



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

ŠÍŘENÍ DLOUHÝCH ÚNAVOVÝCH TRHLIN V AUSTENITICKÉ OCELI PŘI SMYKOVÝCH MÓDECH II A III

PROPAGATION OF LONG FATIGUE CRACKS IN AUSTENITIC STEEL UNDER SHEAR MODES II
AND III

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. LIBOR HOLÁŇ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. RNDr. JAROSLAV POKLUDA,
CSc.

BRNO 2013

Abstrakt

Práce je zaměřena na realizaci experimentu umožňujícího současné zatěžování vzorku kruhového průřezu ve smykových módech II a III. Postup experimentu byl navržen tak, aby byl co nejvíce potlačen vliv zavírání trhliny při cyklickém zatěžování a získané prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí tak odpovídaly efektivním prahovým hodnotám. Toho bylo dosaženo za pomoci unikátních experimentálních přípravků a postupů přípravy iniciační trhliny u vzorků s obvodovým vrubem, vyrobených z korozivzdorné austenitické oceli. Takto získané hodnoty je poté možno aplikovat na teoretické modely s podporou molekulární dynamiky a ab initio.

Na základě získaných poznatků bylo zjištěno, že šíření trhliny v austenitické oceli probíhá dle zákonitostí dekohezního modelu. Pro kvantitativní analýzu lomových ploch vytvořených ve smykových módech II a III bylo využito metod optické chromatografie a 3D stereofotogrametrie, které umožnily srovnání morfologií, vytvořených jednotlivými smykovými módy. Pro vyhodnocení morfologie lomových ploch vytvořených (staticky, resp. cyklicky) iniciační trhlinou byly použity vybrané drsnostní parametry. V rámci experimentálních prací byl rovněž navržen mechanismus umožňující předpovídat směr vyhnutí trhliny v módu II.

Abstract

This work is focused on the realization of experiment allowing simultaneous loading under mode II and III in a single circular specimen. Proposed experiment allowed to minimize crack closure during the cyclic loading and obtained values of thresholds of stress intensity range can be considered to be very close to effective values. This was attained by means of an unique experimental devices and procedure of preparation of pre-crack of specimen with circumferential notch, which was made of stainless austenitic steel. The obtained values were compared with theoretical models with the support of molecular dynamics and ab-initio calculation.

Based on observation was found out, that fatigue crack propagation is controlled by decohesion model in austenitic steel. The morphology of fracture surfaces was studied by means of optical chromatographie and 3D stereophotogrammetry, which allowed a comparison of created morphology under shear modes II and III. Morphology of fracture surface formed (static and cyclic loading) by pre-crack was also studied by means of selected roughness parameters. The mechanism of deflection (kink) of crack growth under mode II was defined.

Klíčová slova

šíření trhliny, prahová hodnota faktoru intenzity napětí, módy II a III, austenitická ocel, kvantitativní fraktografie

Keywords

crack propagation, fatigue threshold, mode II and III, austenitic steel, quantitative fractography

Bibliografická citace

HOLÁŇ, L. *Šíření dlouhých únavových trhlin v austenitické oceli při smykových módech II a III*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 101 s.
Vedoucí dizertační práce prof. RNDr. Jaroslav Pokluda, CSc.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem disertační práci vypracoval samostatně a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citoval.

.....
Ing. Libor Holář

Poděkování

Rád bych touto cestou poděkoval všem, kteří mě podporovali v průběhu přípravy disertační práce.

Dík patří především mému školiteli, prof. RNDr. Jaroslavu Pokludovi, CSc., za odborné vedení v průběhu celého studia a také za trpělivost v jeho závěrečné fázi. Dík patří také Univ. Prof. Dr. Reinhardu Pippanovi za obětavou pomoc při realizaci únavových experimentů na Rakouské akademii věd „Erich Schmid Institute of Materials Science“ v Leobenu. Děkuji také všem kolegům a kolegyním z Ústavu fyzikálního inženýrství na VUT v Brně a z Rakouské akademie věd v Leobenu za veškerou jejich pomoc.

Tato práce by se neobešla bez finančních prostředků Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy České republiky v rámci projektu MSM 0021630518 a Grantové agentury ČR 106/09/H035 „Víceúrovňový design pokrokových materiálů“.

Seznam použitých symbolů a znaků

a	poloviční délka trhliny
A	tažnost
a_0	kritická délka trhliny
B	součinitel odporu vzduchu
β	autokorelační délka
C_{cl}	zavírací poměr
d	mikrostrukturní rozměr
d_m	velikost zrna
δ	otevření trhliny
$\Delta\epsilon$	rozkmít střední objemové deformace
ΔK_{th}	prahová hodnota faktoru intenzity napětí
$\Delta\sigma_0$	rozkmít napětí na mezi únavy
ΔK	rozkmít faktoru intenzity napětí
ΔK_{eff}	efektivní rozkmít faktoru intenzity napětí
ΔK_{in}	celkový geometrický stínící účinek
ΔK_{II}	rozkmít faktoru intenzity napětí v módu II
ΔK_{III}	rozkmít faktoru intenzity napětí v módu III
$\Delta\sigma_I$	rozkmít napětí v módu I
$\Delta\tau$	rozkmít smykového napětí
δ'_y	cyklická mez kluzu
ϵ_{ap}	amplituda plastické deformace
η	statistický parametr stanovující váhu složky RIC
G	hnací síla trhliny
g_{eff}	efektivní hnací síla trhliny
K	faktor intenzity napětí
K_{br}	geometrické stínění čela trhliny
K_c	lomová houževnatost
K_{cl}	zavírací faktor intenzity napětí
L_{nuc}	vzdálenost mezi dislokacemi s opačnými znaménky
n	počet zátěžných cyklů
N_f	celková únavová životnost
ν	Poissonova konstanta
p	parametr popisující zakřivení v prahové oblasti
q	parametr popisující zakřivení v subkritické oblasti
R	parametr asymetrie cyklu
R_S	plošná drsnost
R_a	střední aritmetická drsnost
R_L	lineární drsnost
R_m	mez pevnosti
R_p	největší výška
$R_{p0.2}$	smluvní mez kluzu
R_q	směrodatná odchylka

R_S	rozměrový poměr
R_v	největší hloubka
S_{Rm}	plošná drsnost
T	kroutící moment
v	rychlost šíření trhliny
φ	polární úhel
z	výšková souřadnice

Obsah

1	Úvod	1
2	Únava materiálu	3
2.1	Stádium iniciace trhliny	3
2.2	Stádium šíření trhliny	5
2.2.1	Stádium šíření krátkých únavových trhlin	5
2.2.2	Stádium šíření dlouhých trhlin	9
2.2.3	Zavírání dlouhých trhlin	14
3	Mikromechanismy šíření dlouhých únavových trhlin	19
3.1	Zátěžné módy	19
3.2	Deformační model	21
3.2.1	Mechanismus šíření trhliny v módu I	21
3.2.2	Mechanismus šíření trhliny v módu II	24
3.2.3	Mechanismus šíření trhliny v módu III	25
3.3	Dekohezní model	27
3.3.1	Mechanismus šíření trhlin v módu I	27
3.3.2	Mechanismus šíření trhliny v módu II	29
3.3.3	Mechanismus šíření trhliny v módu III	29
3.4	Model šíření trhliny v módu III v lokálním módu II	29
3.5	Smíšený mód	32
4	Kvantitativní fraktografie	38
4.1	Některé experimentální výsledky šíření trhlin ve smykových módech	38
4.2	Metody rekonstrukce morfologie lomových ploch	44
4.2.1	Metody pro měření povrchové topografie	46
4.2.1.1	Optická chromatografie	51
4.2.1.2	Parametry drsnosti	53
5	Vývoj experimentu	55
5.1	Použité metody pro kvantifikaci lomových ploch	58
6	Šíření smykových trhlin v prahové oblasti v austenitické oceli	63
6.1	Použité vzorky a přípravky	63
6.2	K-kalibrace vzorků	69
6.3	Rekonstrukce lomových povrchů	73
6.3.1	Stanovení efektivních prahových hodnot rozkmitu faktoru intenzity napětí $\Delta K_{eff,th}$	84
7	Diskuze výsledků	89
8	Závěr	91

1 Úvod

První studie lomů materiálů způsobených únavou jsou datovány od 19. století. Výzkumy se ubíraly směrem prevence iniciace únavových trhlin a následného poškození konstrukčních součástí. V posledních desetiletích je úrava materiálu studována v mnoha vědních oborech, jako jsou např. biomechanika, fyzika pevných látek, materiálové, stavební a letecké inženýrství.

Únavový lom je zdaleka nejčastějším a inženýrsky nejdůležitějším provozním mezním stavem, neboť kolem 80 % provozních lomů je únavového typu [1,2]. Zatímco jsou základní mikromechanismy růstu únavových trhlin v kovových materiálech v zátěžných módech I a II dobře známy, není tomu tak v případech růstu únavové trhliny v prostém módu III [3–5]. Hlavním problémem je z teoretického pohledu skutečnost, že opakovaný pohyb geometricky nutných hranových dislokací v nejjednodušších modelech pro módy I a II vytváří nové lomové povrchy podél celého čela trhliny v každém cyklu. Naproti tomu šroubové dislokace vytváří v prostém módu III pouze schodky na povrchu roviny vzorku.

Ačkoliv se tyto výběžky mohou poté pohybovat jako trhliny v lokálním módu II, rychlost postupu čela takových trhlin ve směru makroskopického šíření by měla být zanedbatelná při srovnání s přímým růstem trhliny v módech I a II. Pro hlubší poznání mikroskopických lomových mechanismů a postupu šíření čela trhliny byla provedena 2D a 3D fraktografická měření potvrzující rozdílné mikromechanismy šíření trhliny ve smykových zátěžných módech II a III, což se projevilo i v různé rychlosti růstu [4,6].

Výskyt únavového poškození vlivem růstu trhliny v módu II je často pozorován v mechanických součástech vystavených opakovanému valivému zatěžování, jako jsou koleje, pracovní válce a ložiska [7]. Samotný mechanismus šíření v módu II je složitější než u módu I, jelikož při šíření v módu II dochází často k vybočení šířící se trhliny do módu I. Poškození působením smykového módu III je součástí mnoha inženýrských aplikací, jako jsou pružiny, torzní hřídele, lopatky turbín a přenosové součásti v automobilovém průmyslu [8].

Dosud ve světě prováděné experimenty byly založeny na namáhání prostým krutem nebo asymetrickým 4-bodovým ohybem [5,9,10]. Tento způsob zatěžování s sebou přináší některé obtížně řešitelné problémy jako například superpozici módu I. Proto bylo ve spolupráci s Erich Schmid Institutem v Leobenu postaveno zařízení, umožňující zatížení prostým smykem, pomocí něhož bylo možno ověřit platnost modelu Pokludy a Pippana [3,4] v oblasti nízkocyklové únavy. Tento model vysvětluje mikromechanismus šíření trhlin v tvárných materiálech ve smykovém módu III jako postupný růst čela trhliny sekvencí módu II. Jeho předpokladem je mikrokřivolaké čelo šířící se trhliny nebo asistence částic sekundární fáze. Pro předložený model hovoří skutečnost, že čelo reálné trhliny není nikdy mikroskopicky rovné, tudíž i při makroskopicky prostém módu III je vždy přítomen mikroskopický mód II.

Cílem mojí práce bylo provedení experimentů, umožňujících zatížení vzorků současně v prostých smykových módech II, III a smíšeném módu II+III. Dále pak kvantitativní vyhodnocení lomových ploch za použití 3D rekonstrukce pro identifikaci mikromechanismu šíření únavových trhlin v módu II a III v oblasti vysokocyklové únavy, jakož i nalezení efektivních prahových hodnot rozkmitů faktorů intenzity napětí. Teprve data získaná

z takto navrženého experimentu (tj. zanedbatelný vliv stínících mechanismů) umožňuje srovnávání s navrženými teoretickými dislokačními modely s podporou molekulární dynamiky a ab initio výpočtů. Objasnit lokální aspekty šíření v jednotlivých smykových módech II a III.

Na základě použité metody vytváření iniciační trhliny a způsobu tepelného zpracování bylo možno dané prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí považovat za tzv. efektivní (inherentní) [11].

Tato disertační práce obsahuje ve druhé kapitole výklad základních únavových charakteristik, jako jsou iniciace, šíření krátkých a dlouhých únavových trhlin a jejich zavírání. Třetí kapitola se věnuje šíření únavových trhlin v jednotlivých módech I, II a III, jakož i jejich kombinaci, tedy v tzv. smíšeném módu. Ve čtvrté kapitole jsou popsány metody kvantifikace lomových ploch a některé dosud známé výsledky v oblasti šíření trhliny ve smykových módech. Pátá kapitola již obsahuje vlastní experimentální část se zaměřením na vývoj prací při samotné realizaci experimentu. V šesté kapitole jsou vyhodnoceny dosažené experimentální výsledky a v sedmé kapitole jsou tyto data diskutována. Závěrečná osmá kapitola celou práci shrnuje a uzavírá.

2 Únava materiálu

Slovo „únava“ se stalo široce rozšířeným pojmem v technické oblasti jako výraz pro poškození nebo selhání konstrukčního dílce vlivem cyklického namáhání materiálu. Samotná definice únavy byla přijata již v roce 1964 Mezinárodní organizací pro standardizaci v Ženevě, podle níž únava vyjadřuje změny vlastností, které se mohou vyskytnout v kovech v důsledku opakujícího se zatížení napětím nebo deformací. Únavové poškození se vyskytuje v mnoha rozličných formách. K únavě materiálu dochází vlivem cyklického zatížení, jehož maximální hodnoty jsou výrazně menší než při kterých dochází ke statickému poškození [1].

Nejvýznamnější jsou práce Wöhlera [12], který položil základ strategie, jež umožňuje vyloučit havárie způsobené únavou, což jsou únavové zkoušky litin, ocelí a dalších kovů při ohybovém, krutovém i osovém zatěžování. Wöhler také ukázal, že únavové chování materiálu je ovlivněno nejen amplitudou napětí, ale i hodnotou středního napětí [13].

V současné době existují tři hlavní přístupy pro rozbor namáhání a návrh bezpečné konstrukce z hlediska únavového porušení. Tradiční přístup se označuje jako napěťový a je založen na rozboru nominálních napětí v součásti. Druhý přístup se označuje jako deformační, jenž zahrnuje mnohem podrobnější analýzu porušení součástí s vruby. Oba přístupy vedou ke stanovení materiálové charakteristiky, tzv. křivka únavové životnosti. Křivky jsou v konstruktérské praxi využívány k tomu, aby nedošlo k naplnění únavové životnosti během provozu konstrukce. Jedná se o přístup označovaný jako „bezpečná životnost“ („save life“). Historicky mladší přístup se nazývá přípustné poškození („damage tolerance“) a je založen na znalosti lomové mechaniky [13].

Výzkum v oblasti lomové mechaniky se tradičně soustředí na problémy růstu trhliny v módu I, ačkoli je mnoho případů poškození součástí způsobeno růstem trhliny kombinací módu I a smykových módů II a III, tedy tzv. smíšeným módem. V inženýrských aplikacích lze nalézt příklady součástí, které jsou namáhány nejrozličnějšími kombinacemi zatěžných módů. Mnohé jednoosé namáhané součásti obsahují často náhodně orientované trhliny popř. defekty, které podporují vznik smíšeného módu. Příkladem součástí zatížených smíšeným módem jsou povrchy hřídelí, popř. potrubí, které jsou vystaveny ohybu a krutu. Dalším příkladem působení smíšeného módu jsou valivé kontakty ložisek, které pracují ve vysokých otáčkách. Trhlina se šíří v radiálním směru kombinací módu I (odstředivé síly) a módu II (síly působící na stykovou plochu valivého ložiska). Charakteristickým rysem únavové trhliny ve smíšeném zatěžování (módu) je, že trhlina mění směr svého růstu [14].

2.1 Stádium iniciace trhliny

Ve většině případů začíná únavový lom v nejvíce zatěžované části součásti. Ke vzniku únavové trhliny mohou vést i velmi malé defekty, jako jsou póry nebo vměstky, proto je nutno klást velký důraz na výrobní proces u součástí, jež budou vystaveny cyklickému namáhání. Ovšem ani v případě, kdy daná součást nebude obsahovat dané iniciační defekty, není zaručeno, že nedojde ke vzniku trhlín. Vlivem cyklického zatěžování dochází ke zdrsňení povrchu součásti a následné iniciaci trhlín [15].

