperimentalno je bila namreč ugotovljena Monkman-Grantova odvisnost [*Proc. ASTM, 56 (1956), 593*], po kateri je – za veliko število zlitin – minimalna hitrost lezenja $\dot{\epsilon}_s$ obratno sorazmerna s časom do loma t_r :

$$\dot{\epsilon}_s t_r = k' \quad (8.7)$$

V zgornji enačbi je k' konstanta.

Uporabimo sedaj enačbo (8.1), ki nakazuje, da je lezenje termično aktiviran proces in da hitrost lezenja narašča eksponentialno s temperaturo. Potem je pri konstantni napetosti:

$$\dot{\epsilon}_s = A' \exp\left(-\frac{Q_L}{kT}\right) \quad (8.8)$$

S substituiranjem enačbe (8.7) v enačbo (8.8) dobimo:

$$t_r = \frac{k'}{A'} \exp\left(\frac{Q_L}{kT}\right)$$

in po logaritmiranju:



Preskusna naprava »small punch« za merjenje lezenja drobnih preizkušancev na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani

$$\ln t_r - \ln \left(\frac{k'}{A'} \right) = \left(\frac{Q_L}{kT} \right)$$

Pretvorimo v desetiške logaritme ter pišimo $\log(k'/A') = m$ pa dobimo:

$$\log t_r - m = 0,43 \left(\frac{Q_L}{kT} \right)$$

Naklon premic v diagramu na sliki 8.8 je torej $0,43 \cdot Q_L/k$. Če poznamo aktivacijsko energijo za samodifuzijo (enačba 8.3) in eno točko premice, najdemo vse druge točke.

Povejmo še, da smo za Q uporabljali džul na atom. Če bi uporabljali džul na mol ali na gram atom, bi morali namesto k pisati splošno plinsko konstanto R ($8,314 \text{ J/mol K}$).

V tabeli 8-I so prikazane ocenjene vrednosti konstant za vse tri parametrične enačbe, in sicer za nekaj inženirskih zlitin.

Tabela 8.1: Ocenjene vrednosti konstant za vse tri parametrične enačbe za nekaj inženirskih zlitin

Material	Sherby-Dorn Q kJ/mole	Larson-Miller C	Manson-Haferd	
			T_a, K	$\log t_a$
Jekla in nerjavna jekla	≈ 400	≈ 20	–	–
Čisti aluminij in zlitine	≈ 150	–	–	–
Hitrorezno jeklo S-590	350	17	172	20
Nerjavno jeklo za povišane temperature A-286	380	20	367	16
Super zlitina Nimonic 81A	380	18	311	16
Jeklo 1Cr-1Mo-0,25V	460	22	311	18

Zgled 8.1

Izračunajte čas do loma za jeklo 1Cr-1Mo-0,25V, ki leze pri temperaturi 650 °C in napetosti 100 MPa, in sicer po Larson-Millerjevi, Sherby-Dornovi in Manson-Haferdovi metodi. Upoštevajte, da čas do loma pri nateznem preskušanju lezenja pri enaki napetosti in temperaturi 750 °C dosega le 20 ur.

Rešitev: Larson-Millerjeva enačba ima obliko: $T(\log t_r + C) = m$. Iz tabele 8-I dobimo za C vrednost 22. Temperaturi 750 °C ustreza 1023 K, za t_r pa vstavimo 20 ur. Torej bo:

$$m = 1023 \cdot (\log 20 + 22) = 2,4 \cdot 10^4$$

Pri 650 °C, to je 923 K, bo torej:

$$923 (\log t_r + 22) = 2,4 \cdot 10^4$$

Iz tega dobimo:

$$t_r = 6,7 \cdot 10^3 \text{ ur}$$

Sherby-Dornova enačba ima obliko: $\ln t_r - (Q/kT) = m$. Iz tabele 8-I odčitamo $Q = 460 \text{ kJ/mol}$. Ker je aktivacijska energija Q izražena v džulih na mol, moramo namesto Boltzmannove konstante k uporabiti splošno plinsko konstanto R . Pri temperaturi 750 °C = 1023 K in času $t_r = 20$ ur torej dobimo:

$$m = \ln 20 - \frac{460 \cdot 10^3}{8,314 \cdot 1023} = -51,1$$

Iz tega izhaja:

$$\ln t_r = m + \frac{Q}{RT} = -51,1 + \frac{460 \cdot 10^3}{8,314 \cdot 923}$$

in:

$$t_r = 6,9 \cdot 10^3 \text{ ur}$$

Nazadnje uporabimo še Manson-Haferdovo enačbo: $(\log t_r - \log t_a)/(T - T_a) = m$. Iz tabele 8-I odčitamo $T_a = 311 \text{ K}$ in $\log t_a = 18$. Pri temperaturi 750 °C = 1023 K in času $t_r = 20$ ur dobimo:

$$m = \frac{\log 20 - 18}{1023 - 311} = -0,023$$

Pri temperaturi 650 °C = 923 K imamo:

$$\frac{\log t_r - 18}{923 - 311} = -0,023$$

iz česar izhaja:

$$\log t_r = 3,924$$

in

$$t_r = 8,4 \cdot 10^3 \text{ ur}$$

Prikazani zgled je vzet iz tuje strokovne literature. Pri medsebojni primerjavi treh metod za izračunavanje časa do loma je bila uporabljena ekstrapolacija s temperature 750 °C do temperature eksploatacije 650 °C, torej iz področja γ -železa v področje α -železa. Takšna ekstrapolacija iz enega v drugo strukturno področje pa načeloma ni dovoljena. Zanesljivejše rezultate bi dobili, če bi v računih uporabili čas do loma pri preskušanju lezenja pri eksploatacijski natezni napetosti in pri temperaturi, ki ne presega 720 °C.

8.4 Določanje trajanja lezenja z Evansovo projekcijo θ

Lezenje in porušitev zaradi tega sta glavna faktorja, ki določata trajnost materiala, ki je izpostavljen hkratnim mehanskim in toplotnim obremenitvam v energetskih objektih. Kovinskemu materialu, ki je izpostavljen povišanim temperaturam, se slabšajo mehanske lastnosti, zato je ključnega pomena za varno obratovanje napovedovanje časa, do katerega bo material še imel zahtevane lastnosti.

Novi koncepti opisovanja lezenja ne temeljijo več na stacionarnosti procesov, temveč upoštevajo, da se tudi pri visokih temperaturah ta stanja ne vzpostavijo, zato ne govorimo več o stacionarni hitrosti lezenja, temveč o njeni minimalni hitrosti. Opisovanje sekundarne faze lezenja kot stacionarnega procesa je nekdanje nedvomno pomenilo napredek, vendar danes pomeni oviro za nadaljnji razvoj. K razvoju novih konceptov so veliko prispevala natančna opazovanja preizkusov lezenja pri konstantni napetosti.

Omenili smo že različne parametrične metode, ki so jih uporabljali za napovedovanje dobe trajanja termoenergetskih komponent, izpostavljenih lezenju. Vse te metode imajo podobne slabosti; za zanesljivo napovedovanje je namreč možna ekstrapolacija rezultatov le do trikratnega časa trajanja najdaljšega, še zanesljivega preizkusa. Ugotovitev se nam ne sme zdeti nenavadna, saj je popolnoma razumljivo, da mikromehanizmi lezenja na primer pri 750 °C ne morejo biti nujno enaki onim pri 650 °C (glej prejšnji računski primer za ilustracijo vseh treh parametričnih metod). Navsezadnje že struktura jekla ni enaka in je zato ekstrapolacija dvomljiva. Opisane omejitve parametričnih metod so postale velika ovira predvsem za razvoj novih materialov, ki bi morali pred praktično uporabo preiti dolgotrajna preizkušanja. Parametrične metode so tudi neprimerne za uporabo v sodobnih numeričnih simulacijah lezenja. Nov koncept opisovanja lezenja v obliki tako imenovane projekcije θ so predložili R. W. Evans, J. D. Parker in B. Wilshire (*Recent advances in creep and fracture of engineering materials and structures*; Ed. by: B. Wilshire, D. R. J. Owen, Pineridge Press, Swansea, 1982, 135). Glavni razlog za uveljavitev njihovega

koncepta je dejstvo, da upošteva mikromehanizme lezenja, nasprotno od drugih metod, ki temeljijo predvsem na statistični analizi velike količine rezultatov preizkusov lezenja in upoštevaajo le najbolj trivialno Arrheniusovo soodvisnost med temperaturo in časom (enačba 8.1).

V skladu s projekcijo θ zapišemo deformacijo pri lezenju v odvisnosti od časa kot:

$$\varepsilon = \theta_1 [1 - \exp(-\theta_2 t)] + \theta_3 [\exp(\theta_4 t - 1)] \quad (8.9)$$

pri čemer so θ_i ($i = 1$ do 4) parametri, odvisni od temperature in napetosti:

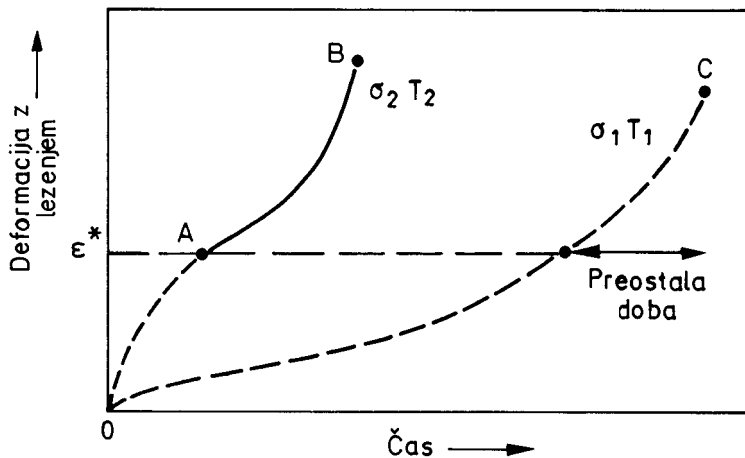
$$\ln \theta_i = a_i + b_i \sigma + c_i T + d_i \sigma T \quad (8.10)$$

kjer so a_i , b_i , c_i , d_i koeficienti, ki jih določimo eksperimentalno. Po obliki popolnoma identična enačbi (8.10) je tudi enačba za lomno duktilnost ε_f pri lezenju.

Velika prednost parametrov θ je linearna odvisnost $\ln \theta_i$ od napetosti, kar omogoča zanesljivejšo ekstrapolacijo. Ekstrapolacija k daljšim časom je omejena s temperaturnim intervalom, v katerem so bili izvedeni preizkusi, na podlagi katerih smo določili koeficiente enačbe (8.10).

Izkaže se, da obravnava projekcija θ – nasprotno od klasičnega opisovanja lezenja – lezenje kot rezultat dveh nasprotujočih si procesov. Prvi določa primarno lezenje, za katerega je značilno zmanjševanje hitrosti lezenja (prvi člen v enačbi 8.9), drugi pa terciarno lezenje, med katerim se hitrost močno poveča (drugi člen v enačbi 8.9). Druga faza lezenja je torej le kvazi ravnotežje med obema vplivoma. Evans in Wilshire sta parametre θ_i tudi povezala z ustreznimi aktivacijskimi energijami.

Prednosti projekcije θ lahko s pridom izkoristimo pri napovedovanju preostale dobe trajanja materiala. Pri tem ne uporabimo t. i. Robinsonovega pravila, ki upošteva



Slika 8.9: Shematski diagram prikazuje krivuljo lezenja materiala pri obratovnih razmerah (σ_1, T_1) ter krivuljo lezenja pospešenega preizkusa lezenja (σ_2, T_2). Izračunana krivulja za razmere pospešenega preizkusa lezenja (O-B) in eksperimentalna krivulja (A-B) določata deformacijo, nastalo z lezenjem ε^* .



Cevovodi kolektorjev pare v Termoelektrarni Šoštanj so izpostavljeni predvsem lezenju

časovno utrjevanje materiala, ampak predpostavimo njegovo deformacijsko utrjevanje. Primerjava obeh metod je pokazala, da je povprečna ocena preostale dobe trajanja po obeh metodah enaka, vendar je raztros rezultatov, dobljenih s projekcijo θ , bistveno manjši. Oceno preostale dobe trajanja materiala, ob predpostavki deformacijskega utrjevanja materiala, shematsko prikazuje slika 8.9.

Ob poznanju koeficientov enačb (8.10) za izvorni material lahko računsko določimo krivulje lezenja za razmere pospešenega preizkusa lezenja vzorcev iz materiala v eksploataciji (krivulja O-B na sliki 8.9). S primerjavo eksperimentalne krivulje lezenja vzorcev iz materiala v eksploataciji (krivulja A-B) in računске (krivulja O-B) lahko določimo deformacijo, nastalo z lezenjem, do odvzema vzorca, ϵ^* , in sicer tako, da se točka B s krivulje A-B ujame z identično točko B na krivulji O-B. Če se preselimo na krivuljo lezenja, ki jo izračunamo za obratovalne razmere (krivulja O-C), lahko ob upoštevanju deformacijskega utrjevanja enostavno določimo preostalo dobo trajanja materiala, ki je enaka razliki med celotno dobo trajanja materiala in časom, potrebnim za dosego deformacije z lezenjem ϵ^* .

Rezultate določanja preostale dobe trajanja s projekcijo θ lahko uporabimo tudi za določanje obratovalnih razmer, pri katerih bo komponenta varno delovala zahtevan čas.

To pa je tudi osnovni namen tega poglavja, ki je s tem zaključeno.

LEZENJE IN UTRUJANJE

Deformacija pri povišanih temperaturah je le redko posledica čistega lezenja in prav tako čistega utrujanja. Praviloma gre za interakcijo teh dveh procesov, kot na primer pri malocikličnem utrujanju zaradi termičnih šokov. S to vrsto obremenjevanja moramo torej računati pri reaktorskih tlačnih posodah, parnih turbinah in pri drugih napravah v energetiki; z eno besedo, povsod tam, kjer so ciklične obremenitve termičnega izvora. K nastajanju in akumuliranju ireverzibilnih poškodb v materialu, kar progresivno skrajšuje dobo trajanja elementov strojev in konstrukcij, v takšnem primeru prispeva kombinacija obeh procesov, lezenja in utrujanja.

9.1 Akumuliranje poškodb in doba trajanja

Porabljeno dobo trajanja lahko v primeru **čistega lezenja** določimo na primer z linearnim Robinsonovim pravilom [E. L. Robinson: *Trans. ASME (E)*, 74 (1952), 777]:

$$\sum_i \frac{t_i}{t_{i,\text{cel}}} = 1 \quad (9.1)$$

pri čemer je t_i že porabljen čas pri i -ti kombinaciji napetosti in temperature, $t_{i,\text{cel}}$ pa je celoten čas obratovanja v teh razmerah.

Ulomek v zgornji enačbi pomeni delež porabljene dobe trajanja pri i -tih pogojih obratovanja, s seštevanjem preko vseh i -jev pa dobimo kumulativni delež že porabljene dobe trajanja. Do porušitve zaradi lezenja po Robinsonu pride, ko vsota deležev doseže vrednost 1. Robinsonovo pravilo relativno dobro velja le v primeru, ko je prevladujoča deformacija v področju stacionarnega lezenja, manj pa v drugih primerih. Poleg tega pravila se uporabljajo za določevanje preostale dobe trajanja pri lezenju še druge metode, ki upoštevajo bodisi časovno, bodisi deformacijsko utrjevanje (na primer različne parametrične metode).

Opisano Robinsonovo pravilo je pravzaprav izšlo iz podobnega pravila, ki ga je že leta 1924 predložil Palmgren in kasneje razvil Miner [M. A. Miner: *J. appl. Mech.*, 12 (1945), A159-A164] za napovedovanje preostale dobe trajanja v primeru **čistega utrujanja**. Palmgren-Minerjevo pravilo pravi, da se poškodbe v materialu pri utrujanju seštevajo in akumulirajo, tako kot se seštevajo že porabljeni deleži dobe trajanja zaradi utrujanja pri različnih razmerah eksploatacije (*angl.: linear cumulative damage rule*):

$$\sum_j \frac{N_j}{N_{j,\text{cel}}} = 1 \quad (9.2)$$

Pri tem pomeni N_j število že opravljenih nihajev pri obratovanju pod j -timi razmerami (srednja napetost, napetostno razmerje R), $N_{j,\text{cel}}$ pa je celotno število nihajev do loma pri teh obratovalnih razmerah. Pri malocikličnem utrujanju lahko $N_{j,\text{cel}}$ določimo na primer kar s Coffin-Mansonovim zakonom (7.9). Porušitev zaradi utrujanja nastane, ko seštevanje preko vseh j -jev da kumulativno vrednost 1 oziroma to vrednost preseže. Palmgren-Minerjevo pravilo se mnogo uporablja zaradi svoje enostavnosti, vendar pa so bili v praksi opaženi mnogi odmiki od tega pravila. Zato so tudi bile predložene različne modifikacije izraza (9.2) oziroma druge t. i. »cumulative damage«-teorije (na primer Corten-Dolanova teorija, Marinova teorija ali pa Manson Double Linear Damage Rule, ki smo ga že uporabili pri lomnomehanski analizi železniškega mostu).

Za opis interakcije med lezenjem in utrujanjem ter za napovedovanje porušitve pri kombinaciji lezenja in utrujanja se uporabljajo različni načini, od katerih so najvažnejši naslednji:

- a) pravilo linearnega akumuliranja poškodb
- b) Coffinova frekvenčna prilagoditev enačbe za deformacijski interval
- c) metoda celotnega časa do loma v odvisnosti od trajanja enega nihaja
- č) metoda delitve deformacijskega intervala.