Přímé metody pozorování prokázaly, že k iniciaci únavových trhlín dochází zpravidla

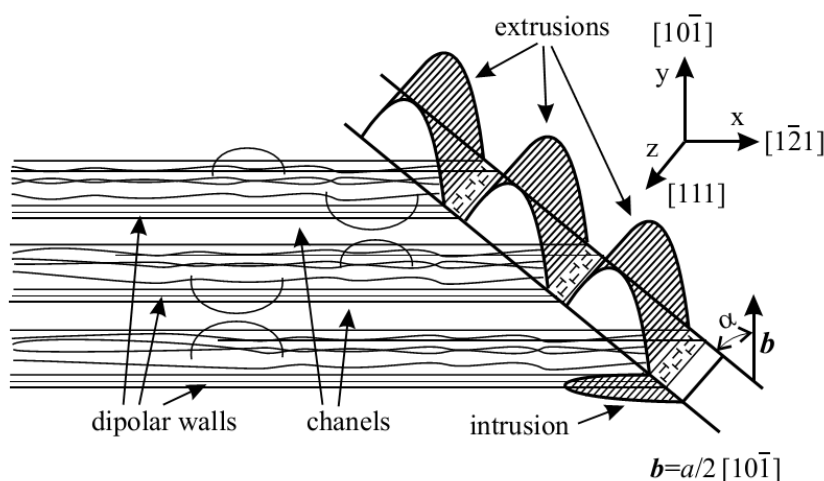
na povrchu materiálu. Výjimku mohou tvořit materiály s vnitřními strukturními defekty dostatečného rozměru a tzv. gigacyklová únava [10]. V podstatě existují čtyři typy iniciačních míst:

1. Perzistentní skluzová pásma (PSP).
2. Hranice zrn.
3. Rozhraní vměstek - matrice.
4. Rozhraní precipitát - matrice.

První dva typy jsou charakteristické pro monokrystaly a polykrystaly jednofázových kovů. Zbývající mechanismy se uplatňují u vícefázových, tj. komerčních slitin [2].

V modelech popisujících nukleaci trhliny v PSP je obtížné stanovit rozdíl mezi intruzí a mikrotrhlinou. Na základě experimentálních dat, pozorovaných nejčastěji na monokrystalu mědi, byly tvorba intruzí a nukleace trhliny považovány za dva rozdílné procesy [16]. Při studiu cyklicky zatěžovaného monokrystalu mědi byl pozorován pokračující růst intruzí s rostoucím počtem cyklů. Těsně před dolomením byla v monokrystalu pozorována hustá koncentrace trhlín [17].

V současné době je nejvíce uznávaným modelem vznik intruzí a extruzí dislokačním a vakančním mechanismem. Pohyb šroubových dislokací se skoky vytváří přebytek vakancí v kanálcích. Následný tok atomů dovnitř těchto kanálků způsobí tvorbu extruzí na volném povrchu, jejichž objem je mnohem větší než objem intruzí (obr. 1). Naopak dislokační stěny vedou tok vakancí k povrchu, což vede k vzniku tenkých intruzí v blízkosti již existujících extruzí [18].



Obr. 1: Model vzniku intruzí a extruzí v PSP s volným povrchem [19]

U houževnatých materiálů dochází v zrnech s vhodnou orientací vzhledem k působícímu napětí během zatěžování ke vzniku skluzových pásů. Počet těchto skluzových pásů roste s počtem cyklů s tím, že tento jev má charakter nasycení. V některých

speciálních skluzových pásech (perzistentní skluzová pásma) dochází k iniciaci trhlinek, které rostou v rámci hostitelských zrn a postupným spojením přerostou v magistrální trhlinu [13].

U materiálů, které mají omezenou houževnatost, jako jsou např. vysokopevné kovy, je mikrostrukturní poškození méně rozsáhlé a je koncentrované do okolí defektů. Malé trhliny se iniciují v okolí dutinek, inkluzí, skluzových pásů, hranic zrn nebo povrchových poškození. Vzniklé magistrální trhliny rostou ve směru kolmém na hlavní napětí. Tedy proces iniciace únavového porušení v materiálech s omezenou tažností je charakteristický šířením trhliny z jednoho nebo několika málo defektů na rozdíl od procesu iniciace porušení v materiálech s velkou tažností, kde dochází k intensifikaci (zvýšení) plastické deformace ve skluzových pásech a následné iniciaci trhlín ve velké oblasti povrchu tělesa [13].

2.2 Stádium šíření trhliny

Ve druhé polovině 20. století se pro popis šíření trhlín začala široce používat lineární lomová mechanika. Tato teorie je založena na mechanice kontinua a jedinými materiálovými charakteristikami, které v ní kromě elastických konstant explicitně vystupují, jsou odpory proti iniciaci a šíření trhliny, vyjádřené makroskopickými empirickými parametry. Strukturní charakteristiky jsou v těchto parametrech zahrnuty pouze implicitně. Až do 70. let se čela trhlín a lomové plochy uvažovaly jako přímky a úsečky, resp. roviny, a mikrogeometrie reálných trhlín indukovaná strukturou se zanedbávala. Používané vztahy pro faktor intenzity napětí závisely tedy pouze na makroskopické geometrii vzorku s trhlinou a způsobu jeho vnějšího zatížení. Předpokládalo se, že jednoparametrická lineární lomová mechanika v tomto klasickém pojetí bude dostačující pro obecný inženýrský popis prahových hodnot a rychlosti šíření trhlín zejména při vysokocyklové únavě materiálu [20].

V průběhu 70. a 80. let, zejména v souvislosti s vývojem ultrapevných ocelí, konstrukční keramiky a kompozitních materiálů, však bylo stále více zřejmé, že užití klasické lineární lomové mechaniky má významné omezení z hlediska délky trhlín, jejich mikrogeometrie i makrogeometrie tělesa s trhlinou. Chování krátkých trhlín se obecně vymyká rámci lineární lomové mechaniky a i v případě dlouhých trhlín je často do ní nutno explicitně zahrnout mikrogeometrii trhlín, statistický přístup, popř. stísněnost deformace (tzv. dvouparametrová lineární lomová mechanika) [20] (viz dále).

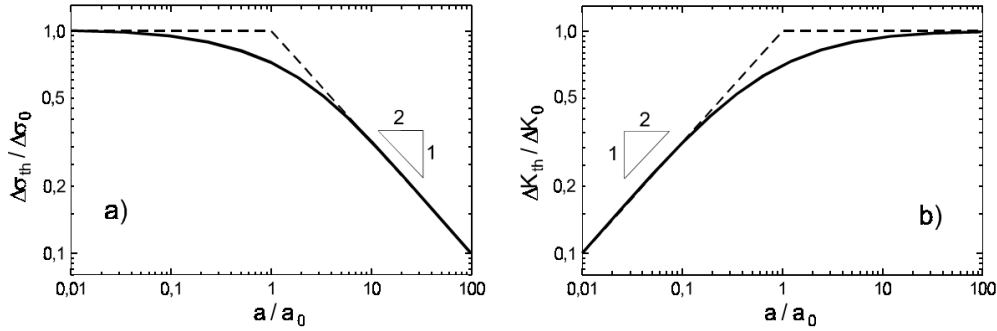
Stádium šíření trhlín dělíme s ohledem na mikromechanismus postupu čela trhliny na krystalografickou a nekrystalografickou fázi. Trhliny odpovídající krystalografické fázi nazýváme krátké a trhliny, šířící se nekrystalograficky, nazýváme dlouhé, i když takové přiřazení je velmi zjednodušené [2].

2.2.1 Stádium šíření krátkých únavových trhlín

Úspěchy koncepce lineární lomové mechaniky trhlín v 60. a 70. letech při její aplikaci na šíření trhlín v dostatečně masivních tělesech spočívaly v tom, že se lomové mechanické charakteristiky (prahové hodnoty faktoru intenzity napětí ΔK_{th} , konstanty v zákonech šíření, statická i cyklická lomová houževnatost K_c atd.) jeví být nezávislé na geometrii

tělesa s trhlinou a zejména na délce trhliny [20].

V roce 1976 však Kitagawa a Takahashi [21] ukázali, že existuje kritická délka trhliny a_0 , pod níž ΔK_{th} klesá s klesající délkou trhliny a . Zatímco pro šíření trhlín o délce $a \geq a_0$, tzv. dlouhých trhlín, platí až do lomu při konstantním rozkmitu faktoru intenzity napětí lomově-mechanická prahová podmínka $\Delta K > \Delta K_0$, pro trhliny $a < a_0$, tzv. krátké trhliny platí napětěově prahová podmínka $\Delta \sigma > \Delta \sigma_0$, kde $\Delta \sigma_0$ je rozkmit napětí na mezi únavy hladkého tělesa (obr. 2). Použití K-koncepce v rámci lineární lomové mechaniky k popisu šíření krátkých trhlín je tudíž principiálně nevhodné [20].



Obr. 2: Prahové podmínky šíření únavových trhlín (čárkovaně - aproximace, plnou čarou - experiment) [20]

Mikrotrhliny vznikají zpravidla na povrchu v místech maximální skluzové aktivity podporované vrubovým účinkem. Kvalitativní výklad vzniku mikrotrhlín je založen na představě prorůstání intruzí do materiálu [1, 2, 22]. Hustota krátkých trhlín je malá při zatěžování v okolí meze únavy, v oblasti přechodu mezi nízkocyklovou a vysokocyklovou únavou ($N_f \approx 10^5$) však rychle roste. Krátké trhliny lze dále rozdělit na *mikrostrukturně krátké* a *fyzicky krátké (přechodové)*. Na rychlost šíření mikrostrukturně krátkých trhlín mají významný vliv strukturní bariéry. Při dané hodnotě amplitudy plastické deformace ϵ_{ap} (resp. σ_a , ΔK) mohou tzv. slabé bariéry (např. jemné koherentní precipitáty) rychlost krátké trhliny zpomalovat, zatímco silné bariéry (např. hranice zrn, velké nekoherentní částice sekundární fáze) mohou trhlínu zcela zastavit [20].

Šíření mikrostrukturně krátkých trhlín se děje dislokačními skluzovými mechanismy v krystalografických skluzových systémech, např. $\langle 110 \rangle \{111\}$ v fcc kovech a $\langle 111 \rangle \{110\}$ resp. $\langle 111 \rangle \{112\}$ v bcc kovech, přednostně v největších povrchových zrnech s nejvýhodnější orientací skluzového systému vzhledem k podmínce maximálního smykového napětí. Postup trhlín je limitován různě „silnými“ strukturními bariérami, nejčastěji hranicemi zrn a mezifázovými hranicemi, které mohou způsobit úplné zastavení jejich růstu. Důvodem je především odlišná krystalografická orientace sousedních zrn nebo jiná krystalografická struktura (v případě mezifázového rozhraní). Pro překonání bariéry je nutné, aby superpozice vnějšího napětí a napětí od nakupených dislokací před překážkou postačila k aktivaci dislokačního skluzu v sousedním zru a reiniciaci trhliny [2, 22].

Při šíření krátkých trhlín nejsou splněny podmínky malé plastické deformace ani rovinné deformace a během jejich šíření se může výrazně měnit hodnota T-napětí. Rovina trhliny je navíc skloněna vůči rovině kolmé na maximální hlavní napětí. K jeho popisu

tedy nelze využít aparátu jednoparametrové lineární lomové mechaniky v reprezentaci otevíracího módu I. Maximální délka mikrostrukturně krátké trhliny je řádově srovnatelná se střední vzdáleností nejsilnějších bariér d (tzv. mikrostrukturní rozměr). Poněvadž můžeme předpokládat monotónní závislost mezi objemovou (makroskopickou) a lokální (mikroskopickou) plastickou deformací, platí pro rychlost šíření kolem meze únavy empirická relace [2, 22]:

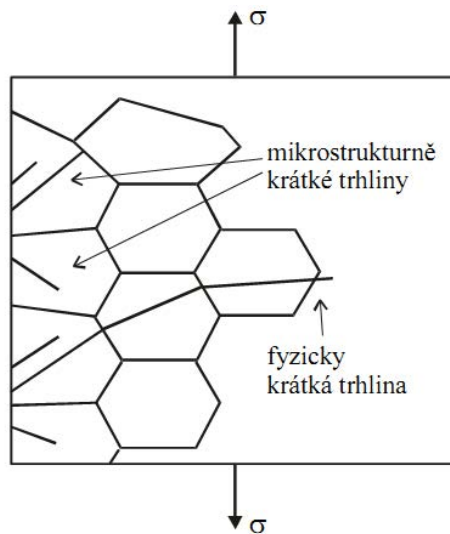
$$v = \frac{da}{dn} = A\Delta\epsilon^{\delta_1} (d - a)^{\delta_2}, \quad (1)$$

kde $\Delta\epsilon$ je rozkmit střední objemové deformace, a je délka trhliny, n je počet zátěžných cyklů a A, δ_1, δ_2 jsou materiálové konstanty závislé na způsobu zatěžování ($\delta \leq 1$).

Při hodnotách rozkmitu deformace (resp. napětí) nad mezí únavy mohou nejvhodněji orientované a situované mikrostrukturně krátké trhliny překonat strukturní bariéru. Po průchodu nejsilnější překážky se trhlina začíná stávat fyzicky krátkou. Tato trhlina se spojitě odklání do směru kolmého na maximální hlavní napětí a vliv struktury na její šíření slábne (obr. 3). V případě jednoosého namáhání lze rychlost šíření fyzicky krátké trhliny popsat vztahem [2, 22, 23]:

$$v = B\Delta\epsilon^{\delta_3}a - C, \quad (2)$$

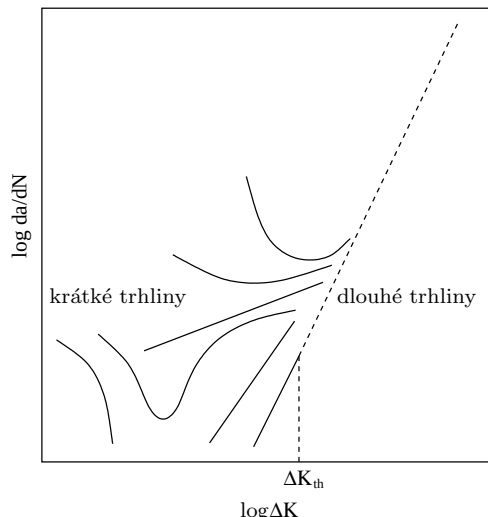
kde B, C, δ_3 jsou materiálové konstanty závislé na způsobu zatěžování. Konstanta C představuje prahovou hodnotu rychlosti šíření přechodové trhliny.



Obr. 3: Schéma šíření mikrostrukturně a fyzicky krátkých trhlin v polykrystalickém materiálu [22]

Rychlost růstu krátkých únavových trhlin je zpravidla rychlejší než rychlost růstu odpovídající dlouhé únavové trhlině při stejné velikosti rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK . K růstu krátkých únavových trhlin dochází i v případě, kdy hodnota rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK je menší než prahová hodnota rozkmitu faktoru intenzity

ΔK_{th} , určeného pomocí „tradičních“ experimentů pro dlouhé únavové trhliny. Na rozdíl od rychlosti šíření dlouhých únavových trhlin, která obecně (obvykle) roste s rostoucím ΔK , u krátkých únavových trhlin je mnohdy pozorován růst, pokles nebo konstantní rychlost s rostoucím ΔK . Tato závislost rychlosti růstu krátkých únavových trhlin je schematicky znázorněna na obr. 4 [24].

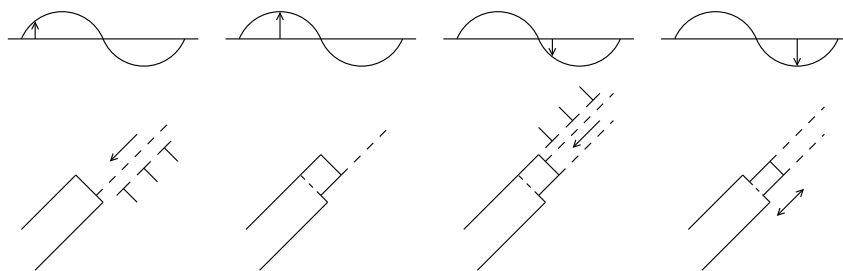


Obr. 4: Porovnání rychlosti růstu krátké únavové trhliny s rychlostí růstu dlouhé únavové trhliny [24]

Základním důvodem nesouhlasu mezi naměřenými rychlostmi dlouhých a krátkých únavových trhlin je rozdílný mikromechanismus jejich růstu. Ačkoli makroskopická hodnota ΔK , vypočtená z lomové mechaniky, může být pro dlouhé a krátké únavové trhliny stejná, skutečná lokální hodnota ΔK se může lišit vlivem lokalizované plasticity, zavírání trhliny a mikrostrukturních změn na čele trhliny [24].