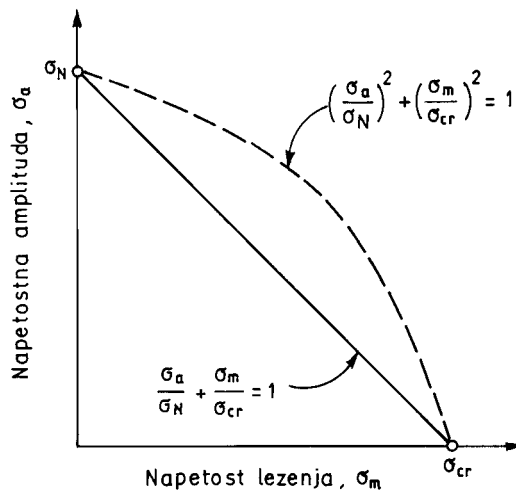
9.2 Pravilo linearnega akumuliranja poškodb

To pravilo ločeno obravnava poškodbe zaradi lezenja in tiste zaradi utrujanja, čeprav nastopata sočasno. Skupni obseg obeh vrst medsebojno neodvisnih poškodb pri kombinaciji lezenja in utrujanja dobimo kar z enostavnim seštevanjem pripadajočih porabljenih deležev dobe trajanja ene in druge vrste:

$$\sum_i \frac{t_i}{t_{i,cel}} + \sum_j \frac{N_j}{N_{j,cel}} \leq 1 \quad (9.3)$$

torej z izrazom, ki je sinteza Robinsonovega in Palmgren-Minerjevega pravila. Ta način se uporablja v ASME-priporočilih za tlačne posode jedrskih reaktorjev in je dobil široko uporabo tudi v termoenergetiki. Podjetje ABB-Sultzer na primer predpisuje uvedbo neporušnih kontrolnih preiskav aktivnih termoenergetskih komponent že, ko skupna vsota (9.3) doseže vrednost 0,6 (oziroma, ko drugi člen v skupni vsoti doseže vrednost 0,5). Podoben prijem je uporabilo tudi podjetje Babcock.

Postopek, ki se včasih uporablja za napovedovanje porušitve pri ciklično delujočem obremenjevanju pri povišani, a konstantni temperaturi (*angl.: iso-thermal cyclic stressing*), temelji na predpostavki, da je lezenje kontrolirano s srednjo napetostjo σ_m ,



Slika 9.1: Diagram za napovedovanje porušitve pri kombinaciji lezenja in utrujanja pri konstantni temperaturi

utrujanje pa z napetostno amplitudo σ_a . Razmere so prikazane v diagramu na sliki 9.1, ki je podoben Goodmanovemu diagramu, in iz katerega sledi, da porušitev lahko napovemo z linearno kombinacijo učinkovanja obeh procesov. V tem diagramu pomeni σ_N mejno trajno trdnost materiala pri projektiranem številu nihajev (ima torej podobno vlogo kot maksimalna izmenična napetost v Goodmanovem diagramu), σ_{cr} pa pomeni trajno trdnost pri lezenju, določeno bodisi na osnovi še dopustne deformacije pri lezenju bodisi na osnovi projektiranega časa do porušitve (ima podobno vlogo kot maksimalna srednja napetost v Goodmanovem diagramu, pri kateri je izmenična napetost enaka nič, $\sigma_{m, \max} = \sigma_u$).

Pravilo linearnega akumuliranja poškodb se v tem primeru glasi takole: Porušitev pri kombinaciji izotermičnega lezenja in utrujanja nastane, ko je izpolnjen pogoj:

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_N} + \frac{\sigma_m}{\sigma_{cr}} \geq 1 \quad (9.4)$$

V diagramu na sliki 9.1 pa je prikazana tudi eliptična odvisnost oblike:

$$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_N}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{cr}}\right)^2 \geq 1 \quad (9.5)$$

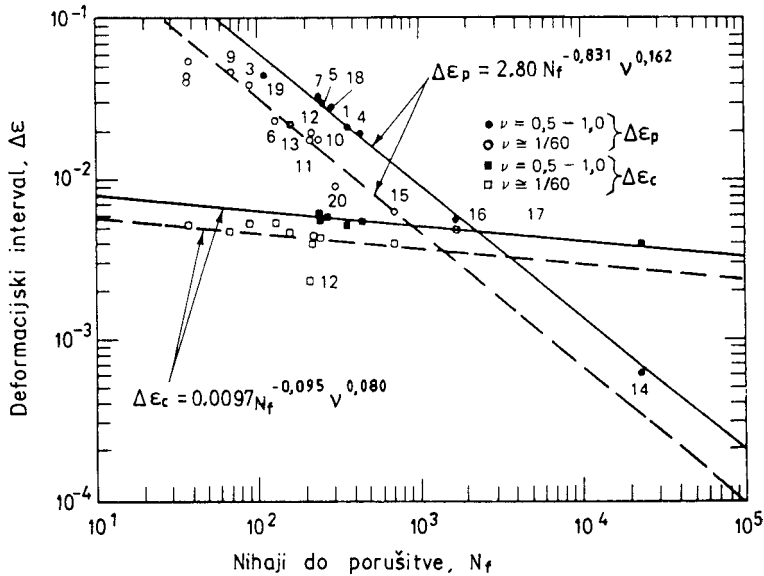
Linearno pravilo (9.4) je navadno (a ne vedno) konzervativno. Pri visokih temperaturah pa je ocena z lezenjem porabljenega deleža dobe trajanja – na primer pri aluminijevih zlitinah – bližja dejanskim rezultatom, če je uporabljena eliptična odvisnost (9.5).

9.3 Coffinova frekvenčna prilagoditev deformacijskega intervala

Gre za frekvenčno modificiran izraz za deformacijsko amplitudo oziroma za deformacijski interval (*angl.: strain-range*), ki ga je razvil Coffin z vključitvijo od frekvence ν (nihaji na minuto) odvisnega faktorja v osnovno Manson-Coffinovo enačbo. Na ta način je – za primer visokotemperaturnega utrujanja – zajel vpliv časovne odvisnosti. Dobil je enačbo:

$$\Delta \epsilon = A (N_f)^a \nu^b + B (N_f)^c \nu^d \quad (9.6)$$

v kateri prvi člen na desni pomeni elastično komponento deformacijskega intervala, drugi pa plastično komponento. Konstante A , B , a , b , c in d v enačbi (9.6) za izbrani material in izbrano temperaturo eksploatacije določimo na osnovi eksperimentalno pridobljenih podatkov z regresijsko analizo. Ko so konstante eksperimentalno iz vrednotene, poznamo odvisnost med celotnim deformacijskim intervalom $\Delta \epsilon$ in številom nihajev do loma N_f . V diagramu na sliki 9.2 je prikazan primer takšne analize za rotor iz jekla 1Cr – 1Mo – 1/4V pri temperaturi 538 °C. Za ta primer so bile



Slika 9.2: Elastično in plastično deformacijsko območje v odvisnosti od števila nihajev do loma za rotorsko jeklo 1Cr – 1Mo – 1/4V pri temperaturi 538 °C na zraku z vrčtanimi eksperimentalno dobljenimi točkami ter linijami najboljšega prilagajanja po Coffinovi frekvenčno modificirani metodi deformacijskega intervala

empirično ugotovljene naslednje konstante: $A = 0,0097$, $B = 2,80$, $a = -0,095$, $b = 0,080$, $c = -0,831$ in $d = 0,162$.

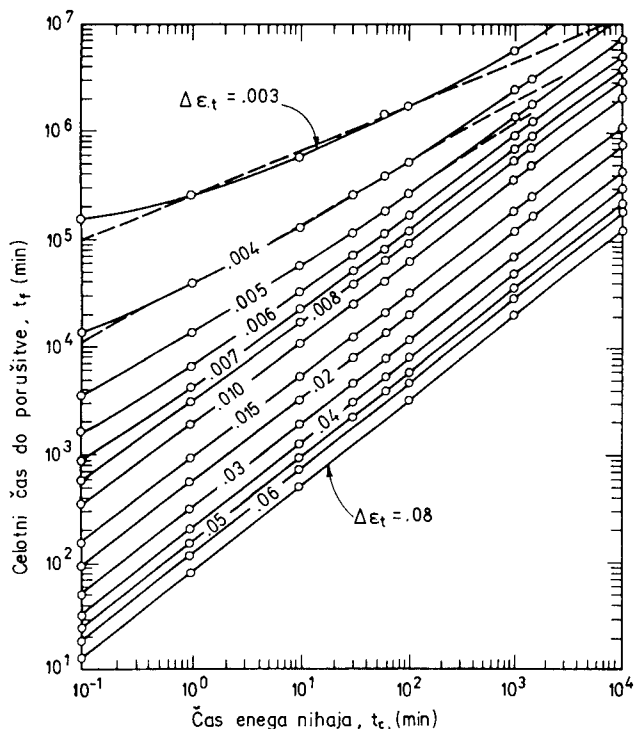
Opisana metoda je sicer uporabna za mnoge primere utrujanja pri visokih temperaturah, jo je pa težko uporabiti za kompleksne kombinacije lezenja in utrujanja. Poleg tega je problematično tudi veliko število konstant, ki jih je treba eksperimentalno določiti.

9.4 Celotni čas do porušitve v odvisnosti od trajanja enega nihaja

Celotni čas do porušitve v odvisnosti od trajanja enega nihaja lahko zapišemo v obliki:

$$t_f = \frac{N_f}{v} = C (t_c)^k \quad (9.7)$$

pri čemer je t_f celotni čas do porušitve v minutah, v frekvenca v nihajih na minuto, N_f celotno število nihajev do porušitve, $t_c = 1/v$ pa je čas za en nihaj (v minutah). C in k sta konstanti za določen material pri določeni temperaturi in za določen skupni



Slika 9.3: Spreminjanje celotnega časa do loma v odvisnosti od trajanja enega nihaja za različna celotna deformacijska območja. Diagram velja za rotorsko jeklo 1Cr-1Mo-1/4V pri temperaturi 538 °C na zraku.

deformacijski interval (deformacijsko amplitudo). V diagramu na sliki 9.3 je prikazana odvisnost med t_f in t_c za že omenjeno jeklo 1Cr – 1Mo – 1/4V, iz katerega je bil izdelan rotor. Za deformacijski interval 0,006 in več so črte v diagramu premice in je zato enačba (9.7) veljavna. Pri ožjih deformacijskih intervalih pa enačba (9.7) seveda ne velja. Korelacijsko formulo (9.7) sta objavila Conway in Berling, in sicer na osnovi podatkov za malociklično utrujanje z vključenimi zastoji [Conway, J. B. and Berling J. T.: *Metallurgical Transactions*, 1 (1970) 1, 324–325].

9.5 Metoda delitve deformacijskega intervala

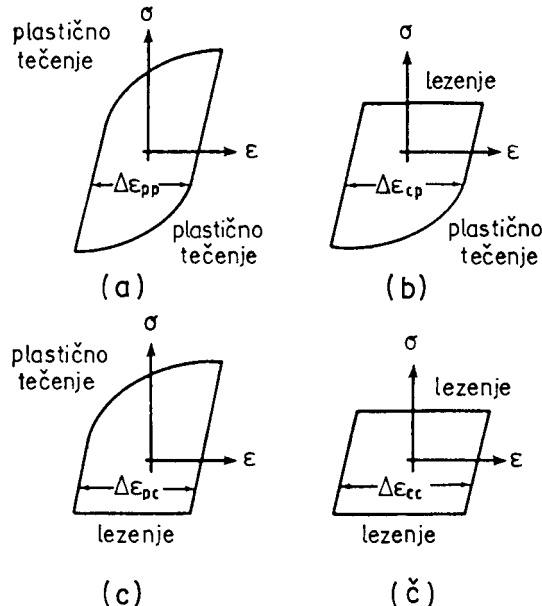
Metoda temelji na predpostavki, da lahko vsako zaključeno neelastično deformacijsko zanko (*angl.: cycle of completely reversed inelastic strain*) glede na deformacijski interval uvrstimo v enega od štirih tipov. Ti so: povsem povrnjena plastična deformacija $\Delta\epsilon_{pp}$, lezenje pri natezanju, povrnjeno s plastično deformacijo pri tlačenju, $\Delta\epsilon_{cp}$, plastična deformacija pri natezanju, povrnjena z lezenjem pri tlačenju, $\Delta\epsilon_{pc}$ in popolnoma povrnjeno lezenje $\Delta\epsilon_{cc}$. Pri uporabljeni notaciji določa

prvi indeks vrsto deformacije v nateznem delu, drugi pa vrsto deformacije v tlačnem delu zanke.

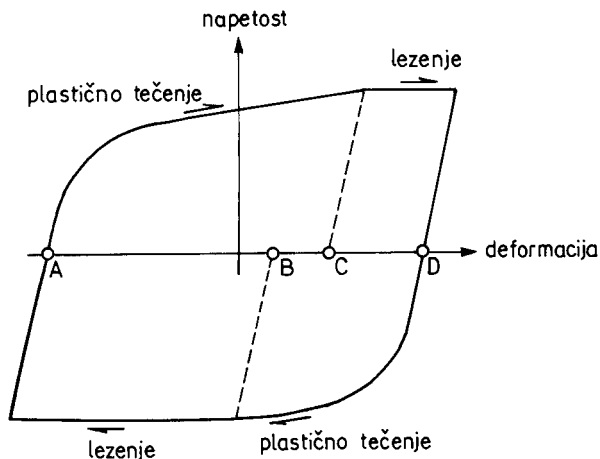
Obravnavamo dve vrsti deformacije : **plastično deformacijo** ali **plastično tečenje** (**p**), ki se v tem kontekstu nanaša na **časovno neodvisno** plastično deformacijo zaradi drsenja v kristalnih zrnih, in **lezenje** (**c**), ki se nanaša na **časovno odvisno** plastično deformacijo zaradi kombinacije difuzije v zrnih in drsenja kristalnih zrn po mejah. Vsi štirje primeri so prikazani na sliki 9.4.

Obravnavajmo popolnoma povračljivo deformacijsko histerezno zanko, prikazano v diagramu na sliki 9.5. Na zanki lahko opazimo in medsebojno ločimo segmente plastičnega tečenja in lezenja. Na tej sliki je celotna natezna neelastična deformacija $\Delta\epsilon_i = AD$ sestavljena iz plastične deformacije AC ter deformacije z lezenjem CD. Tlačna neelastična deformacija je DA in je tudi vsota plastične deformacije DB in deformacije z lezenjem BA. Delež popolnoma povračljivega intervala plastične deformacije $\Delta\epsilon_{pp}$ je enak manjši od obeh komponent plastičnega tečenja, to je $\Delta\epsilon_{pp} = DB$. Prav tako je delež popolnoma povračljivega intervala deformacije z lezenjem $\Delta\epsilon_{cc}$ enak manjši od obeh komponent lezenja, to je $\Delta\epsilon_{cc} = CD$. Poiskati moramo še $\Delta\epsilon_{pc}$ ali $\Delta\epsilon_{cp}$. V vsaki histerezni zanki bo obstajala ena, ne pa obe ti komponenti, odvisno pač od tega, ali bo večja komponenta plastične deformacije ali komponenta deformacije z lezenjem.

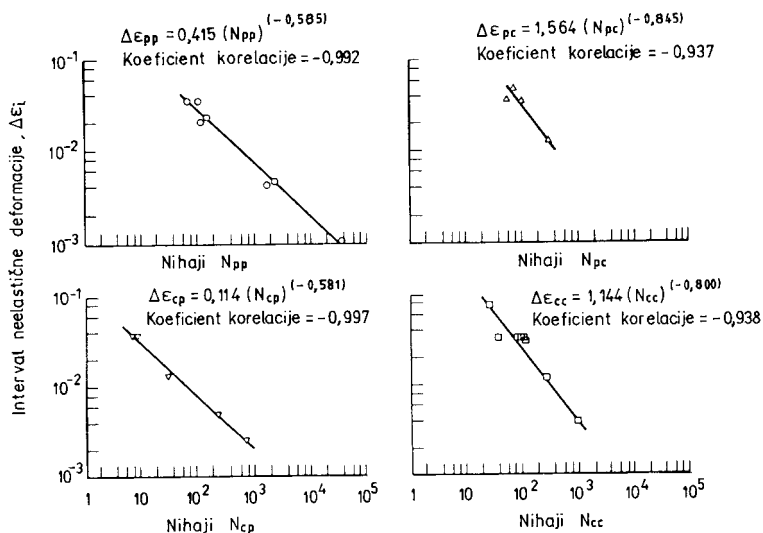
Za razmere, kot so prikazane na sliki 9.5, mora veljati, da je razlika med obema komponentama plastičnega tečenja enaka tisti med komponentama deformacije z lezenjem, torej: $AC-DB = BA-CD$. Ta razlika je bodisi $\Delta\epsilon_{pc}$ ali pa $\Delta\epsilon_{cp}$. V našem



Slika 9.4: Štiri vrste zaključenih neelastičnih deformacijskih zank



Slika 9.5: Značilna histerezna zanka za kombinacijo lezenja in utrujanja



Slika 9.6: Coffin-Mansonovi diagrami za komponente deformacijskih intervalov nerjavnega avstenitnega jekla tipa 316 pri 705 °C. (Podatki so vzeti po: Saltzman, J. F. and Halford, G. R.: NASA Technical Memo TMX-71898, Lewis Research Center, Cleveland, september 1976.)

primeru je to $\Delta \epsilon_{pc}$, saj je komponenta natezne plastične deformacije večja od komponente tlačne plastične deformacije. Vsota vseh delnih deformacijskih intervalov pa je seveda enaka celotnemu intervalu neelastične deformacije: $\Delta \epsilon_i = \Delta \epsilon_{pp} + \Delta \epsilon_{cc} + \Delta \epsilon_{pc}$. Za vsako komponento deformacijskega intervala pa obstaja odvisnost Coffin-Mansonovega tipa. Takšne odvisnosti so za primer nerjavnega avstenitnega jekla tipa 316 pri temperaturi 705 °C prikazane v diagramih na sliki 9.6.