Počáteční stádium šíření mikrotrhliny si lze představit jako prorůstání intruze do hloubky únavového pásma. Přitom lze v zásadě uvažovat dva mechanismy. První vyžaduje střídavý dislokační skluz přinejmenším ve dvou paralelních skluzových rovinách na špičce intruze (mikrotrhliny) v průběhu zátěžného cyklu. Tento mechanismus, kterému nemusí asistovat chemické prostředí, se může realizovat buď pohlcováním dislokací na čele trhliny (obr. 5) nebo jejich emisí. Druhý mechanismus vyžaduje asistenci korozních produktů. Postup ostrého čela trhliny v jediné skluzové rovině je zde podmíněn nespojením porušených meziatomových vazeb v tlakové fázi cyklu v důsledku vytvoření oxidického filmu nebo korozních mikroproduktů na čerstvě vytvořených površích v předchozí tahové fázi.

Oba tyto mechanismy umožňují čelu intruze (mikrotrhliny) postupovat dovnitř únavového skluzového pásma podél krystalograficky definované skluzové roviny [2]. Z rov. 1 plyne $v = 0$ pro $a = d$ a na mezi únavy se tedy mikrostrukturně krátké trhliny zastavují u nejsilnějších bariér. Aby mikrostrukturně krátká trhlina o délce d překonala bariéru a stala se fyzicky krátkou, musí být první člen na pravé straně rov. 2 pro $a = d$ větší než prahová hodnota C . K zastavení krátké trhliny může ovšem dojít i poklesem



Obr. 5: Model pohlcování dislokací v jednotlivých stádiích zátěžného cyklu [2]

aplikovaného rozkmitu ekvivalentní deformace pod prahovou úroveň [22].

Efekt zavírání trhliny, který se může významně uplatňovat při zastavování dlouhých trhlín, je při šíření mikrostrukturně krátkých trhlín zanedbatelný v důsledku [22]:

1. Malé velikosti a protáhlého tvaru plastické zóny, která je vlivem krystalografického skluzu soustředěna do blízkého okolí skluzového systému.
2. Hladkých lomových povrchů za čelem trhliny.
3. Minimálního otevírání špičky trhliny při smykové deformaci.

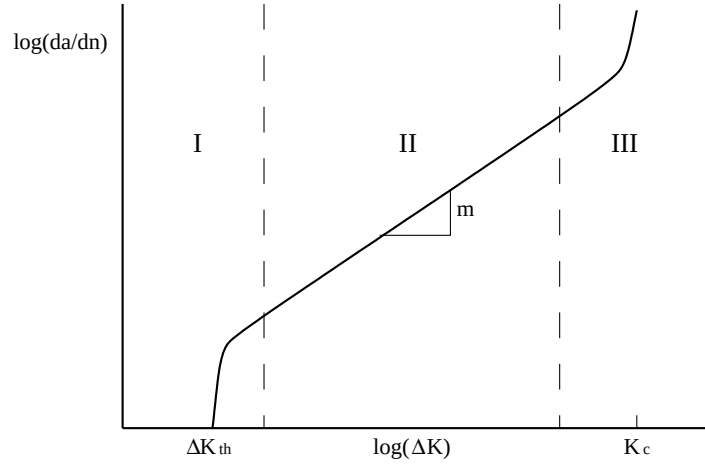
Rovněž gradienty napětí i odporu materiálu lze v rámci jednoho, resp. několika zrn pokládat za nevýznamné. I když úroveň zavíracích efektů u fyzicky krátkých trhlín postupně narůstá, je možno konstatovat, že vliv historie zatěžování a dalších faktorů, ovlivňujících zastavování dlouhých trhlín, je při šíření krátkých trhlín velmi malý.

2.2.2 Stádium šíření dlouhých trhlín

Od délky řádově desetinásobku střední velikosti mikrostrukturního rozměru (velikost zrna, paketu nebo částic sekundární fáze) se trhlina považuje za dlouhou a její růst přestává být závislý na krystalografické struktuře kovu. V oblasti vysokocyklové únavy se trhliny této velikosti již stávají magistrálními a téměř veškeré únavové poškození součásti nebo vzorku se koncentruje do plastické zóny na jejich čele [22].

V homogenním kontinuu (ideální matici) se trhlina šíří tak, aby byla maximalizována hnací síla, tj. ve směru kolmém na maximální hlavní napětí, tedy do zátěžného módu I. Zejména na hladinách amplitudy napětí nepříliš vyšších než mez únavy σ_c lze plastickou zónu na jejím čele považovat za malou. Proto se k popisu rychlosti šíření v tomto stádiu s výhodou využívá aparátu lineární lomové mechaniky. V konstrukčních materiálech však může mít lomová plocha a čelo dlouhé trhliny z mikroskopického pohledu často velmi členitou geometrii. Úroveň členitosti je určena především prostorovým rozložením nehomogenit iniciujících lokální porušení a hodnotou tzv. rozměrového poměru. Pro všechny kovové materiály platí křivka na obr. 6. Směrem k malým rychlostem šíření se asymptoticky blíží k jisté prahové hodnotě ΔK_{th} , směrem k vysokým rychlostem šíření se tato křivka blíží k hodnotě K_c , při níž nastane závěrečný lom [2, 20].

Samotnou křivku lze rozdělit do tří oblastí: v oblasti I je průměrný přírůstek délky trhliny odpovídající jednomu cyklu srovnatelný s mřížkovou konstantou. Tato oblast bývá



Obr. 6: Schematická křivka vyjadřující závislost rychlosti šíření únavové trhliny na amplitudě faktoru intenzity napětí [2]

spojována s existencí prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK_{th} . Pod hodnotou ΔK_{th} nedochází k růstu trhliny. Nad hodnotou ΔK_{th} dochází k prudkému nárůstu rychlosti šíření trhliny s rostoucím ΔK . Hodnota ΔK_{th} je zpravidla vztahována k určité minimální rychlosti růstu trhliny (10^{-11} m.cyklos $^{-1}$) v závislosti na přesnosti monitorovacího zařízení a na počtu realizovaných cyklů [1].

Oblast II je oblast stabilního růstu únavové trhliny známá jako oblast platnosti Parisova-Erdoganova zákona. Tento zákon vyjadřuje lineární změnu logaritmu rychlosti šíření trhliny da/dn v závislosti na logaritmu rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK :

$$\frac{da}{dn} = A\Delta K^m, \quad (3)$$

kde A a m jsou materiálové charakteristiky, které se určují experimentálně. Výsledky experimentálních prací ukázaly, že hodnota m leží v intervalu hodnot 2 až 7.

Oblast III se vyznačuje intervalem vysokých hodnot ΔK , při kterých rychlost šíření prudce roste, což vede k náhlému lomu součásti. Kritická hodnota faktoru intenzity napětí K_c (cyklická lomová houževnatost) je závislá na módu zatížení, chemickém prostředí, materiálové mikrostruktuře, teplotě, stupni deformace a stavu napjatosti. Hodnota K_c pro mód I určená za podmínky rovinného stavu deformace při monotónním zatěžování je známa jako lomová houževnatost K_{Ic} . Hodnoty lomových houževnatostí v módech II a III jsou označeny příslušným indexem K_{IIc} resp. K_{IIIc} [1]. Cyklická lomová houževnatost K_c je přibližně rovna hodnotě K_{Ic} pouze u kvazi-křehkých kovových materiálů [2].

Všechny oblasti lze popsat pomocí obecného sedmiparametrického vztahu, zahrnujícího rovněž vliv asymetrie cyklu R :

$$\frac{da}{dn} = AK_c^q \left[\frac{\Delta K}{(1-R)^\gamma} \right]^{m-p} \frac{[\Delta K (1-R)^{-\gamma}]^p - \Delta K_{th0}^p}{K_c^q - [\Delta K (1-R)^{-1}]^q}, \quad (4)$$

kde p je parametr popisující zakřivení v prahové oblasti, q je parametr popisující zakřivení v subkritické oblasti a γ je hodnota v intervalu $< 0, 1 >$ [25].

Nehomogenity, resp. poruchy ideální matriční struktury jako místa s nízkou povrchovou energií (tj. vyšší energií, než má ideální matrice) způsobují, že trhlinka se může lokálně odklánět od uvedeného směru nebo se štěpit. Tento proces obecně nazýváme větvením trhliny. Větvení trhliny, stejně jako její zavírání, je jedním z neúčinnějších stínících efektů [1], které způsobují snížení její hnací síly. Poněvadž v kovových materiálech jsou jak stabilní šíření, tak i nestabilní lom vždy doprovázeny alespoň lokální plastickou deformací, je nejčastějším lokálním poškozovacím mikromechanismem vznik nakupení dislokací na rozhraní částice sekundární fáze - matrice nebo na hranicích zrn v rámci plastické zóny. Tím dochází ke vzniku mikrotrhlin, které interagují s magistrální trhlinou a dochází k jejich propojení nejčastěji smykovým mechanismem nebo interkrystalickou dekohezí. To má za následek vznik křivolakého čela nebo deviace trhliny jako celku od optimálního směru. Je zřejmé, že pravděpodobnost takových procesů roste s klesající povrchovou energií v oblasti poruch a jejich rostoucí koncentrací. Roste však i s rostoucí délkou nakupení, resp. střední volnou drahou dislokací, která naopak roste s rostoucí vzdáleností částic sekundární fáze (jejich klesající koncentrací) nebo s rostoucí velikostí zrna. Velikost odchylek roste s klesající koncentrací částic a rostoucí střední velikostí zrna [20].

Větvení trhliny indukuje lokální smíšený zátěžný mód I+II+III na jejím čele. Ani v případě prostého vnějšího zátěžného módu I není tudíž hnací síla trhliny G v rámci lineární lomové mechaniky obecně určena pouze faktorem intenzity napětí K_I , nýbrž kombinací lokálních k -faktorů. Pokud vnější tahový mód I významně převládá, můžeme efektivní hnací sílu g_{ef} v daném místě na křivolakém čele trhliny charakterizovat tzv. lokálním součinitelem k_{eff} ve tvaru [20, 26]:

$$k_{eff}^2 = k_1^2 + k_2^2 + \frac{1}{1-\nu} k_3^2, \quad (5)$$

kde ν je Poissonovo číslo. Vliv větvení na špičce trhliny na hnací sílu a rychlost šíření poprvé ukázala práce [27], zabývající se výpočtem k_{eff} pro nejjednodušší případy větvení (elementární vyhnutí a rozštěpy). Pro vyhnutí platí:

$$k_I = \cos^3\left(\frac{\vartheta}{2}\right) K_I, k_{II} = \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \cos^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) K_I \quad (6)$$

a tedy

$$k_{eff} = \cos^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) K_I. \quad (7)$$

Tahové napětí na čele trhliny je stanoveno pomocí k_I a jeho maximální hodnota pro globální K_{II} je pozorována při úhlu náklonu $\psi = 70^\circ$ [9]

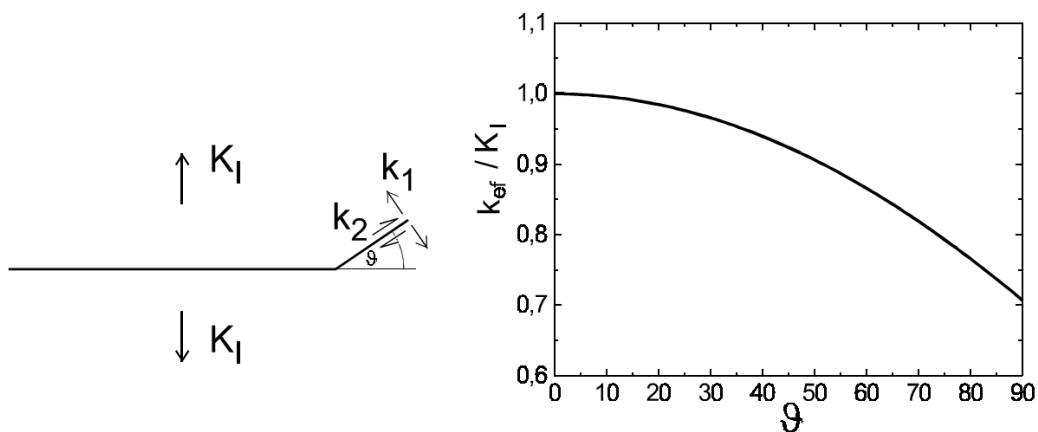
$$k_I = -\frac{3}{4} \left(\sin\frac{\vartheta}{2} + \sin\frac{3\vartheta}{2} \right) K_{II} = 1,15 K_{II}. \quad (8)$$

Z obr. 7 je zřejmé, že vyhnutí např. o úhel $\vartheta = 60^\circ$ způsobí snížení efektivního k -faktoru o 15 % (tj. hnací síly téměř o 30 %) [20]. V případě elementárního rozštěpu je snížení dvojnásobné. Obecně platí, že při stejném vnějším zatížení je hodnota k_{eff} pro libovolně

rozvětvenou trhlínu vždy menší než hodnota K_I vypočtená pro trhlínu s rovným čelem a stejnou průmětovou délkou.

Vyhýbání a štěpení navíc prodlužuje délku čela trhliny, což dále snižuje její hnací sílu. O tom, jak výrazně je geometrie trhliny ovlivňována strukturou, však nerozhodují jen zmíněné strukturní parametry, nýbrž i relativní velikost plastické zóny na čele trhliny. Pokud je velikost plastické zóny mnohem větší než charakteristický strukturní parametr, přestávají být geometrie i způsob šíření trhliny strukturně modifikovány a trhlina se pak i mikroskopicky šíří přibližně jako v homogenním kontinuu.

Tento jev se nazývá rozměrový efekt (size effect) a má kvalitativní analogii, např. v optice při difrakci vlnění. Poměr velikosti plastické zóny a charakteristického strukturního rozměru - rozměrový poměr R_S , který je významným parametrem, ovlivňujícím úroveň mikrokřivolakosti trhliny [20].



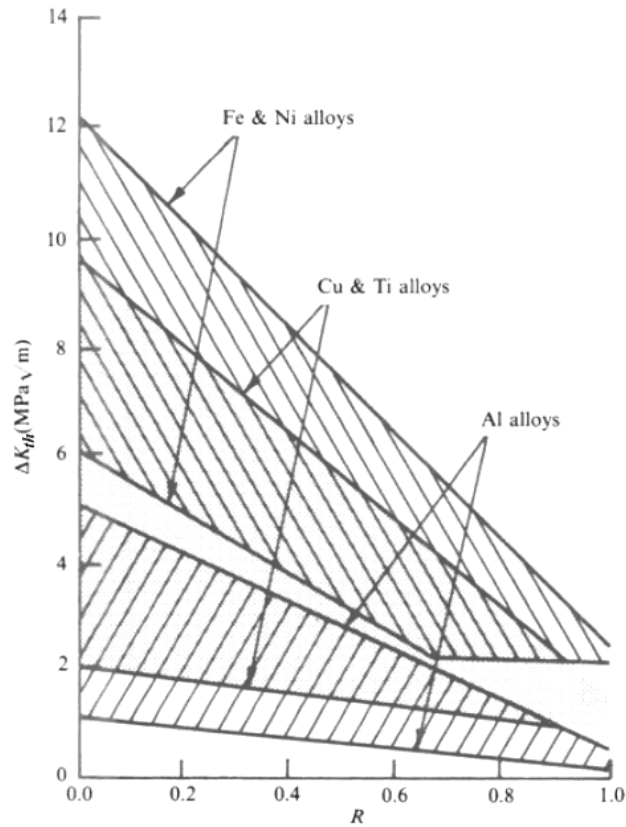
Obr. 7: Vliv úhlu elementárního vyhnutí špičky trhliny na efektivní k -faktor [20]

Relativní kvalitativní popis šíření dlouhých trhlin se strukturně indukovanou mikrogeometrií vyžaduje zahrnutí obou stínících efektů zavírání i větvení. V případě kovových materiálů v normálním prostředí je zpravidla postačující uvažovat drsnostně indukované zavírání [28]. Naopak u konstrukční keramiky je nutno uvažovat přinejmenším i transformačně indukované zavírání a větvení [2, 20]. U kompozitních materiálů je nutno se ještě zabývat můstkovým zavíráním trhliny a větvením. Poněvadž je hodnota ΔK v prahové oblasti šíření dlouhých trhlin malá, je malá plastická zóna a tudíž i hodnoty rozměrového poměru R_S a otevření trhliny δ .