Agregati v termoenergetskih objektih so zaradi cikličnega delovanja izpostavljeni tako lezenju kot utrujanju

Pri danem $\Delta\epsilon_i$ lahko komponente zapišemo z deleži:

$$F_{pp} = \frac{\Delta\epsilon_{pp}}{\Delta\epsilon_i} \quad F_{pc} = \frac{\Delta\epsilon_{pc}}{\Delta\epsilon_i} \quad F_{cc} = \frac{\Delta\epsilon_{cc}}{\Delta\epsilon_i} \quad F_{cp} = \frac{\Delta\epsilon_{cp}}{\Delta\epsilon_i} \quad (9.8)$$

Napovedano dobo trajanja za kombinirano ciklično obremenitev lezenja in utrujanja N_{nap} dobimo s t. i. »*interaction damage rule*«:

$$\frac{1}{N_{nap}} = \frac{F_{pp}}{N_{pp}} + \frac{F_{pc}}{N_{pc}} + \frac{F_{cp}}{N_{cp}} + \frac{F_{cc}}{N_{cc}} \quad (9.9)$$

Nihaje N_{pp} , N_{pc} , N_{cp} in N_{cc} dobimo tako, da v diagramih na sliki 9.6 od izbranega neelastičnega deformacijskega intervala $\Delta\epsilon_i$ na ordinati ($\Delta\epsilon_i$ je projektirana vrednost) potegnemo vzporednice z abscisami in navedene nihaje odčitamo pri presečiščih s poševnimi linijami (*G. E. Dieter: Mechanical Metallurgy, McGraw-Hill, Third edition, str. 470*).

Nato regresijske enačbe, ki so navedene pri vsakem od štirih diagramov na sliki 9.6, substituiraemo v enačbo (9.9) in brez težav izračunamo napovedano število nihajev do porušitve.

LITERATURA

1. J. C. Anderson, K. D. Leaver, R. D. Rawlings and J. M. Alexander: Materials Science, Chapman & Hall, London, Fourth Edition, 1990
2. T. L. Anderson: Fracture Mechanics, CRC Press, Inc., 2000 Corporate Blvd., N.,W., Boca Raton, Florida, 1998
3. M. F. Ashby: Materials Selection in Mechanical Design, Pergamon Press, Oxford, United Kingdom, 1992
4. P. P. Benham, R. J. Crawford, C. G. Armstrong: Mechanics of Engineering Materials, Longman Group Limited, Ed. VII., England, 1996
5. D. Broek: The Practical Use of Fracture Mechanics, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1989
6. J. A. Collins: Failure of Materials in Mechanical Design, John Wiley & Sons, New York, 1993
7. W. D. Collster, jr.: Materials Science and Engineering, John Wiley & Sons, New York, 1994
8. G. E. Dieter: Mechanical Metallurgy, McGraw-Hill, 2nd printing, 1987
9. Dj. Drobnjak: Fizička metalurgija, Tehnološko-metalurški fakultet Beograd, 1986
10. R. W. Evans and B. Wilshire: Creep of Metals and Alloys, The Institute of Metals, London, 1985
11. H. L. Ewalds and R. J. H. Wanhill: Fracture Mechanics, Edward Arnold Ltd., Baltimore and Delftse Uitgevers Maatschappij, Delft, 1985
12. M. M. Farag: Selection of Materials and Manufacturing Processes for Engineering Design, Prentice-Hall, London, 1990
13. B. Farahmand, G. Bockrath and J. Glassco: Fatigue and Fracture Mechanics of High Risk Parts, International Thomson Publishing, Singapore, 1997
14. P. Haasen: Physikalische Metallkunde, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1984
15. K. Heckel: Einführung in die Technische Anwendung der Bruch-mechanik, Carl Hansen Verlag, München, 1970

16. R. W. K. Honeycombe: *The Plastic Deformation of Metals*, Edward Arnold, London, 1984
17. D. Hull and D. J. Bacon: *Introduction to Dislocations*, Butterworth-Heinemann, Oxford Fourth Edition, 2001
18. A. Kelly, G. W. Groves and P. Kidd: *Crystallography and Crystal Defects*, John Wiley & Sons Ltd., Chichester, Revised Edition, 2000
19. J. F. Knott: *Fundamentals of Fracture mechanics*, Butterworths, London, 1973
20. G. Lewis: *Selection of Engineering Materials*, Prentice-Hall, London, 1990
21. M. A. Meyers and K. K. Chawla: *Mechanical Behaviour of Materials*, Prentice Hall, Inc, New Jersey, 1999
22. D. P. Miannay: *Fracture Mechanics*, Springer, New York, 1998
23. F. R. N. Nabarro and H. L. de Villiers: *The Physics of Creep*, Taylor and Francis, UK, 1995
24. D. A. Porter and K. E. Easterling: *Phase Transformations in Metals and Alloys*, Chapman & Hall, London, Second Edition, 1992
25. H. Schumann: *Metallographie*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 11. Auflage, 1983
26. G. C. Sih: *Mechanics of Fracture Initiation and Propagation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1991
27. R. E. Smallman: *Modern Physical Metallurgy*, Butterworths & Co. Ltd, London, Third Edition, 1970
28. R. E. Smallman and R. J. Bishop: *Metals and Materials*, Butterworths, Oxford, 1995
29. S. Suresh: *Fatigue of Materials*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991
30. Y. Quéré: *Physique des Matériaux*, Ellipses (Les Cours de L'École Polytechnique), Paris, 1988
31. D. G. Ullman: *The Mechanical Design Process*, McGraw-Hill, New York, NY, 1992
32. E. Zahavi and V. Torbilo: *Fatigue Design*, CRC Press, Inc., 2000 Corporate Blvd., N. W., Boca Raton, Florida, 1996

SEZNAM SLIK

Slika 1.1: Zlog atomov v heksagonalni gosto zloženi strukturi (a) in v kubični gosto zloženi strukturi (b)	11
Slika 1.2: Osnovna celica heksagonalne gosto zložene strukture s pripadajočim zlogom ... ABAB ... atomov (a) in ploskovno centrirane kubične strukture s pripadajočim zlogom ... ABCABC ... atomov (b)	11
Slika 1.3: Osnovne celice štirinajstih Bravaisovih prostorskih mrež	12
Slika 1.4: Osnovna celica ploskovno centrirane kubične strukture	13
Slika 1.5: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici ploskovno centrirane kubične strukture	14
Slika 1.6: Osnovna celica heksagonalne gosto zložene strukture	14
Slika 1.7: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici heksagonalne gosto zložene strukture	15
Slika 1.8: Osnovna celica telesno centrirane kubične strukture	15
Slika 1.9: Oktaedrska (a) in tetraedrska intersticijska mesta (b) v osnovni celici telesno centrirane kubične strukture	16
Slika 1.10: Millerjevi indeksi ravnin v kubičnih kristalih; (a) ravnina (111), (b) ravnina (110) in (c) ravnini (0 $\bar{1}$ 0) ter (2 $\bar{3}$ 1)	17
Slika 1.11: Miller-Bravaisovi indeksi ravnin v heksagonalnih kristalih; (a) bazalne ravnine {1000}, (b) ploskve prizme {10 $\bar{1}$ 0} in (c) piramidne ploskve {1121}	18
Slika 1.12: Spreminjanje specifičnega volumna železa v odvisnosti od temperature	21
Slika 1.13: Shematski prikaz preseka oktaedrskega prostora	22
Slika 2.1: Različne točkaste napake, ki se lahko pojavljajo v kristalni mreži kovin oz. zlitin	24
Slika 2.2: Nastanek Schottkyjevega (a) in Frenkelovega (b) defekta	25
Slika 2.3: Odvisnost spremembe energije, entropije in proste energije od števila praznin. Z_n je označeno ravnotežno število praznin pri minimalni vrednosti ΔF	26
Slika 2.4: Plastična deformacija monokristalov z mehanizmom drsenja posameznih blokov kristala: (a) kristal pred preskusom, (b) razstavljanje obremenitve, (c) kristal po preskusu in (č) povečane drsne stopnice na površini kristala	30
Slika 2.5: Ena od štirih drsnih ravnin {111} s pripadajočimi tremi smermi drsenja $\langle 110 \rangle$ v osnovni celici p.c.k. mreže	31
Slika 2.6: Bazalna ravnina tipa {0001} s pripadajočimi tremi smermi drsenja $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ v h.g.z. strukturi	31

Slika 2.7: Tri ravnine z relativno gosto zloženostjo, to so ravnine $\{100\}$, $\{110\}$ in $\{112\}$ v osnovni celici t.c.k. strukture. Označeni sta dve $\langle 111 \rangle$ smeri v $\{110\}$ drsni ravnini	32
Slika 2.8: Model za izračunavanje teoretične strižne trdnosti	32
Slika 2.9: Dislokacije v drsni ravnini: (a) elektronska mikrofotografija in (b) shematski prikaz dislokacij v prostoru	34
Slika 2.10: Tridimenzionalna predstavitev robne dislokacije. Robna dislokacija je spodnji rob nepopolne kristalne ravnine	36
Slika 2.11: Ilustracija gibanja robne dislokacije zaradi delovanja strižne napetosti. Dislokacija se zaradi delovanja strižne napetosti najprej premakne nekoliko proti desni (a), pri povečanju strižne napetosti pa se premakne za celo medatomsko razdaljo (b)	36
Slika 2.12: Robna dislokacija	37
Slika 2.13: Vijačna dislokacija	37
Slika 2.14: Razporeditev atomov okrog vijačne dislokacije (a) ima obliko vijačnice (b)	38
Slika 2.15: Prečno drsenje vijačne dislokacije	38
Slika 2.16: Kombinirana dislokacija	39
Slika 2.17: Plezanje robne dislokacije: (a) robna dislokacija pred plezanjem; (b) difuzija praznine k robni dislokaciji povzroči nastanek pragov; (c) pragovi se med seboj oddaljujejo z dovajanjem novih praznin; (č) dislokacija je splezala za medatomsko razdaljo	40
Slika 2.18: Vijačna dislokacija AB v kristalu dolžine L (a) in njej pripadajoči del elastično deformiranega izotropnega materiala (b)	41
Slika 2.19: Razvita cilindrična lupina, ki je del elastično deformiranega izotropnega materiala s slike 2.18	41
Slika 2.20: Strižne napetosti ob vijačni dislokaciji	42
Slika 2.21: Shematski prikaz drsenja v ravnini (111) p.c.k.-kristala (a) ter nastanek napake zloga v tej ravnini (b)	46
Slika 2.22: Parcialni dislokaciji z Burgersovima vektorjema \mathbf{b}_2 in \mathbf{b}_3 v perspektivni projekciji (zgoraj) ter florisni pogled na ravnino drsenja s tremi nizi cik-cakasto razporejenih atomov, ki predstavljajo področje napake zloga, omejeno z obema parcialnima dislokacijama (spodaj)	47
Slika 2.23: Parcialne dislokacije in napake zloga prikazane na elektronski mikrofotografiji (levo) ter shematsko v prostorski mreži kristala (desno)	47
Slika 2.24: Model za izračunavanje sile na dislokacijo; robna dislokacija se je gibala od ploskve A do ploskve B zaradi delovanja strižne napetosti τ	48
Slika 2.25: K izračunavanju napetosti τ_0 za ukrivljanje dislokacije v lok z radijem R	49
Slika 2.26: Frank-Readov izvir. Napetost na dislokacijo narašča do maksimuma, ki ustreza minimalnemu radiju R (konfiguracija (c)). Nadaljnje sekvence dogajanj predstavljene s (č), (d) in (e), se lahko odvijajo pri nižji napetosti	50
Slika 2.27: Makroskopska deformacija kristala, povzročena z drsenjem dislokacij	53
Slika 3.1: Idealna ohlajevalna krivulja čiste kovine (a), shematski prikaz ovirane rasti dendritov (b) ter nastanek kristalnih zrn iz teh dendritov (c)	58

Slika 3.2: Pot svetlobnih žarkov v metalurškem mikroskopu	61
Slika 3.3: Ravnotežni diagram popolne topnosti v talini in v trdnem (a) ter ohlajevalna krivulja zlitine s sestavo C (b)	63
Slika 3.4: Mikrostruktura brona Cu90Sn10 v litem stanju je značilno dendritna (a), medtem ko ima ista zlitina po homogenizacijskem žarjenju kristalna zrna poligonalne oblike (b).	64
Slika 3.5: Ravnotežni binarni fazni diagram popolne netopnosti v trdnem stanju (zgoraj) ter shematski prikaz mikrostruktur čistih kovin in nekaterih zlitin v tem sistemu (spodaj)	65
Slika 3.6: Mikrostruktura lamelnarlega evtektika v binarnem sistemu baker-fosfor	66
Slika 3.7: Ravnotežna binarna fazna diagrama z delno topnostjo v trdnem sta evtektskega (a) ali peritektskega tipa (b).	67
Slika 3.8: Mikrostruktura lite podevtektске zlitine Al-Si s primarnimi zmesnimi kristali α dendritske oblike, ki jih obkroža drobnozrnati acikularni evtektik	67
Slika 3.9: Mikrostruktura z antimonom bogate zlitine Pb-Sb, sestavljene iz kockastih kristalov primarno izločene faze v evtektski matici	68
Slika 3.10: Diagram Fe-Fe ₃ C (metastabilno ravnotežje)	70
Slika 3.11: Mikrostruktura podevtektskega belega litega železa	71
Slika 3.12: Mikrostruktura nadevtektskega belega litega železa	71
Slika 3.13: Mikrostruktura sivega litega železa s črnimi grafitnimi lističi v pretežno perlitni matici	72
Slika 3.14: Mikrostruktura podevtektoidnega jekla, sestavljena iz ferita (svetlo) in perlita (temno). Lamelarna oblika perlita se zaradi premajhne povečave ne opazi.	73
Slika 3.15: Feritna mikrostruktura tehnično čistega železa z zelo malo ogljika	73
Slika 3.16: Mikrostruktura evtektoidnega jekla, sestavljena iz lamelnarlega perlita	74
Slika 3.17: Mikrostruktura nadevtektoidnega jekla, sestavljena iz zrn perlita in sekundarnega cementita (belo), ki je v obliki mreže izločen po kristalnih mejah	74
Slika 3.18: Schaefflerjev diagram (nikljev ekvivalent = % Ni + 30 · % C + 0,5 · % Mn, kromov ekvivalent = % Cr + % Mo + 1,5 · % Si + 0,5 · % Nb)	75
Slika 3.19: Mikrostruktura nerjavnega krom-nikljevega jekla, sestavljena iz poligonalnih zrn avstenita	75
Slika 3.20: Martenzitna mikrostruktura podevtektoidnega jekla za poboljšanje	77
Slika 3.21: Groba Widmannstättenska mikrostruktura litega jekla z 0,25 % C (a) ter mikrostruktura istega jekla po normalizaciji (b)	78
Slika 3.22: Zrnca cementita v feritni matici sferoidizacijsko žarjenega evtektoidnega jekla	78
Slika 3.23: CCT-diagram za jeklo z 0,25 % C, 1,4 % Cr, 0,5 % Mo in 0,25 % V	79
Slika 3.24: Bainitno martenzitna mikrostruktura, nastala pri naglem hlajenju jekla za poboljšanje	80
Slika 3.25: Mikrostruktura v vročem valjanega jekla z 0,3 % ogljika. Ferit (svetlo) in perlit (temno) v trakovih, ozki razpotegnjeni vključki MnS	80
Slika 3.26: Mikrostruktura mehkega jekla z 0,04 % C pri 100-kratni povečavi, in sicer po 15 minutnem žarjenju pri 950 °C in ohlajanju na zraku (a), ter mikrostruktura istega jekla po 30-minutnem žarjenju pri 950 °C in ohlajanju na zraku (b)	81

Slika 3.27a: Zaporedje primerjalnih slik za določevanje velikosti zrn po ASTM (velja pri povečavi mikroskopa 100-krat)	82
Slika 3.27b: Zaporedje primerjalnih slik za določevanje velikosti zrn po ASTM (velja pri povečavi mikroskopa 100-krat)	83
Slika 4.1: Splošna oblika krivulje napetost-deformacija kovinskega monokristala. Za primerjavo je prikazana še odvisnost za polikristalni agregat (črtkano)	86
Slika 4.2: Spreminjanje natezne napetosti (tečenja) σ_y od orientacije kristala. V nasprotju s to napetostjo je kritična strižna napetost τ_c konstantna	87
Slika 4.3: Določevanje komponente strižne napetosti v drsni ravnini in smeri drsenja za cilindrični monokristal	87
Slika 4.4: Nekaj procesov poprave; (a) anihilacija dveh robnih dislokacij potem, ko sta iz različnih (i) splezali v isto drsno ravnino (ii), in (b) poligonizacija naključno porazdeljenih robnih dislokacij, ko nastane dislokacijska konfiguracija z nizko energijo	90
Slika 4.5: Vpliv velikosti kristalnih zrn na napetost tečenja	92
Slika 4.6: Vpliv različnih primesnih atomov na kritično strižno napetost monokristala bakra	93
Slika 4.7: K ilustraciji izteznega staranja: (1) natezni preizkušane obremenjen do točke D in nato razbremenjen, (2) isti preizkušane obremenjen do točke E, potem ko je bil natezan neposredno po razbremenitvi, (3) isti preizkušane (krivulja 2), potem ko je bil najprej nekaj časa staran pri nekoliko višji temperaturi in deformiran do točke F (ponovno izrazita napetost tečenja) in do še večjih deformacij	94
Slika 4.8: Zaporedje prehajanja dislokacije mimo izločkov z Orowanovim mehanizmom	95
Slika 4.9: TEM-posnetek Orowanove zanke okoli izločka v disperzijsko utrjeni zlitini Cu-Si	96
Slika 4.10: Mejna površina med izločkom in osnovo: (a) koherentna mejna površina s koherentnimi deformacijami; (b) nekoherentna mejna površina, kjer ni ujemanja med kristalnimi ravninami izločka in matice	96
Slika 4.11: Slika ponazarja tvorbo nove mejne površine izloček – matica, ko dislokacija izloček prestriže: (a) florisni pogled na drsno ravnino in (b) stranski pogled na drsno ravnino	97
Slika 4.12: Odvisnost strižne napetosti τ od gostote dislokacij ρ (G je strižni modul, b pa Burgersov vektor) za kristal bakra	98
Slika 5.1: Sile med atomi v odvisnosti od razdalje med njimi	104
Slika 5.2: Elementarna, to je infinitezimalno majhna kocka z nateznimi in strižnimi napetostmi na vidnih ploskvah. Zaradi ravnotežja so te napetosti nasprotno enake napetostim na skritih ploskvah kocke	107
Slika 5.3: Natezni preizkus; (a) k razlagi napetosti $\sigma = P/A$ na preizkušancu in (b) krivulja napetost-deformacija	111
Slika 5.4: Inženirske krivulje napetost-deformacija za (a) nizkoogljčno jeklo (označeni sta zgornja in spodnja napetost tečenja); (b) krhko trdno snov; (c) beton pri natezanju in tlačanju ter (č) vulkanizirano gumo	114
Slika 5.5: Primerjava dveh vrst krivulj tečenja žilavega kovinskega materiala	115
Slika 5.6: Considerejeva konstrukcija	116