Odtud plyne, že mikrogeometrie čela i lomových ploch je velmi členitá a výška mikronerovností je větší nebo srovnatelná s otevřením čela trhliny δ . V této oblasti se tedy nejvíce uplatňuje drsnostně indukované zavírání trhliny i větvení a vliv struktury na stabilitu dlouhých trhlin, tj. na hodnoty ΔK_{th} , je velmi významný [1, 2, 20]. V důsledku toho, že podmínky malé plastické zóny i rovinné deformace jsou s rezervou splněny, nic nebrání širokému využití aparátu K -koncepte lineární lomové mechaniky [20]. Šíření trhliny v prahové oblasti se uskutečňuje nespojitým procesem, kde průměrný přírůstek trhliny je menší než $10^{-6} \text{ mm.cyklus}^{-1}$ [1].

Z obr. 8 je patrný pokles ΔK_{th} s rostoucím parametrem asymetrie cyklu R u slitin Fe

a Ni před dosažením rovnovážného stavu. Schmidt a Paris [29] popsali závislost prahové hodnoty faktoru intenzity napětí ΔK_{th} pro každou hodnotu asymetrie cyklu R z hlediska dvou rozhodujících parametrů.



Obr. 8: Průběh prahových hodnot rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK_{th} měřených za pokojové teploty v závislosti na aplikovaném parametru asymetrie cyklu R pro různé slitiny [30]

McClintock [31] jako první popsal existenci únavové prahové hodnoty. Předpokladem dosažení únavového růstu trhliny bylo dosažení kritické hodnoty lokální deformace nebo akumulované deformace podél charakteristické délky na čele trhliny. McClintock předpokládal, že únavové trhliny mohou zastavit svůj růst, jestliže nárůst oblasti plastické zóny na čele trhliny bude srovnatelný s velikostí zrna ve struktuře. Přechod z prahové oblasti do oblasti platnosti Parisova zákona je doprovázen patrnou změnou lomového chování. Zatímco v případě prahové oblasti je šíření trhliny závislé na mikrostruktuře, v případě druhé zmiňované oblasti již mikrostruktura šíření trhliny neovlivňuje. K tomuto přechodu dochází, je-li velikost cyklické plastické zóny r_c srovnatelná s charakteristickým mikrostrukturním rozměrem l^* :

$$r_c = \alpha \left(\frac{\Delta K_T}{\sigma'_y} \right)^2 \approx l^*, \quad (9)$$

kde ΔK_T je hodnota rozkmitu faktoru intenzity napětí, při níž dochází k danému

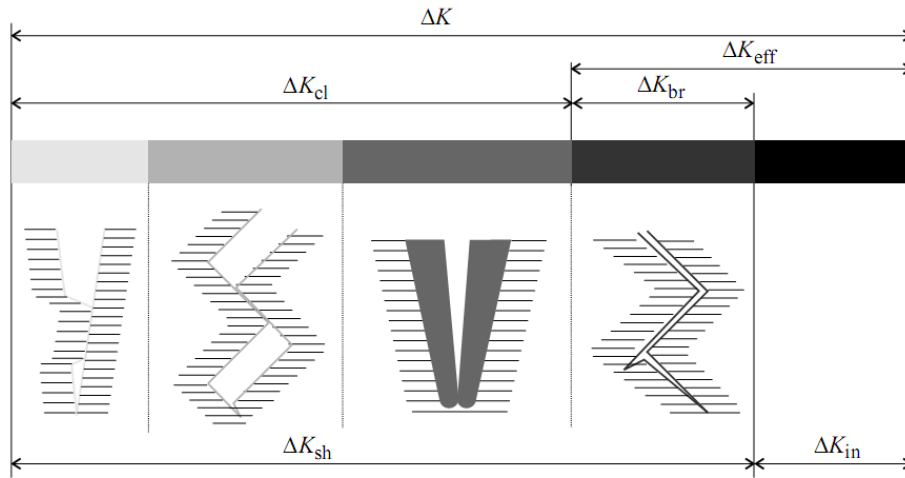
přechodu, σ'_y je cyklická mez kluzu a $\alpha = \frac{1}{4}\pi$. ΔK_T lze následně vyjádřit vztahem:

$$\Delta K_T \propto \sigma'_y \sqrt{l^*}. \quad (10)$$

2.2.3 Zavírání dlouhých trhlin

Na počátku 70. let bylo zjištěno, že dlouhá únavová trhlina zůstává zavřena nejen po dobu tlakové fáze zátěžného cyklu, nýbrž částečně i v jeho tahové fázi. Projevuje se tedy jako ostrý koncentrátor napětí jen v té části cyklu, kdy je otevřena, a k jejímu šíření přispívá pouze příslušná efektivní hodnota rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK_{eff} , která může být podstatně menší než aplikovaná hodnota ΔK . Ve výše uvedených rovnicích pro popis šíření je tedy vhodné nahradit hodnotu ΔK hodnotou ΔK_{eff} . Nicméně se ukázalo, že je zavírání trhliny v kovových materiálech způsobeno třemi základními procesy, jejichž působení se omezuje zejména na lomové plochy za čelem únavové trhliny (obr. 9) [1,2,22]:

- Lokální plastickou deformací (protažením) materiálu v okolí lomových ploch - tzv. plasticky indukované zavírání (PIC).
- Drsností lomových ploch - tzv. drsnostně indukované zavírání (RIC).
- Oxidickými mikročásticemi na lomových plochách - tzv. oxidicky indukované zavírání (OIC).



Obr. 9: Obecné schéma stínících mechanismů působících během šíření únavové trhliny [32]

Pro matematický popis zavíracího efektu se používá tzv. zavírací poměr:

$$C_{cl} = \frac{K_{cl}}{K_{max}}, \quad (11)$$

kde K_{cl} je tzv. zavírací faktory intenzity napětí. Tento poměr určuje relativní úroveň zavírání a závisí zejména na napětově-deformačním stavu na čele trhliny (maximum

při rovinné napjatosti, minimum při rovinné deformaci), na plošné drsnosti R_S a její směrodatné odchylce (roste s růstem obou veličin), na tzv. rozměrovém poměru:

$$S_{Rm} = \frac{d_m}{r_p}, \quad (12)$$

mezi strukturním parametrem a velikostí plastické zóny [22, 33] (roste s rostoucím S_{Rm}) a na velikosti oxidických částic (roste s jejím růstem). Pokud platí nerovnost $K_{cl} \leq K_{min}$, zůstává trhlina otevřena po celou dobu zátěžného cyklu a tudíž $\Delta K = \Delta K_{eff}$. Tento případ však obvykle nastává až při pulsujícím zatěžování s $R > 0,6$.

Celkový efekt zavírání trhliny je při zanedbání OIC dán součtem složek PIC a RIC [32]. Hodnota celkového stínícího poměru je dána:

$$\frac{\delta_{cl}}{\delta_{max}} = \frac{K_{cl}}{K_{max}} = C\eta\sqrt{R_S^2 - 1} + \frac{3\eta(R_S - 1)}{2\sqrt{6} + 6(R_S - 1)} + 2C, \quad (13)$$

kde $\eta \in (0, 1)$ je statistický parametr stanovující váhu složky RIC, který je funkcí S_{Rm} a $C = b/10\sqrt{\pi}B \approx 0,1$ [34].

Rovnice 13 odráží mnoho zajímavých jevů, které byly pozorovány v souvislosti s únavovým chováním trhliny:

1. Oba členy RIC se musí blížit nule pro mikroskopicky rovnou trhlinu to platí pro mikrostrukturně krátkou únavovou trhlinu v polykrystalu nebo smykovou trhlinu v monokrystalu.
2. Celkový RIC se rovněž musí blížit nule v oblasti III. V této oblasti se $S_{Rm} \rightarrow 0$ a $\eta \rightarrow 0$. Poměr zavírání trhliny je tak nezávislý na použitém materiálu a je zcela určen hodnotou PIC.
3. Maximální úroveň RIC je dosaženo prahové oblasti, kde je očekáváno $S_{Rm} \gg 1$ a $\eta \rightarrow 1$.

Rovnice 13 rovněž popisuje mnoho přechodových jevů rostoucí trhliny, pozorovaných po přetížení nebo během náhodného zatěžování. Náhlý nárůst δ_{max} vzniklý vlivem přetěžovacího cyklu zvyšuje úroveň PIC a tím celkovou hodnotu zavíracího posuvu δ_{cl} a omezuje efektivní hnací sílu trhliny ΔK_{eff} v dalším cyklu. To vede ke zpomalení rychlosti růstu trhliny po dobu šíření trhliny v plastické zóně, vytvořené při přetěžovacím cyklu. Po průchodu trhliny plastickou zónou se hodnota rychlosti růstu trhliny vrátí opět na předchozí ustálenou hodnotu. Hodnota RIC zůstává přibližně na úrovni před přetížením [32]. Efektivní hnací sílu trhliny ΔK_{eff} lze vyjádřit pomocí rovnice (13) a vztahů $K_{eff} = K_{max} - K_{cl}$, $K_{max} = \Delta K/(1 - R)$:

$$\Delta K_{eff} = \left(1 - C\eta\sqrt{R_S^2 - 1} - \frac{3\eta(R_S - 1)}{2\sqrt{6} + 6(R_S - 1)} - 2C\right) \frac{\Delta K}{1 - R} = \Omega_1 \frac{\Delta K}{1 - R}. \quad (14)$$

Hlavní výhodou vztahu (14) je možnost přímého srovnání s experimentálními hodnotami ΔK_{eff} , přestože lze očekávat mírný pokles C s klesajícím R v důsledku

mírného poklesu hustoty dislokací, tvořících statickou plastickou zónu ($2C \in (0, 2; 0, 3)$). Jediným regresním parametrem analýzy je tak $S_{Rc} \in (0, 1; 1)$. Oba výše zmiňované bezrozměrné parametry C a S_{Rm} mají jasný fyzikální význam a jejich hodnoty musí ležet uvnitř úzkého intervalu pro všechny kovové materiály. Rovnice (14) správně předpovídá, že při konstatním aplikovaném ΔK bude hodnota efektivní hnací síly trhliny klesat s:

1. klesajícím poměrem asymetrie cyklu,
2. rostoucí povrchovou drsností,
3. klesající velikostí plastické zóny (klesající η).

Z této rovnice rovněž vyplývá skutečnost, že v případě nanomateriálů bude hodnota RIC zanedbatelná v celé oblasti šíření únavové trhliny. Pro hodnoty parametru asymetrie cyklu ($R > 0,6$) již se neprojevuje vliv zavírání trhliny, jelikož hodnota faktoru intenzity napětí $K_{cl} < K_{min}$ (viz obr. 10). Za těchto okolností již nedochází k zavírání trhliny a rovnici (14) nelze použít.

Samotnou hodnotu ΔK_{eff} (efektivní odpor vůči šíření trhliny) je možné určit snímáním polohy čela trhliny, založených na měření pomocí posuvu, resp. měření elektrického odporu. Někteří z autorů použili pro stanovení ΔK_{eff} mnohem jednodušší metodu, při nichž předpokládali, že při hodnotě parametru asymetrie $R > 0,7$ zůstává trhlina neustále otevřená. Tuto metodu aplikoval Kondo [35], který však pozoroval pokles ΔK_{eff} s rostoucím K_{max} pro $R > 0,7$ u vysokopevnostních ocelí. Tento pokles je zapříčiněn vlivem prostředí, kdy je čelo trhliny při rostoucím K_{max} ve zvýšené míře vystaveno pronikání vodíku do plastické zóny, což má za následek snížení inherentního odporu matrice [32].

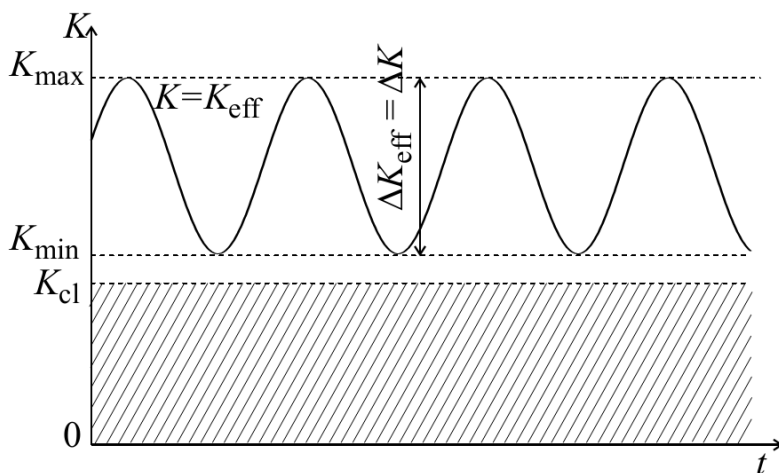
Geometrické stínění může nastat, je-li hodnota CTOD mnohem menší než odklonění (kink) nebo rozštěpení (fork) čela trhliny [1, 36, 37]. Tyto geometrické nepravidelnosti vedou ke snížení hnací síly trhliny, jak k_I , tak k_{eff} . Celkový geometrický stínící účinek lze popsat následujícím vztahem [32]:

$$\Delta K_{in} = \left(1 - C\eta\sqrt{R_S^2 - 1} - \frac{3\eta(R_S - 1)}{2\sqrt{6} + 6(R_S - 1)} - 2C \right) \times \\ \times \left[\left(1 - \eta + \eta\sqrt{\frac{\bar{g}_{eff,r}}{R_S}} \right) (1 - A_B) + 0.5A_B \right] \frac{\Delta K}{1 - R} = \Omega_1\Omega_2 \frac{\Delta K}{1 - R}, \quad (15)$$

kde A_B je část plochy lomového povrchu ovlivněná rozštěpením trhliny. Tuto oblast lze stanovit měřením počtu sekundárních trhlín, vyskytujících se na lomovém profilu ve směru kolmém k lomovému povrchu.

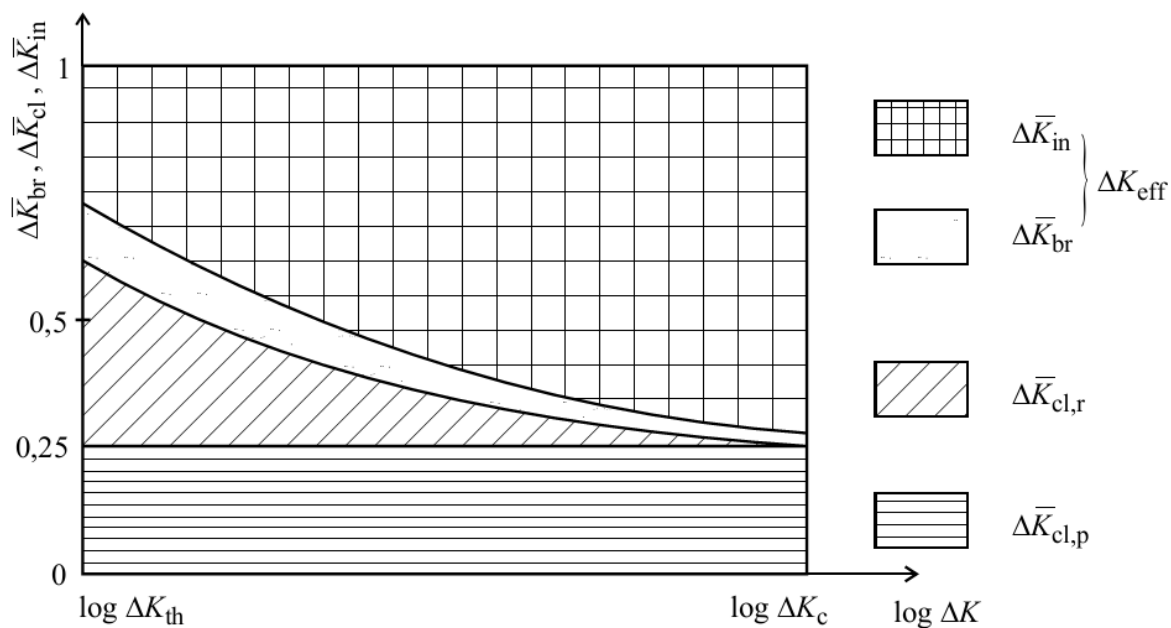
V případě aplikace rovnice (15) pro tvárné kovové materiály je třeba brát v potaz, že pohyb dislokací je řízen smykovým napětím. Odklony šířící se trhliny nezpůsobí snížení maximálního smykového napětí na čele trhliny [38]. Úroveň geometrického stínění je tak zanedbatelná ve většině kovových materiálů. Naopak větvení trhliny způsobuje jak snížení lokálního smykového napětí, tak zvýšení odporu vůči růstu trhliny (dvojnásobná lomová energie) [36, 39]. Ačkoliv proces větvení není typický pro šíření trhliny v kovových materiálech, významně se uplatňuje v duplexních ocelích [32].