Slika 5.7: Difuzno zoženje in lokalizacija deformacije pri ploščatem nateznem preizkušancu	121
Slika 5.8: Geometrija vratu in porazdelitev aksialne napetosti	127
Slika 5.9: Dogovorna napetost tečenja $\sigma_{0,2}$ v odvisnosti od hitrosti deformacije $d\epsilon/dt$ za aluminijevo zlitino	130
Slika 5.10: Mehanske lastnosti evtektoidnega jekla z mikrostrukturo iz lamelnarnega in zrnatega perlita	136
Slika 5.11: Trdota kaljenega jekla v odvisnosti od koncentracije ogljika in deleža martenzita v mikrostrukturi	137
Slika 5.12: Odvisnost med trdoto in trdnostjo, ki velja za poboljšana in za normalizirana jekla ter za sferoidizacijsko žarjena jekla	138
Slika 5.13: Popuščni diagram za nizkolegirano krom-molibdenovo jeklo za poboljšanje z 0,42 % C	139
Slika 5.14: Poslabšanje kontrakcije v odvisnosti od kota med vzdolžno smerjo kovanja in osjo obdelovanca	140
Slika 5.15: Videz prelomnih površin treh Charpy-V-preizkušancev, preizkušenih pri temperaturah 4 °C (levo), 38 °C (v sredini) in 100 °C (desno)	143
Slika 5.16: K razumevanju meril za določevanje temperature prehoda v krhko stanje pri Charpy-V-merjenju žilavosti	144
Slika 5.17: Vpliv koncentracije ogljika v konstrukcijskem jeklu na temperaturo prehoda v krhko stanje pri Charpy-V-merjenju žilavosti	146
Slika 5.18: Vpliv orientacije Charpy-V-preizkušancev na temperaturo prehoda v krhko stanje (Označena je smer valjanja pločevine.)	147
Slika 6.1: Vrste loma: a) cepilni transkristalni, b) interkristalni, c) duktilni jamičasti pri polikristalnih kovinah in d) strižni pri duktilnih monokristalih	153
Slika 6.2: Transkristalna cepilna prelomna površina	155
Slika 6.3: Interkristalna krhka prelomna površina	155
Slika 6.4: Jamičasta prelomna površina duktilnega jekla	155
Slika 6.5: Odvisnost med kohezivno silo ter medatomske razdaljo	156
Slika 6.6: Model eliptične razpoke	158
Slika 6.7: Griffithov model razpoke	160
Slika 6.8: Dislokacijsko nakopičenje pred mejo zrna, ki nukleira mikrorazpoko	164
Slika 6.9: Dekohezija in nastanek pore z dislokacijskimi nakopičenji ob okroglem vključku (a) ter nastanek mikrorazpoke s koalescenco por ob vključkih (b)	166
Slika 6.10: Vpliv velikosti kristalnih zrn na napetost tečenja in na lomno napetost pri nizkoogljičnem jeklu, natezanem pri -196 °C (Iz J. R. Low: Relation of Properties to Microstructure, American Society for Metals, Metals Park, OH, 1954)	167
Slika 6.11: Hitrost spreminjanja deformacijske in površinske energije v odvisnosti od dolžine razpoke kaže, da je kritična hitrost sproščanja deformacijske energije $G_c = 2\gamma$	169
Slika 6.12: Polarni koordinatni sistem za opis porazdelitve napetosti v bližini vrha robne razpoke	170
Slika 6.13: Porazdelitev lokalne natezne napetosti pred vrhom robne razpoke	171
Slika 6.14: K razlagi velikosti cone plastične deformacije	173

Slika 6.15: Shematski prikaz K-kalibracijske krivulje	174
Slika 6.16: Shematski prikaz treh različnih načinov obremenjevanja preizkušanca z robno razpoko. Poleg nateznega načina (način I) obstajata še dva strižna načina obremenjevanja (načina II in III)	175
Slika 6.17: Shematski prikaz smeri nateznih napetosti	176
Slika 6.18: Posledica večje lokalne natezne napetosti pri tečenju je manjša plastična cona ob vrhu razpoke	176
Slika 6.19: Zmanjševanje kritičnega faktorja intenzitete napetosti K_c s povečevanjem debeline	177
Slika 6.20: Natezni (CT) in upogibni (SENB) preizkušanec z zarezo in z utrujenostno razpoko ter dimenzijske zahteve, ki morajo biti izpolnjene	179
Slika 6.21: Prikaz odklona od linearosti v diagramu, ki prikazuje odvisnost med uporabljeno obremenitvijo in odpiranjem ustja razpoke na preizkušancu	180
Slika 6.22: Razpoka skozi ploščo (a), notranja eliptična razpoka (b), semieliptična površinska razpoka (c) in semieliptična površinska razpoka s plastično cono ob vrhu (d)	183
Slika 6.23: Parameter oblike napake Q za semieliptične površinske in za eliptične notranje razpoke	185
Slika 6.24: Tlačna posoda z razpoko v plašču ter geometrija razpoke	186
Slika 6.25: Model za razumevanje koncepta odpiranja vrha razpoke (CTOD) ter njenega ustja (COD)	188
Slika 6.26: Integracijska pot krivuljnega integrala J je kontura Γ , ki objema plastično cono ob konici razpoke.	191
Slika 6.27: Sproščena deformacijska energija pri napredovanju razpoke za (da) pod pogojem konstantnega pomika za nelinearno elastično vedenje (Z B je označena debelina preizkušanca.)	191
Slika 6.28: Linija J vs. Δa za določitev J_{ic} (a) ter prelomna površina preskušanca za določitev Δa (b)	193
Slika 6.29: R-krivulja za zelo duktilne materiale (a) in za krhke materiale (b)	196
Slika 6.30: FAD-diagram, utemeljen na modelu »strip yield«	198
Slika 6.31: K razlagi Dugdalovega modela »strip yield« za razpoko v tanki široki plošči	199
Slika 6.32: Ploščati nosilni element z osrednjo razpoko skozi vso debelino	200
Slika 6.33: Faktorji intenzitete napetosti K_I , K_{II} in K_{III} za primer osrednje razpoke dolžine $2a$ skozi vso debelino plošče širine $2b$	201
Slika 6.34: Kritična dolžina razpoke a_c v odvisnosti od razmerja σ/σ_{ys} pri plošči širine W s središčno razpoko in $J_{ic} = 10 \text{ Nmm}^{-1}$	204
Slika 6.35: Velike razpoke ob izvrtini. (a) fizična razpoka; (b) efektivna razpoka	205
Slika 7.1: Prelomna površina utrujenostnega preloma turbinske gredi (a) in vzmeti (b)	212
Slika 7.2: Sinusna ciklična, to je ponavljajoča se, obremenitev. Če je σ_m enaka nič, gre za čisto izmenično obremenitev.	213

Slika 7.3: S-N krivulje za nizkoogljično jeklo in Al-zlitino. Označena je trajna nihajna trdnost. Pri materialih, kot sta Al in Cu, ki nimata trajne nihajne trdnosti, navajamo le nihajno trdnost pri $N = 3 \cdot 10^7$ ciklih.	214
Slika 7.4: Dva načina prikazovanja rezultatov pri utrujanju, pri katerem srednja napetost ni enaka nič	215
Slika 7.5: Goodmanov diagram	216
Slika 7.6: Napetostno-deformacijska zanka pri utrujanju pri konstantni deformaciji	217
Slika 7.7: Odziv materiala pri cikličnih deformacijah	217
Slika 7.8: Primerjava monotone in ciklične napetostno-deformacijske krivulje za material, ki se pri utrujanju deformacijsko utrjuje	218
Slika 7.9: Krivulja malocikličnega utrujanja nerjavnega jekla vrste 347	219
Slika 7.10: Deformacijska utrujenostna krivulja trajanja, dobljena s superpozicijo elastične in plastične enačbe deformacijskega trajanja (shematsko)	221
Slika 7.11: Odvisnost trajne nihajne trdnosti od koncentracije ogljika v jeklu	223
Slika 7.12: Razlaga nukleiranja utrujenostnih razpok	223
Slika 7.13: Štiri različne krivulje S-N za isti material a različno geometrijo: LEFM, EPFM in MFM se nanašajo na linearno-elastično, elasto-plastično oziroma na mikrostrukturno mehaniko loma	224
Slika 7.14: Hitrost napredovanja razpok in ustrezni režimi karakterizacije za različno velike začetne razpoke, ki počasi napredujejo; prekinjene črte označujejo napetostni nivo, pod katerim razpoke ne napredujejo	225
Slika 7.15: Trajna trdnost polikristaliničnega materiala izražena s konturo ničelne hitrosti napredovanja razpoke: konvencionalna trajna trdnost je povezana z največjo oviro, ki preprečuje napredovanje razpoke (cone A, B in C so značilne ovire, kot so dvojlične meje, meje zrn oziroma perlitni trakovi)	226
Slika 7.16: Trije ločeni režimi t. i. dolgih razpok, fizično majhnih razpok in mikrostrukturno kratkih razpok; vsaka vrsta razpok zahteva svojo mehaniko za karakteriziranje vedenja pri napredovanju (a je dolžina razpoke, r_p , pa je velikost plastične cone)	228
Slika 7.17: Alternativni prikaz Goodmanovega diagrama, znan kot Haig-Soderbergov diagram	230
Slika 8.1: Deformacija pri lezenju v odvisnosti od časa pri konstantni temperaturi in različnih obremenitvah	236
Slika 8.2: Deformacija pri lezenju v odvisnosti od časa pri konstantni obremenitvi in različnih temperaturah	237
Slika 8.3: Korelacija med aktivacijsko energijo za lezenje pri visokih temperaturah in aktivacijsko energijo za samodifuzijo	239
Slika 8.4: Shematski prikaz difuzijskega lezenja v kristalnih zrnih velikosti d. (a)Herring-Nabarrovo lezenje: praznine potujejo skozi zrna. (b) Coblovo lezenje: praznine potujejo vzdolž kristalnih mej	240
Slika 8.5: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Larson-Millerju za tri različne inženirske napetosti	242
Slika 8.6: Generalizirana krivulja za Larson-Millerjev parameter m za zlitino Cr-Ni-Co s sestavo, navedeno v tekstu. $C = 17$ [iz R. M. Goldhoff, Materials and Design Eng., 49 (1959), 93]	243