Diagram relativních příspěvků jednotlivých mechanismů stínění ($\Delta \bar{K}_{br}/\Delta K$, $\Delta \bar{K}_{in} = \Delta K_{in}/\Delta K$, $\Delta \bar{K}_{cl} = \Delta K_{cl}/\Delta K$) v závislosti na aplikovaném faktoru intenzity napětí ΔK

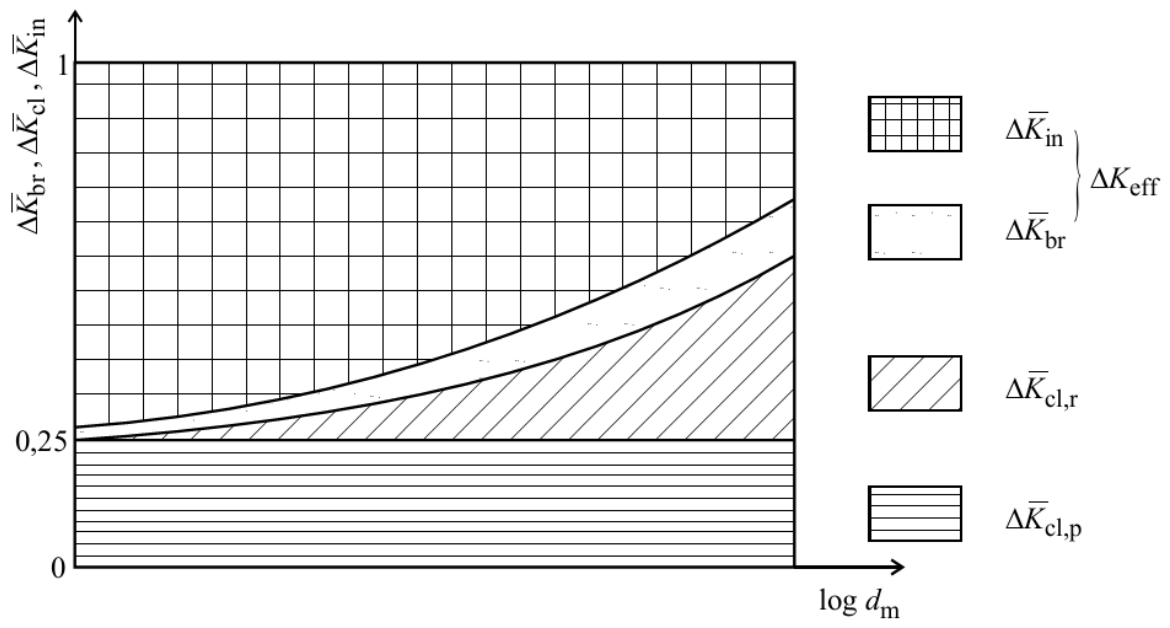


Obr. 10: Znázornění aplikované a efektivní hodnoty faktorů intenzity napětí pro případ $K_{min} > K_{cl}$ ($\Delta K_{eff} = \Delta K$). Trhлина zůstává během zatěžování neustále otevřená. Čárkovaně je vyznačena oblast, ve které dochází k uzavírání trhliny [32]

($d_m = \text{konst.}$) a střední velikosti zrna d_m ($\Delta K = \text{konst.}$) podle rovnice 15 je schematicky znázorněn na obrázcích 11 a 12 pro materiály specifického chemického složení. Klesající (rostoucí) vliv RIC mechanismu s rostoucím ΔK (d_m) zcela určuje závislost celkového stínění nebo inherentní hnací sílu trhliny [32].



Obr. 11: Diagram stínících mechanismů jako funkce aplikovaného ΔK při konstantním d_m [32]



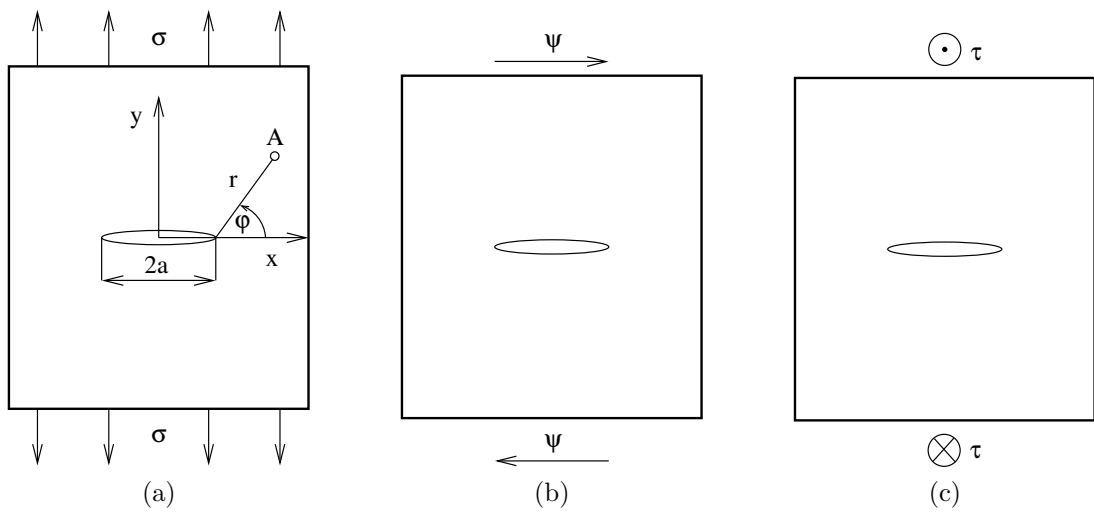
Obr. 12: Diagram stínících mechanismů jako funkce velikosti zrna d_m při konstantním ΔK [32]

3 Mikromechanismy šíření dlouhých únavových trhlin

3.1 Zátěžné módy

Základní lomově mechanický koncept je odvozen pomocí pohybu lomových povrchů tělesa [9, 28]. Jestliže se povrchy trhlin pohybují odděleně ve směru kolmém k povrchům, jedná se o tzv. mód I, dochází-li k pohybu povrchu trhlin ve směru kolmém k čelu trhliny v rovině povrchů, hovoříme o módu II. V případě módu III dochází k pohybu povrchů trhlin rovnoběžně k jejímu čelu.

Napjatost v okolí čela trhliny v zatíženém tělese analyticky formuloval Irwin [2, 40]. Předpokladem platnosti tohoto modelu je, že na čele trhliny převládá jeden ze tří základních případů zatížení uvedených na obr. 13.



Obr. 13: Způsob zatěžování trhliny v jednotlivých módech [2]

- Mód I - tahové napětí σ kolmé k rovině trhliny.
- Mód II - smykové napětí ψ rovnoběžné s rovinou trhliny a kolmé k jejímu čelu.
- Mód III - smykové napětí τ rovnoběžné s rovinou trhliny i jejím čelem.

Kterýkoliv jiný případ zatížení tělesa s trhlinou lze vyjádřit superpozicí těchto módů. Technicky nejvýznamnější je případ I, jelikož rostoucí únavová trhlina se vždy stáčí tak, aby platilo zatěžování podle módu I. Ze známého řešení uvedeme pouze ty složky napětí σ_{ij} , které při uvažovaném případě I, II a III mají rozhodující význam pro stabilitu trhliny, a to pouze jejich hodnoty v rovině trhliny ($\phi = 0$). Dále uvedeme i rozevření trhliny (u, v, w jsou posunutí ve směru x, y a z ; E, ν a μ jsou elastické konstanty).

Člen $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ je zaveden z formálních důvodů, aby nevystupoval ve výrazech pro energii. Řešení pro mód I a II odpovídá případu rovinné deformace, řešení pro mód III případu tzv.

Tab. 1: Definice K -faktorů v jednotlivých módech

$$\begin{aligned}
 \text{I:} \quad \varphi = 0: \quad \sigma_{yy}(r, 0) &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}, \\
 \varphi = \pm\pi: \quad v^+ - v^- &= \frac{K_I}{2\pi} \frac{8(1-\nu^2)}{E} \sqrt{r}, \\
 \text{II:} \quad \varphi = 0: \quad \sigma_{xy}(r, 0) &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}}, \\
 \varphi = \pm\pi: \quad u^+ - u^- &= \frac{K_{II}}{2\pi} \frac{8(1-\nu^2)}{E} \sqrt{r}, \\
 \text{III:} \quad \varphi = 0: \quad \sigma_{yz}(r, 0) &= \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}}, \\
 \varphi = \pm\pi: \quad w^+ - w^- &= \frac{K_{III}}{2\pi} \frac{4}{\mu} \sqrt{r}.
 \end{aligned}$$

antirovinné deformace, přičemž se předpokládá nekonečná trhlina ve směru z . V případě trhliny v tenké desce se stav blíží rovinné nebo antirovinné napjatosti. Výsledky pro rozevření trhliny se pak poněkud liší. Pro konkrétní případ tvaru tělesa s trhlinou daného rozměry L_i je možno K vypočítat a formálně přepsat do tvarů:

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} f(a, L_i), \quad (16)$$

$$K_{II} = \psi \sqrt{\pi a} g(a, L_i), \quad (17)$$

$$K_{III} = \tau \sqrt{\pi a} h(a, L_i), \quad (18)$$

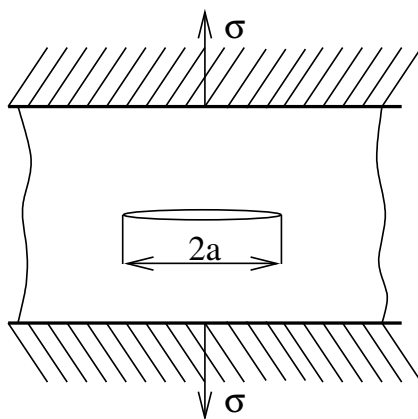
kde a je poloviční délka trhliny. Určení funkcí f, g a h se nazývá K-kalibrace. Dnes již existují rozsáhlé příručky, kde lze nalézt tvary kalibračních funkcí pro různé tvary těles s trhlinami a všechny zátěžné módy, např. [10]. Pro nekonečně velké těleso $f = g = h = 1$, tj. speciálně pro případ obr. 14 platí:

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a}. \quad (19)$$

Fyzikální význam K -faktorů je zřejmý z tab. 1, kdy po vynásobení členem $\frac{1}{\sqrt{2\pi r}}$ určuje to napětí na čele trhliny, které se ji snaží rozevírat. Lineární lomová mechanika předpokládá, že pro každý materiál existuje kritická hodnota K_c faktoru K taková, že v případech:

$$K_I < K_{Ic}, K_{II} < K_{IIc}, K_{III} < K_{IIIc} \quad (20)$$

se trhlina nebude šířit. Materiálové charakteristiky K_{Ic}, K_{IIc} a K_{IIIc} se nazývají lomová houževnatost. Vzhledem k tomu, že napětí $\sigma_{yy}, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}$ daná součiniteli K_I, K_{II} a K_{III} se



Obr. 14: Nekonečně široká deska o jednotkové tloušťce s centrální trhlinou [2]

v lineární teorii kontinua blíží na čele trhliny ($r \rightarrow 0$) nekonečnu, je fyzikální interpretace podmínky stability trhliny problematická [2].

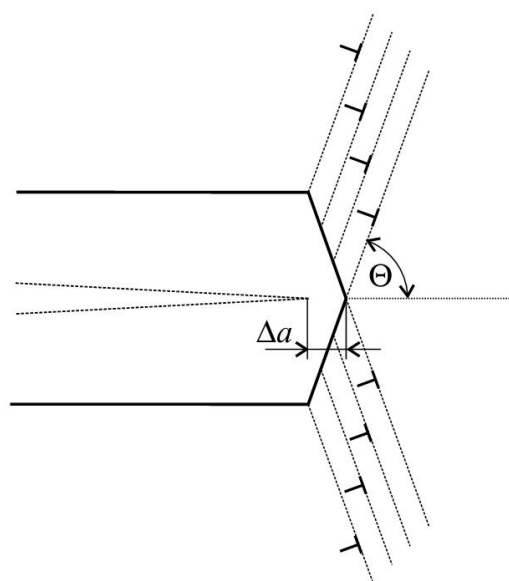
Je možné ovšem předpokládat, že elastické řešení má platnost pro r větší než několik meziatomových vzdáleností a že při kritickém stavu v určitém materiálu již tato napětí stačí k přerušení meziatomových vazeb, to vše však za nereálného předpokladu neexistující plastické zóny [2]. Za předpokladu tzv. malé plastické zóny však můžeme popis šíření trhliny pomocí K -faktorů dobře přijmout [32].

3.2 Deformační model

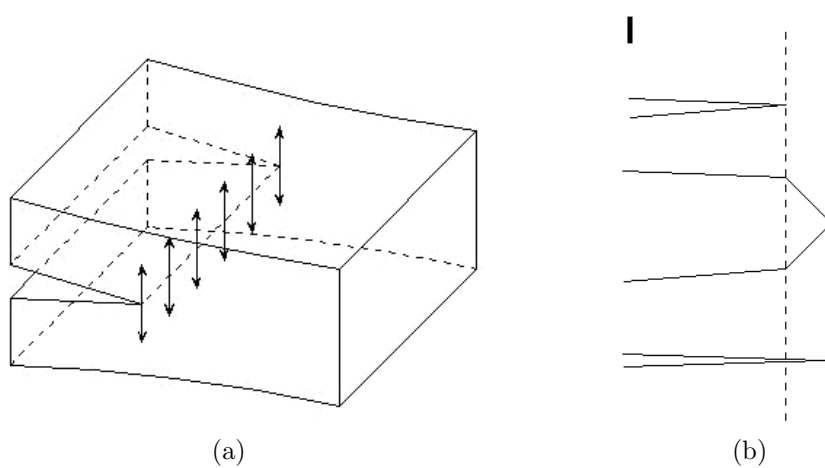
3.2.1 Mechanismus šíření trhliny v módu I

Plastická deformace je z atomového hlediska v kovových materiálech obvykle realizována pohybem dislokací. Deformace v ideálním módu I na čele trhliny je způsobena symetrickou emisí (absorpcí) hranových dislokací na čele trhliny viz obr. 15. Tyto dislokace způsobují formování nových lomových povrchů, jejichž plocha je úměrná součinu Burgersova vektoru, počtu vytvořených dislokací a délky čela trhliny. K vytvoření nového povrchu, který vznikl během zatížení vzorku (růst napětí), dojde za předpokladu, že vzniklý lomový povrch bude oxidovat. Vzniklá oxidační vrstva zabrání zániku dislokací vracejících se zpět k čelu trhliny a regenerace atomových vazeb.

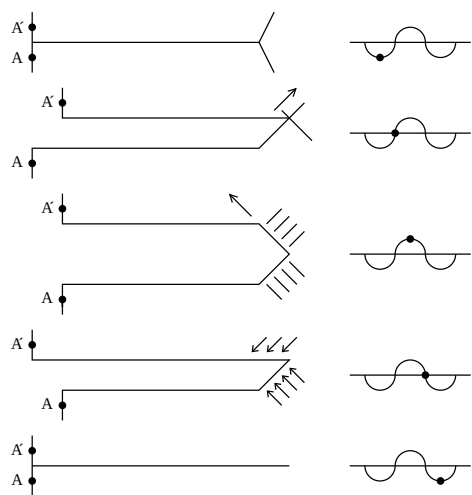
Z tohoto důvodu se trhlina pohybuje rychlostí úměrnou otevírání čela trhliny. Makroskopické schéma růstu makroskopické trhliny v módu I je naznačeno na obr. 16 [3]. Šíření trhliny v módu I je znázorněno na obr. 17.



Obr. 15: Cyklická deformace a formování nových povrchů v módu I na čele trhliny z dislokačního hlediska [3]



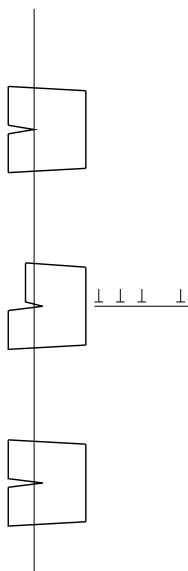
Obr. 16: a) Rozložení napětí při zatížení v módu I (tahové napětí působí kolmo k rovině trhliny b) makroskopické schéma růstu únavové trhliny v módu I [3]



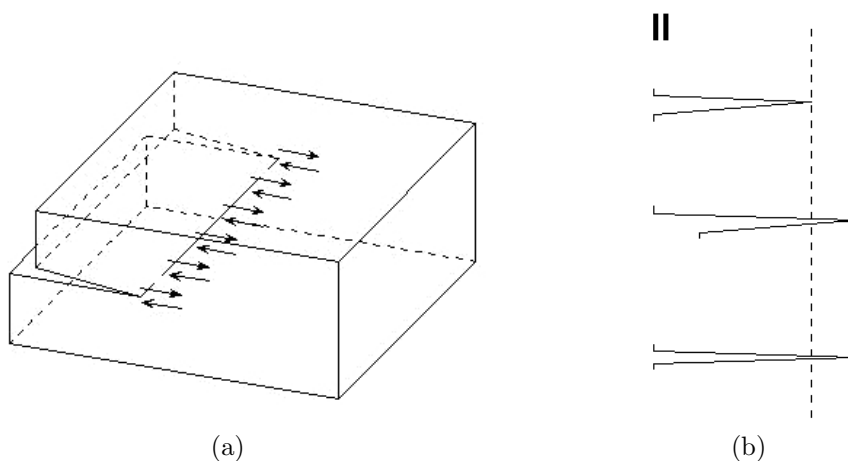
Obr. 17: Schematické znázornění procesu růstu trhliny v módu I [41]

3.2.2 Mechanismus šíření trhliny v módu II

Deformace v ideálním módu II je způsobena hranovými dislokacemi v rovině trhliny viz obr. 18. Tyto hranové dislokace vytvářejí nové lomové povrchy na jedné straně povrchu trhliny, kde je nově vzniklý povrch definován součinem Burgersova vektoru, počtem dislokací a délkou čela trhliny. Pokud opět předpokládáme oxidaci zabráňující regeneraci dislokací meziatomových vazeb, dojde ke vzniku nového povrchu před čelem trhliny, který bude roven součinu počtu vracejících se dislokací, Burgersovu vektoru a délce čela trhliny. Schéma růstu makroskopické trhliny v módu II je naznačeno na obr. 19 [3].



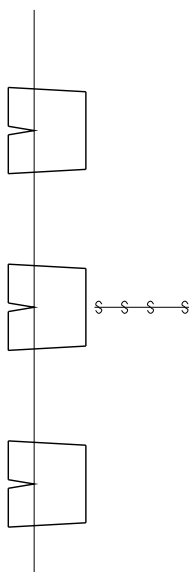
Obr. 18: Cyklická deformace a formování nových povrchů v módu II na čele trhliny z dislokačního hlediska [3]



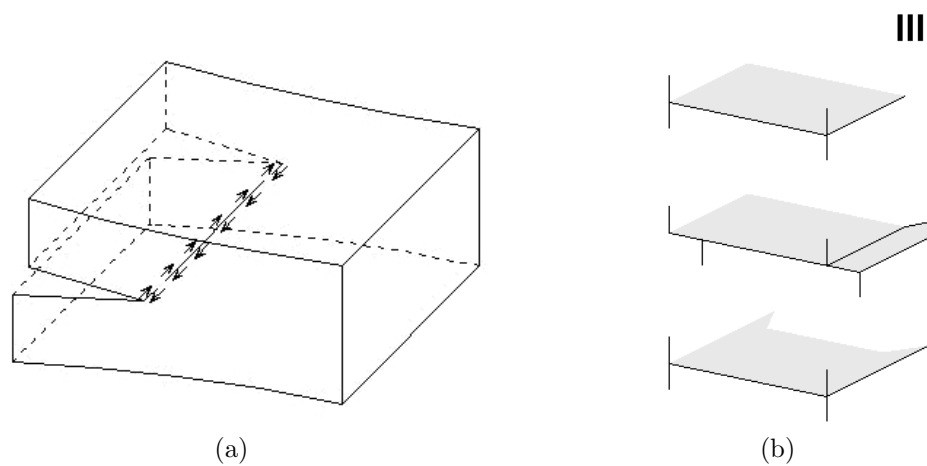
Obr. 19: a) Rozložení napětí při zatížení v módu II (smykové napětí rovnoběžné s rovinou trhliny kolmé k jejímu čelu) b) makroskopické schéma růstu únavové trhliny v módu II [3]

3.2.3 Mechanismus šíření trhliny v módu III

V případě idealizovaného módu III jsou v okolí čela trhliny vytvářeny šroubové dislokace tvořící plastickou zónu, tedy podobně jako hranové dislokace v módu II. Nicméně tyto šroubové dislokace nevytváří nové povrchy před čelem trhliny, jelikož je s ním Burgersův vektor rovnoběžný. Naopak v rovině pohybu šroubových dislokací jsou na povrchu tělesa vytvářeny „schodky“ - každá dislokace vytvoří „schodek“, který je roven jejímu Burgersovu vektoru. Během dalšího zatěžování však může docházet k růstu trhliny v módu II podél čela trhliny viz dále. Obr. 20 znázorňuje schéma růstu trhliny ve smykovém módu III z dislokačního hlediska. Schéma pohybu lomových ploch a vzniku povrchového schodku v módu III je naznačeno na obr. 21 [3].



Obr. 20: Cyklická deformace a formování nových povrchů v módu III na čele trhliny z dislokačního hlediska [3]



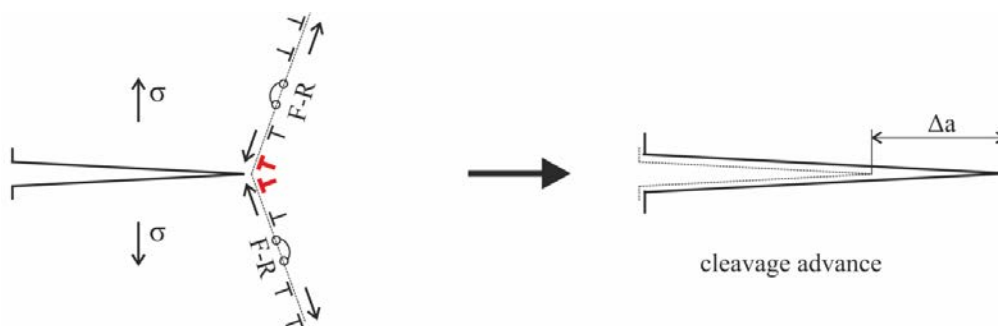
Obr. 21: a) Rozložení napětí při zatížení v módu III (smykové napětí je rovnoběžné s rovinou trhliny a jejím čelem) b) makroskopické schéma vzniku povrchového schodku v módu III [3]

3.3 Dekohezní model

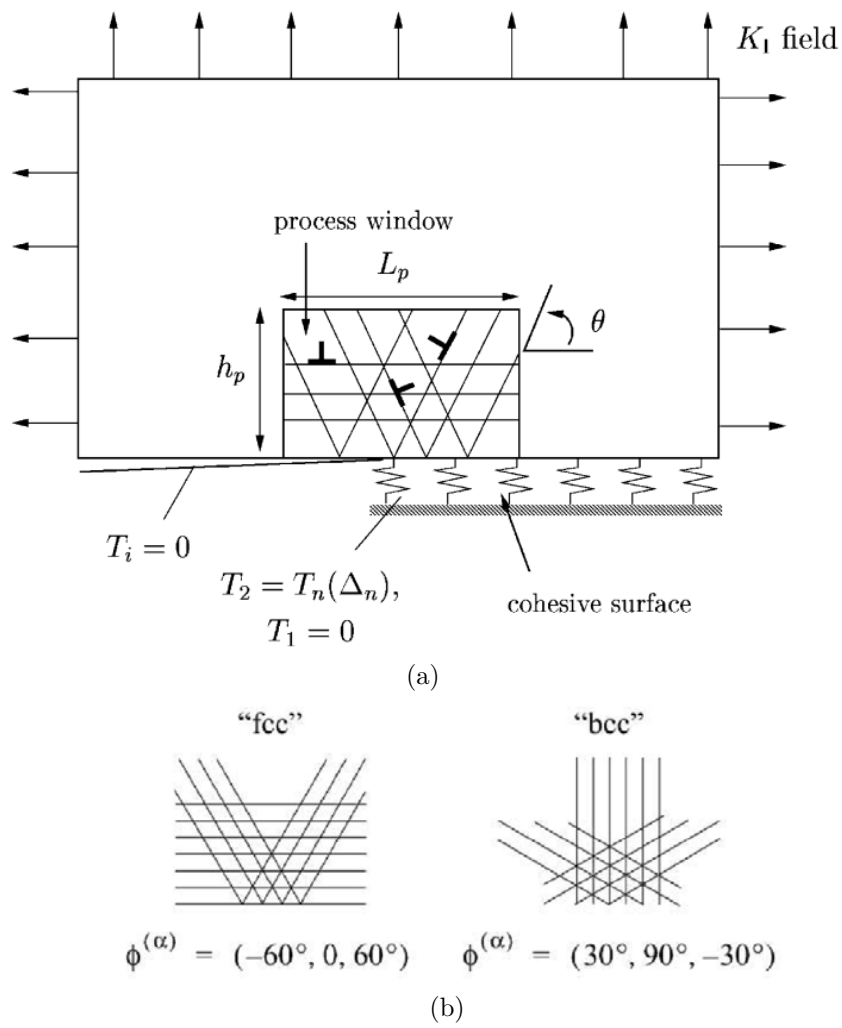
Dekohezní model [42, 43] předpokládá, že plasticita je způsobena pouze interními dislokačními zdroji. Dislokace, vytvořené v plastické zóně, se mohou dostat mimo čelo trhliny. Jestliže se jedna z nich dostane velmi blízko k čelu trhliny mohou způsobit anti-stínění. Trhlina se následně šíří dekohezí dokud nedosáhne anti-stínící dislokaci. Toto situace může nastat pouze, jestliže anti-stínící dislokace je vzdálena několik mřížkových konstant od čela trhliny. Trhlina by se neměla šířit ve skluzové rovině tj. měla by růst převážně v módu I v důsledku rozštěpení nebo nekrystalograficky.

3.3.1 Mechanismus šíření trhlín v módu I

Model Needlemana et al. [44] předpokládá nukleaci dislokací z Frank-Readových zdrojů rozprostřených v celém objemu materiálu, nikoliv nukleaci dislokací na čele trhliny. Daný model se znázorněným čele trhliny je znázorněn na obr. 22 a 23a. Předpokladem při výpočtu bylo vznik malé plastické zóny před čelem trhliny (tzv. small scale yielding zatěžování) při rovinném stavu deformace. Rovněž se předpokládá zanedbatelná změna objemu a symetrie podél roviny trhliny (viz obr. 23b). Dislokace s opačnými znaménky anihilují, jestliže dostáhnou kritické vzdálenosti $L_e = 6b$ [45].



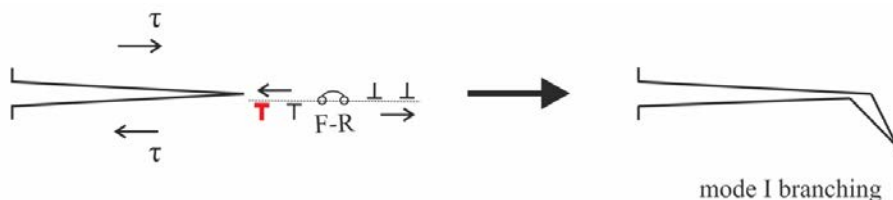
Obr. 22: Model předpokládající šíření trhliny v módu I dekohezí [42]



Obr. 23: a) Schéma analyzované úlohy spolu s vyznačenou oblastí, ve které je sledován pohyb dislokací b) Orientace skluzových systémů v fcc a bcc mřížce [43]

3.3.2 Mechanismus šíření trhliny v módu II

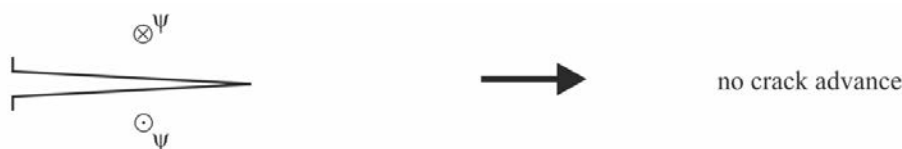
Pravděpodobnost toho, že bude rovina trhliny rovnoběžná se skluzovou rovinou a koplanární s vnitřním dislokačním zdrojem je velmi malá, vytvořené dislokace tak nezpůsobí skluzový posuv čela trhliny. Jedna část emitovaných dislokací se bude šířit před čelem trhliny, druhá naopak za čelem trhliny, to v závislosti na poloze dislokačních zdrojů (viz. obr 24). Některé z těchto dislokací pohybující se za čelem trhliny projdou jejím čelem a mohou vytvářet lokální dekohezi. Velmi pravděpodobný směr šíření trhliny je dán maximálním tahovou složkou napěťového pole čela trhliny tj. největší hodnotou lokálního k_I .



Obr. 24: Model předpokládající šíření trhliny v módu II dekohezí [42]

3.3.3 Mechanismus šíření trhliny v módu III

V případě módu III není vysvětlení růstu pomocí dekoheze přímé, jelikož tyto trhliny nevytváří tahové napětí. Pouze tahové napětí vytvořené z hranového segmentu dislokace poblíž čela trhliny může způsobit dekohezi. Čelo trhliny zatěžované v lokálním módu II se rovněž šíří jako v prostém globálním módu II. Segment lokálního módu II na čele trhliny módu III se tak odkloní z makroskopické roviny trhliny podobně jako trhlina v módu II. Dekohezní model šíření trhliny v módu III je znázorněn na obr. 25.



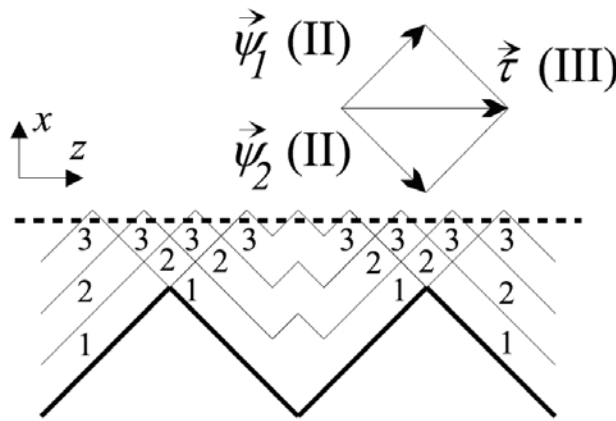
Obr. 25: Model předpokládající šíření trhliny v módu III dekohezí [42]

3.4 Model šíření trhliny v módu III v lokálním módu II

Model Pokludy a Pippana [3] předpokládá makroskopicky rovné, ale mikroskopicky křivolaké čelo trhliny při zatěžování prostým módem III (obr. 26). Trojúhelníkové „mikrovýběžky“ jsou zatíženy ve smíšeném módu II+III, nicméně vektor smykového napětí může být rozložen na dvě složky prostého módu II kolmé k trojúhelníkovému „mikrovýběžku“. To umožňuje střídavý růst části čela trhliny mechanismem prostého módu II. V důsledku čárového napětí v čele trhliny a interakce dislokací, emitovaných

ze sousedních segmentů mikrovýběžků, lze předpokládat vyšší rychlost šíření trhliny v místech prohlubní čela a nižší rychlost šíření na čelech výstupků. To vede k postupnému vyhlazování čela trhliny.