Slika 8.7: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Manson-Haferdu za tri različne napetosti	244
Slika 8.8: Odvisnost med časom do porušitve in temperaturo po Sherby-Dornu za tri različne napetosti	244
Slika 8.9: Shematski diagram prikazuje krivuljo lezenja materiala pri obratovalnih razmerah (σ_1, T_1) ter krivuljo lezenja pospešenega preizkusa lezenja (σ_2, T_2). Izračunana krivulja za razmere pospešenega preizkusa lezenja (O-B) in eksperimentalna krivulja (A-B) določata deformacijo, nastalo z lezenjem ϵ^*	249
Slika 9.1: Diagram za napovedovanje porušitve pri kombinaciji lezenja in utrujanja pri konstantni temperaturi	253
Slika 9.2: Elastično in plastično deformacijsko območje v odvisnosti od števila nihajev do loma za rotorsko jeklo 1Cr – 1Mo – 1/4V pri temperaturi 538 °C na zraku z včrtanimi eksperimentalno dobljenimi točkami ter linijami najboljšega prilagajanja po Coffinovi frekvenčno modificirani metodi deformacijskega intervala	255
Slika 9.3: Spreminjanje celotnega časa do loma v odvisnosti od trajanja enega nihaja za različna celotna deformacijska območja. Diagram velja za rotorsko jeklo 1C -1Mo-1/4V pri temperaturi 538 °C na zraku.	256
Slika 9.4: Štiri vrste zaključenih neelastičnih deformacijskih zank	257
Slika 9.5: Značilna histerezna zanka za kombinacijo lezenja in utrujanja	258
Slika 9.6: Coffin-Mansonovi diagrami za komponente deformacijskih intervalov nerjavnega avstenitnega jekla tipa 316 pri 705 °C. (Podatki so vzeti po: Saltsman, J.F. and Halford, G. R.: NASA Technical Memo TMX-71898, Lewis Research Center, Cleveland, september 1976.)	258

SEZNAM FOTOGRAFIJ

Rentgenski praškovni difraktometer za strukturno analizo (kristalne snovi) na Kemijskem inštitutu v Ljubljani	16
Naprava za Augerjevo elektronsko in rentgensko fotoelektronsko spektroskopijo površin in tankih plasti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	19
100 kV presevni elektronski mikroskop z linijsko ločljivostjo 0,14 nm in povečavami do 1,000,000-krat	35
Dilatometer za merjenje dimenzijskih sprememb v odvisnosti od temperature na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani	59
Naprava za diferenčno termično analizo (DTA) materialov na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani	60
Metalografski optični mikroskop z opremo za analizo slike na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	61
Vakuumska peč za toplotno obdelavo na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	76
Naprava za termomehanske preizkuse GLEEBLE na Oddelku za materiale in metalurgijo NTF v Ljubljani	97
Univerzalni trgalni stroj za določanje mehanskih lastnosti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	112
Merjenje kontrakcije na mestu pretrga cilindričnega preizkušanca z napravo Strictionmax	118
Rezervoar prostornine 60 000 m ³ za shranjevanje naftnih derivatov, izdelan iz drobnozrnatega mikrolegiranega jekla Niomol 490 K na Serminu pri Kopru	137
Instrumentirano Charpyjevo kladivo za merjenje udarne žilavosti na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	141
Naprava za merjenje temperature ničelne duktilnosti s padajočim kladivom (drop-weight-preizkus)	145
Vrstični elektronski mikroskop (SEM) na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	154
Lomnomehansko merjenje s CT-preizkušancem na Inštitutu za metalne konstrukcije v Ljubljani	187
Merjenje J-integrala pri nizkih temperaturah v GKSS-Forschungszentrumu Geesthacht GmbH v Nemčiji	194
Kovičen železniški most čez Dravo na Ptujju	203

Lomnomehanski preizkus tlačne posode v naravni velikosti (prototip tlačnega cevovoda premera 4,2 m in debeline 47 mm, izdelan iz visokotrdnega jekla SUMITEN 80) za elektrarno Bajina Bašta. Preizkus je bil opravljen v Metalni Maribor.	209
Videz tlačne posode po preizkusu	210
Resonantni pulzator za merjenje hitrosti napredovanja utrujenostnih razpok na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	229
Naprava za napetostno korozijsko preizkušanje z anodno polarizacijo na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	232
Kotel bloka IV v termoelektrarni Šoštanj je izpostavljen malocikličnemu utrujanju pri visokih temperaturah ter koroziji	234
Kovinska mostna konstrukcija je izpostavljena korozijskim vplivom pa tudi dinamičnim obremenitvam, ki lahko povzročijo nastanek utrujenostnih razpok	234
Napravi za merjenje lezenja pri konstantni obremenitvi na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	241
Preskusna naprava small punch za merjenje lezenja drobnih preizkušancev na Inštitutu za kovinske materiale in tehnologije v Ljubljani	245
Cevovodi kolektorjev pare v Termoelektrarni Šoštanj so izpostavljeni predvsem lezenju.	250
Agregati v termoenergetskih objektih so zaradi cikličnega delovanja podvrženi tako lezenju kot utrujanju	259

AVTORSKO KAZALO

Begley, J. A.	192
Berling, J. T.	256
Bowie, O. L.	204
Broek, D.	205, 206
Burdekin, F. M.	198
Conway, J. B.	256
Cornec, A.	195
Dugdale, D. S.	198
Ensign, C. R.	208
Evans, R. W.	248
Frecke, J. C.	208
Garofalo, F.	238
Goldhoff, R. M.	243
Goodman, J.	215
Halford, G. R.	258
Heerens, J.	195
Hensen, W.	203
Irwin, G. R.	172
Landes, J. D.	192
Manson, S. S.	208
Miner, M. A.	252
Parker, J. D.	248
Pellini, W. S.	197
Puzak, P. P.	197
Robinson, E. L.	252
Saltsman, J. F.	258
Schwalbe, K. H.	195
Stone, D. F.	198
Ule, B.	202, 207
Vojvodič Tuma, J.	202, 207
Wilshire, B.	248

Izdajo knjige so omogočili:

Dravske elektrarne Maribor d. o. o., Obrežna ulica 170, Maribor

Energogroup d. o. o., Dimičeva 9, Ljubljana

Elektroinštitut Milan Vidmar, Hajdrihova 2, Ljubljana

Esotech Velenje, Preloška cesta 1, Velenje

Helios d. d., Količevo 2, Domžale

Inštitut za kovinske materiale in tehnologije, Lepi pot 11, Ljubljana

Instalacija d. o. o., Sermin 10 a, Koper

IMKO Ljubljana d. d., Šlandrova 4, Ljubljana

Iskra-Ero d. o. o., Savska Loka 2, Kranj

Luka Koper d. d., Vojkovo nabrežje 38, Koper

Ministrstvo za šolstvo, znanost in šport, Trg osvobodilne fronte 13, Ljubljana

Miometal d. o. o., Zagrebška 20, Maribor

Nuklearna elektrarna Krško, Vrbina 12, Krško

Petrol d. d., Dunajska 50, Ljubljana

Pleskar d. d., Ulica Heroja Lacka 5, Ptuj

Romer d. o. o., Ptujška 62, Rače pri Mariboru

Savske elektrarne Ljubljana, Gorenjska cesta 46, Medvode

Soške elektrarne Nova Gorica, Erjavčeva 20, Nova Gorica

Slovenske železarne Acroni d. o. o., Cesta Borisa Kidriča 44, Jesenice

Trimo d. d., Prijateljeva 12, Trebnje

Termoelektrarna Šoštanj d.o.o., Cesta Lole Ribarja 18, Šoštanj

Termoelektrarna Toplarna Ljubljana d. o. o., Toplarniška 19, Ljubljana

Termoelektrarna Brestanica, Cesta padlih borcev 18, Brestanica