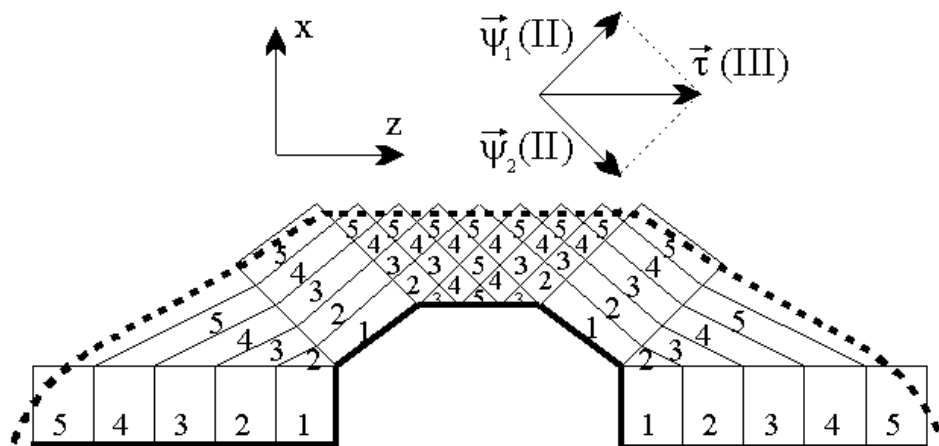
Pozorovaný růst trhliny v makroskopickém „módu III“ je tedy důsledkem mikroskopického šíření v módu II. Makroskopické čelo trhliny se šíří ve směru osy x a stává se postupně hladším. Podobně lze vysvětlit šíření poloeliptické povrchové trhliny v místech, kde se vyskytuje prostý mód III při cyklickém krutu, pozorovaného Tanakou et al. [46] a Murakamim et al. [47]. Efekt vyhlazování čela trhliny může zpomalit makroskopické šíření trhliny v módu III nebo dokonce šíření zastavit. Toto chování bylo již popsáno [48–50], ovšem bylo přisuzováno pouze povrchovému tření. Trhlina začíná



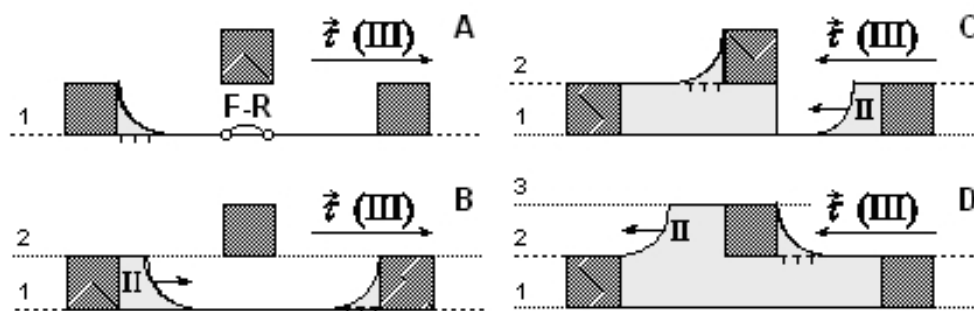
Obr. 26: Schéma růstu trhliny v makroskopickém módu III mechanismem lokálního módu II na mikroskopicky křivolakém čele trhliny [3]

růst z poloeliptického tvaru v makroskopicky prostém módu III (obr. 27), v důsledku lokálních postupů segmentů čela v módu II se vytváří čelo trhliny, které vyvolává dojem šíření trhliny v módu III.

Mikroskopicky rovné čelo trhliny se může šířit v makroskopicky prostém módu III pomocí lokálního módu II, jestliže se ve struktuře vyskytují částice sekundární fáze [51]. Možný mikromechanismus tohoto šíření je znázorněn na obr. 28, kde trhliny vzniklé dekohezí na rozhraní částice-matrice se šíří v módu II podél čela trhliny. Tato myšlenka byla již uplatněna při objasnění výrazně pomalé rychlosti růstu trhliny v makroskopickém módu III při krutu u nízkolegované oceli [52]. Průměrná rychlost šíření v tomto modelu závisí na poměru délky čela trhliny mikroskopického módu II a délky čela trhliny v módu III.



Obr. 27: Schéma růstu poloeliptické trhliny lokálními poskoky v módu II [3]



Obr. 28: Schéma mikromechanismu módu II vedoucí k postupu trhliny (šedá oblast) v „makroskopickém“ módu III mezi částicemi sekundární fáze (šrafované čtverce) [3]

3.5 Smíšený mód

V inženýrských aplikacích dochází nejčastěji k lomovému poškození vlivem smíšeného módu. Studium smíšeného módu tak musí být věnována velká pozornost jak v teoretické, tak experimentální rovině [53]. Erdogan a Sih [54] navrhli nejznámější kritérium charakterizující poškození působením smíšeného módu (I+II) u křehkých materiálů. Toto kritérium říká, že lom nastává dosažením kritického obvodového napětí při orientaci čela trhliny kolmo ke kritické hodnotě obvodového napětí.

V případě zatěžování tvárných materiálů ve smíšeném módu I+II se jako dominantní projevuje mód II. Maccagno a Knott [55] navrhli kritérium, které říká: (1) lom iniciuje z čela trhliny v radiálním směru, (2) lom je řízen dosažením kritické hodnoty smykového napětí a (3) počáteční růst trhliny probíhá ve směru kritického smykového napětí. Autoři Chao et al. [56, 57] rozšířili stávající kritéria o obvodové a smykové napětí. Předložená teorie je schopna vysvětlit následující jevy: (1) proč dochází k poškození křehkého materiálu vždy v tahu bez vlivu smíšeného módu, (2) při jakém rozložení smíšeného módu dojde k lomu v tvárném materiálu (3) a jaká lomová cesta odpovídá typu lomu.

Sommer [58] publikoval jako první experimentální výsledky vlivu působení smíšeného módu I+III na křehké materiály. Morfologie lomové plochy byla charakterizována radiálními, třídimenzionálními makrostrukturními „bodci“, které byly rovnoměrně rozloženy v okolí čela trhliny. Podobná morfologie, která je označována jako „factory-roofs“, se objevila při zatěžování keramických a jiných křehkých materiálů v následujících publikacích [8, 59, 60]. Převládajícím poškozovacím mechanismem ve smíšeném módu I+III v křehkých materiálech je jeho tahová složka, tedy převládající vliv módu I. Při srovnání se smíšeným módem I+II je smíšený mód I+III více obtížný, jelikož výsledkem superpozice módu I+III je křížení čela trhliny v mnoha lomových rovinách, což umožňuje uvolnění napětí prostřednictvím lomu v módu I.

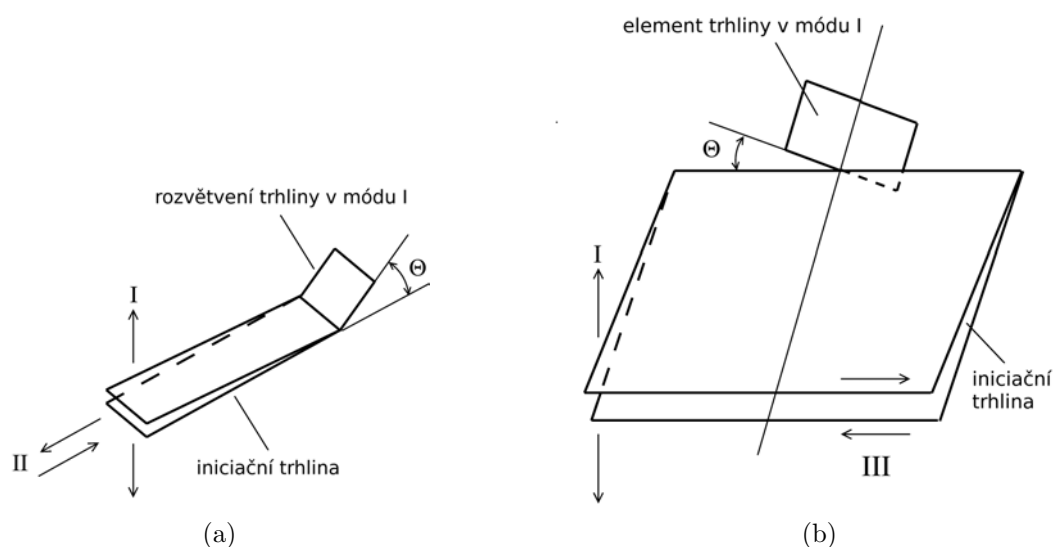
Mnoho kritérií se rovněž věnovalo smíšenému módu I+III v tělesech, které předpokládaly (a) šíření trhliny podél roviny s minimální hustotou deformační energie v charakteristickém rozměru [61–63], (b) maximální normálové napětí [64, 65], podle kterých je lom řízen příspěvkem kritického normálového napětí a (c) maximální hlavní napětí [65], které vyvolá šíření trhliny ve směru kolmém k maximálnímu smykovému napětí. Uvedená lomová kritéria se liší pouze nepatrně při předpovědi jak ve směru šíření trhliny, tak v lomovém zatížení.

Iniciační úhel lze z lomové plochy stanovit vzhledem k nepravidelnostem jen velmi obtížně. Pook, Yates a Miller [65, 66] se zabývali ve svých experimentálních pracích stanovením těchto iniciačních úhlů při konstantních podmínkách zatěžování.

Z experimentálních dat pro křehké materiály vyplývá, že hodnota kritického faktoru intenzity napětí v počátku lomu roste s přechodem smíšeného módu z prostého tahu do prostého krutu. Jako jeden z důvodů je uváděno tření mezi lomovými povrchy, které přispívá ke zvýšení odolnosti vůči šířící se trhlíně [59, 66, 67]. Druhým důvodem je, že lomové plochy ve smíšeném módu I+III vykazují drsnostní profil takový, že lomová plocha je větší než předpokládaný rovinný povrch ve většině teoretických analýz [68]. Přírůstek lomové plochy může zvýšit hodnotu lomové houževnatosti. Jako třetí důvod je uváděn rozdílný mikromechanismus šíření v módu III oproti módu I a II [8, 59, 60]. První vhodné

orientovaná mikrotrhlina pak následně způsobí lomové poškození. Tvorba mikrotrhlin je mnohem četnější, než je tomu v případě módů I a II. Sloučení mikrotrhlin vede následně ke zvýšení hodnoty lomové houževnatosti.

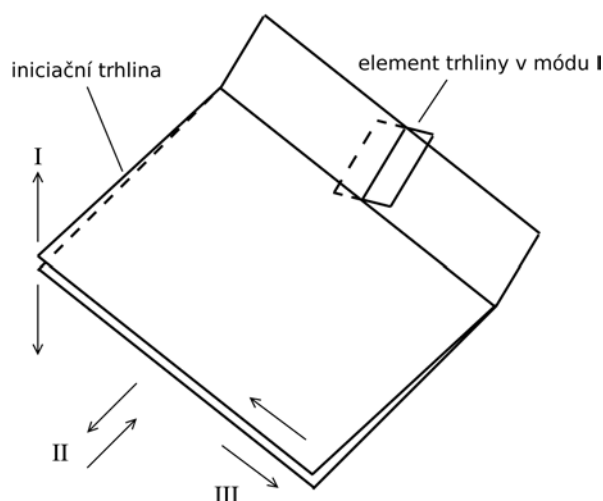
V případě tvárných materiálů je obtížné odlišit oba makromechanismy poškození (tahová a smyková složka). Shah [69] pozoroval na vzorcích z oceli 4340 namáhaných v prostém tahu (mód I) rovnou lomovou plochu, zatímco u vzorků zatěžovaných ve smíšeném módu s poměry 2,3 a 1,16 již lomovou plochu nebylo možné považovat za rovnou. V módu I dochází k růstu trhliny podél čela trhliny a v její rovině. Dochází-li k šíření trhliny ve smíšeném módu I+II, může dojít k vyhnutí (branch) trhliny do módu I, v případě smíšeného módu I+III dochází ke stočení (twist) šířící se trhliny (obr. 29). Šíření trhliny působením všech tří módů je zobrazeno na obr. 30 [9]. Šíření křivolaké trhliny



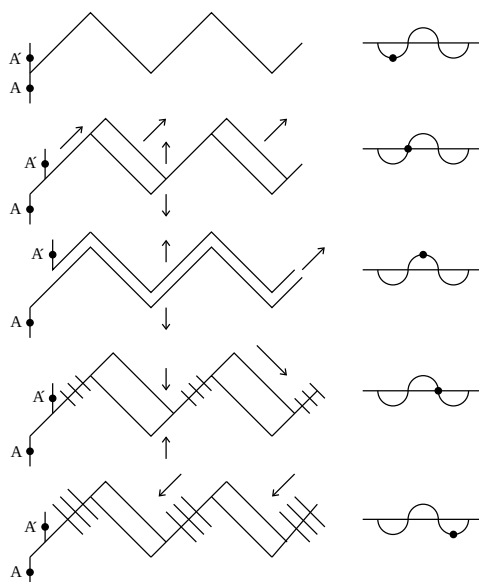
Obr. 29: Vyhnutí a stočení trhliny do módu I a) smíšený mód I+II b) smíšený mód I+III [9]

v módech I a II je naznačen na obr. 31. Body A a A' jsou posouvány jak v horizontálním, tak vertikálním směru. Tlakové síly působí kolmo na povrchy trhliny a způsobují tak její zavírání [41]. Nutnou podmínkou pro šíření trhliny v prostém módu I je mikroskopicky hladký povrch trhliny [9].

Gao et al. [70] se zabývali růstem únavové trhliny v několika železných a neželezných slitinách ve dvou geometricky různých typech vzorků, které byly vystaveny dvouosému zatížení. První vzorek s vytvořeným ostrým vrubem byl podroben 4-bodovému asymetrickému cyklickému ohybu. Druhý vzorek deskového tvaru, opatřený odkloněnou centrální trhlinou, byl podroben dvouosému tahu. Na obr. 32 je oblast omezena dvěma křivkami, ve které dochází k růstu trhliny ve smíšeném módu I+II. Na ose y je vyneseno podíl hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK_{II} ve smykové rovině a prahové hodnoty rozkmitu intenzity napětí ΔK_{Ith} v módu I. Na ose x jsou vyneseny hodnoty podílu $\Delta K_I / \Delta K_{Ith}$. Plocha ohraničená plnou čarou určuje oblast, kde nedochází k šíření trhliny pro asymetrii cyklu $R = 0,2$ a frekvenci zatěžovacího cyklu v intervalu 15-80 Hz.



Obr. 30: Smíšený mód I+II+III s elementem trhliny v módu I [9]

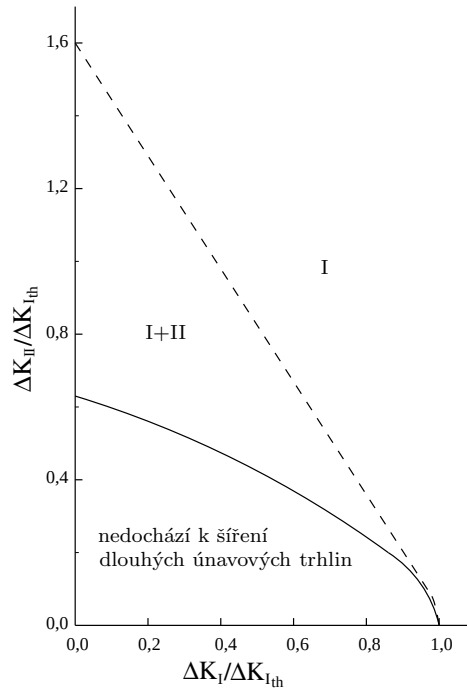


Obr. 31: Schematické znázornění procesu růstu trhliny ve smíšeném módu I+II [9]

Čárkovaná křivka představuje hranici, nad níž převažuje růst trhliny v módu I v rovině kolmé k maximální hodnotě tahového napětí. Mezi těmito dvěma křivkami je oblast, kde probíhá růst trhliny ve smíšeném módu I+II. Velikost této oblasti je výrazně ovlivněna třením lomových ploch. Křivka vyjadřující začátek šíření v módu I byla závislá na zavírání trhliny v důsledku zaklesnutí výčnělků lomových ploch a vzniku oxidů.

Únavové selhání jako důsledek cyklického krutového zatížení se obvykle vyskytuje v případech, jako jsou součásti automobilů, hřídele turbogenerátorů a přenosové soustavy. Při nízkých hodnotách napětí, obvykle do 70% meze kluzu, převažuje poškození součástí vlivem působení módu I [1].

Vojtek et al. [71] navrhli kritérium pro stanovení vlivu jednotlivých módů II a III



Obr. 32: Charakter šíření únavové trhliny v závislosti na kombinaci módů I+II [9]

při smíšeném módu zatěžování. Obvodová trhlina byla zatěžována cyklickým smykem s různou kombinací zátěžných módů II a III, která byla definována pomocí polárního úhlu φ (obr. 33). Hodnota faktoru intenzity napětí v módech II a III byla stanovena metodou konečných prvků jako funkce polárního úhlu φ a délky trhliny l odpovídající součtu délek iniciační trhliny v módu I a délce smykové trhliny l_{II+III} [72].

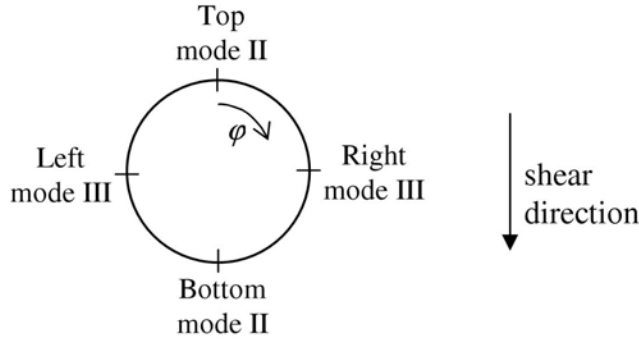
Závislost faktorů intenzity napětí ($K_{II,m}$, $K_{III,m}$) na polárním úhlu φ je dána jednoduchou goniometrickou funkcí:

$$\begin{aligned} K_{II,m} &= K_{II} \cos \varphi \\ K_{III,m} &= K_{III} \sin \varphi \end{aligned} \quad (21)$$

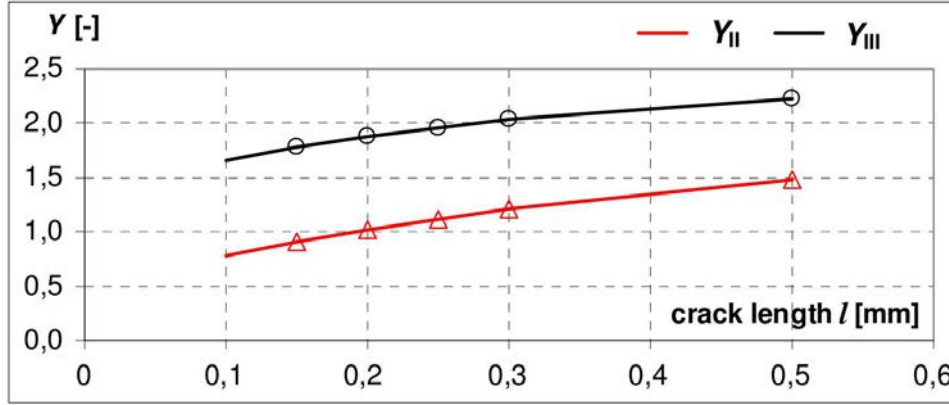
Na základě výsledků z konečnoprvkové analýzy pro pět různých délek trhliny byly stanoveny bezrozměrné geometrické faktory Y_{II} , Y_{III} (rov. 22) a následně vyneseny do grafu (obr. 34).

$$K(l) = \sigma \sqrt{\pi(a+l)} \cdot Y(l) \Rightarrow Y(l) = \frac{K(l)}{\sigma \sqrt{\pi(a+l)}} \quad (22)$$

Kritéria zatěžování ve smíšeném módu byla popsána pomocí faktoru intenzity napětí,



Obr. 33: Příčný řez válcovitého vzorku s vrubem zatěžovaným smykem [71]



Obr. 34: Geometrické faktory Y_{II} , Y_{III} v závislosti na délce trhliny [71]

resp. bezrozměrným kritériem:

$$A = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_{II,m}}{\Delta K_{II,th}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K_{III,m}}{\Delta K_{III,th}}\right)^2}, \quad (23)$$

$$B = \frac{\sqrt{\Delta K_{II,m}^2 + \Delta K_{III,m}^2}}{\Delta K_{th}}; \Delta K_{th} = \frac{1}{2}(\Delta K_{II,th} + \Delta K_{III,th}), \quad (24)$$

$$C = \frac{\sqrt{k_2 \cdot \Delta K_{II,m}^2 + k_3 \cdot \Delta K_{III,m}^2}}{\sqrt{k_2 \cdot (\Delta K_{II,th} \cos \varphi)^2 + k_3 \cdot (\Delta K_{III,th} \sin \varphi)^2}}. \quad (25)$$

V daných kritériích (rov. 23, 24 a 25) byly použity následující prahové hodnoty faktoru intenzity napětí $\Delta K_{II,th} = 1,5 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$ a $\Delta K_{III,th} = 2,6 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$. To umožnilo vztáhnout jednotlivé prosté módy ke svým prahovým hodnotám a vzít v potaz jejich odlišnosti. Kritérium B umožňovalo na rozdíl od kritéria a počítat s prahovými hodnotami jednotlivých smykových módů, nikoliv s jejich vzájemnou

průměrnou hodnotou. Kritérium C umožňovalo nastavit proměnnou váhu jednotlivých módů pomocí koeficientů k_2 a k_3 .

Experimentální data [71] růstu trhliny byly proloženy regresní křivkou dle vztahu Klesnila a Lukáše [73]. Kritéria byly srovnány z pohledu přesnosti regrese pomocí čtverců korelačních koeficientů R^2 a součtů čtverců reziduí s tj. součet druhých mocnin rozdílů regresních odhadů od původních hodnot. Jako nejvhodnější byly vyhodnocena kritéria B a C s hodnotami $k_2 = 1,5$ (2,0) a $k_3 = 1,0$. Tyto hodnoty ukazují, že váha faktoru intenzity napětí ΔK_{II} je výrazně vyšší než v případě ΔK_{III} . Rychlosti růstu v prostých módech II a III tak nelze považovat za shodné.

4 Kvantitativní fraktografie

Fraktografie je pojem, který poprvé použil Carl A. Zapffe roku 1944 pro proces popisné analýzy lomových povrchů [74]. Výstupem této analýzy je soubor číselných charakteristik vztahených k přítomným morfologickým znakům (jejich počet, tvar, rozměry, orientace a také distribuce těchto veličin) nebo k topografii povrchu obecně (parametry drsnosti). Přesnost zjištěných údajů je v obou případech podmíněna znalostí prostorových souřadnic bodů studovaného lomového povrchu. Výraznější rozvoj kvantitativní fraktografie nastal se vznikem a následným zdokonalováním měřicích zařízení, rostoucí kapacitou výpočetní techniky a s vývojem příslušných algoritmů [75].

Kvantifikace morfologických znaků (lomových fazet, únavových striací, jamek tvárného porušení apod.) je obvykle časově náročná na separaci jim odpovídajících topografických dat a často také vyžaduje značnou míru zkušeností. Následní statistické zpracování souboru sledovaných charakteristik a fyzikální interpretace zjištěných výsledků jsou pak spíše přímočaré [75].

Obecný popis lomové plochy parametry drsnosti je naopak rozbořem všech zjištěných topografických dat, případně z nich lehce vyčlenitelných podmnožin. Základním problémem je v tomto případě zejména vysoká variabilita studovaných povrchů (různá míra uspořádanosti a nepravidelností na jednotlivých úrovních pozorování, různý tvar základních povrchových elementů apod.) a obvykle značná složitost jejich reliéfu, která vedla k vývoji řady různorodých popisných koncepcí lišících se rozsahem i povahou použitých parametrů. Ačkoliv je problematika kvantitativního popisu členitosti povrchové topografie předmětem řady různorodých vědeckých disciplín (ve strojírenství se mimo kvantitativní fraktografii jedná například o posouzení jakosti obrobených ploch v metrologii, o tribologické studie povrchů strojních součástí, o analýzu povrchů v souvislosti s aplikací různých povrchových úprav a vrstev), paradoxně dosud neexistuje všeobecně akceptovatelná definice povrchové „drsnosti“, a tudíž ani univerzální metoda její kvantifikace [75, 76].

4.1 Některé experimentální výsledky šíření trhlin ve smykových módech

Většina experimentů zabývajících se smykovými módy byla prováděna pomocí cyklického krutu na vzorcích kruhového průřezu. Mnoho těchto prací [1, 48, 77, 78] ukázalo velký rozdíl v šíření trhliny v hladkém vzorku oproti šíření ve vzorcích opatřených vrubem. V hladkých vzorcích je hodnota maximální smykové složky rovna normálovému napětí. Do lomového procesu tak vstupuje vliv vzájemného působení složky maximálního smyku (rovina kolmá k ose vzorku) a složky maximálního tahového napětí (hlavní rovina - nakloněna vůči ose vzorku o 45°). Během prvních cyklů začíná převažovat vliv maximálního tahového napětí v hlavní rovině, tj. ke startu růstu trhliny v otevíracím módu I [32].

Ve vzorcích opatřených obvodovým vrubem je růst trhliny stabilizován v rovině kolmé vůči ose vzorku. Trhlina se tak šíří ve smykových módech II a III přinejmenším určitou část únavové životnosti, která se zvyšuje s rostoucím krutovým zatížením. V kvazistatické a nízkocyklové únavové oblasti dominují smykové módy do konce životnosti vzorku.

V těchto případech vytváří intenzivní cyklická deformace s velkou plastickou zónou (obepínající mnoho zrn a mikrostrukturních elementů) síť mikrotrhlin na hranicích zrn nebo na částicích sekundární fáze. Tato narušená zóna je dále rozšiřována v rovině trhliny [79].

Šířící se trhlina je udržována koalescencí mikrotrhlin a jejich smykových propojení s hlavním čelem trhliny v rovině kolmé k ose vzorku. Koalescence je tak především řízena lokálním módem II. V oblasti vysokocyklové únavy je plastická zóna srovnatelná s charakteristickou mikrostrukturní vzdáleností. Takto vytvořená (mikrostrukturně vynucená) křivolakost čela trhliny způsobí změnu způsobu šíření trhliny ze smykového módu na šíření v módu I, vytvářející při jejím růstu morfologii factory-roofs [32].

Typickou morfologií vznikající v oblasti smykového módu III jsou factory-roofs. Drsnost factory-roofs je částečně závislá na velikosti aplikované amplitudy, cyklickém smykovém napětí, jakož i na materiálové mikrostruktuře a mezi kluzu [46, 52, 77, 78, 80]. Mataka et al. [81] popsali vznik factory-roofs ve třech stádiích:

- (1) iniciace a růst povrchu semieliptické mikrotrhliny ve smykových módech II a III,
- (2) jejich interakce, koalescence a růst v lokálních smykových módech I, II a III pomocí tvorby módu I (vybočením a natočením segmentů),
- (3) růst magistrální trhliny v převládajícím módu I.

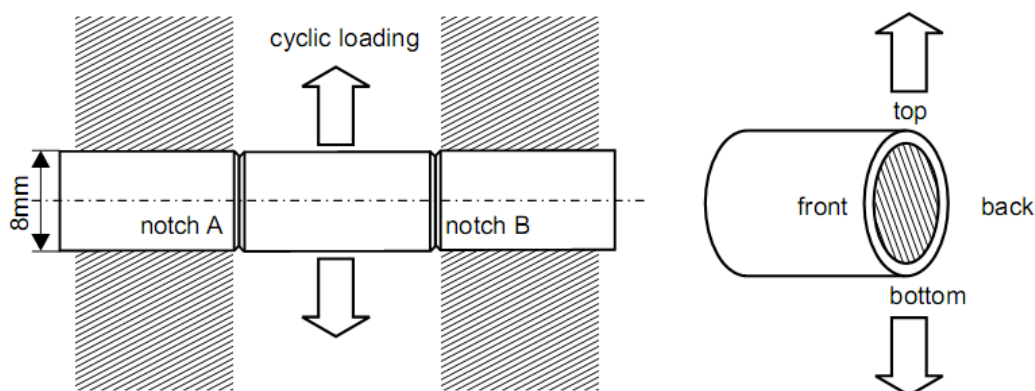
Proces vyhodnocení trhlin ve smykových módech v případech krutového zatěžování je velmi obtížný a neefektivní, obzvláště ve vysokocyklové oblasti. Při tomto způsobu zatěžování je stádium iniciace smykové trhliny velmi krátké a následný růst trhliny je již realizován kombinací módů I+II+III u hladkých vzorků a II+III u vrubovaných vzorků. Z těchto důvodů je prakticky vyloučené vyhodnocení prostých módů II a III odděleně z hlediska jejich mikromechanismů růstu. Dalším problémem vznikajícím při zatěžování ve smykových módech je superpozice módu I [4, 32].

První experimentální zařízení umožňující zatěžování smykem bylo realizováno Hellierem et al. [5, 82], kdy byl vzorek obdelníkového průřezu zatěžován ve čtyřbodovém asymetrickém ohybu. Růst trhliny v módu II nebo III je v tomto případě velmi limitován, jelikož k šíření v prostých smykových módech dochází pouze ve úzkém středu vzorku.

Pokluda et al. [4] navrhli experimentální zařízení umožňující současně zatěžování vzorku v prostém módu II a III v oblasti nízkocyklové a vysokocyklové únavy. Princip zatěžování vzorku v oblasti nízkocyklové únavy je znázorněn na obr. 35. Za účelem vytvoření ostré iniciační trhliny byl vzorek stlačen tlakovým napětím a následně vyžítán, aby byl eliminován vliv vnitřních pnutí při zatěžování vzorku. Vzorky byly poté umístěny mezi dva držáky, kde byly oba konce vzorku pevně uchyceny. Prostřední část vzorku (část mezi oběma vruby) byla uchycena k pohyblivé části zařízení a zatěžována striktně jednoosým zatěžováním (tah, tlak). Nahoře a dole byl vzorek zatěžován prostým módem II, zatímco trhlina iniciovaná ve střední části (vpředu, vzadu) byla zatěžována prostým módem III.

Místa mezi těmito oblastmi byla zatěžována smíšeným módem II+III. Vzorek byl následně zatěžován konstantním cyklickým posuvem, který odpovídal nárůstu čela trhliny o několik mikrometrů. Tento způsob zatěžování umožňuje postup čela trhliny o několik stovek mikrometrů při stovkách aplikovaných cyklů. Použitým materiálem byla

austenitická ocel X5NiCrTi26-15 s mezí kluzu 600 MPa, bez inkluzí a precipitátů, které by napomáhaly šíření v módu III [4]. Dva vzorky byly zatíženy 200 cykly a jeden 100 cykly.



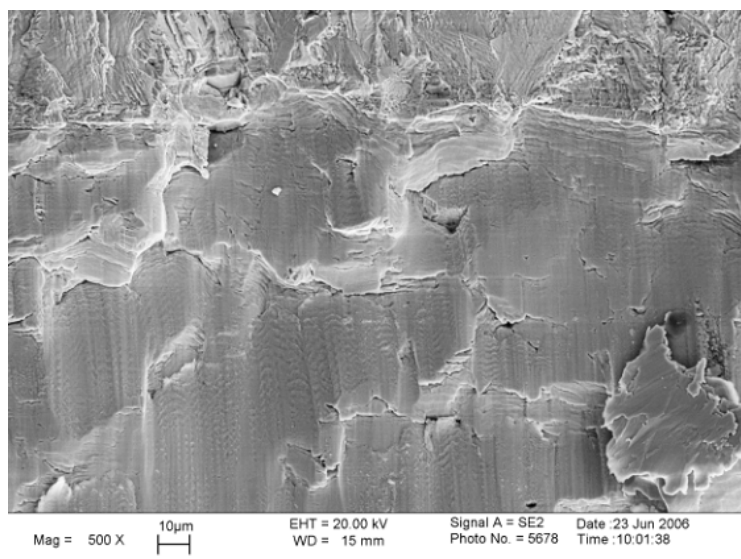
Obr. 35: Schéma zatěžování vzorku opatřeného dvěma obvodovými vruby [4]

Všechny vzorky byly přelomeny cyklickým tahovým napětím. Pomocí fraktografického pozorování bylo možno stanovit šíření trhliny v módu II a módu III, které byly snadno rozlišitelné od šíření trhliny způsobené sekvencí cyklického tahového zatížení. Délka šířící se trhliny v prostém módu II a III byla měřena na příslušných místech lomové plochy podél čela trhliny (v celkové délce 100 μm). V případě vzorku zatěžovaném 200 cykly byla naměřena průměrná délka trhliny v módu II 420 μm , zatímco v módu III pouze 200 μm . U vzorku zatěžovaném 100 cykly byly naměřené hodnoty 210 μm v módu II a 120 μm v módu III. Vzhledem k tomu, že délka šířící se trhliny představuje pouze desetinu celkové délky trhliny, lze předpokládat konstantní rychlost šíření. Rychlost šíření v módu II tak byla přibližně dvakrát větší než v módu III [4].

Příklad typického lomového povrchu vzniklého při zatěžování v módu II je znázorněn na obr. 36. Směry jak zatěžování, tak aplikovaného smykového napětí jsou vertikální (tj. zdola nahoru). Na lomovém povrchu je možno pozorovat mnoho fazet pokrytých striacemi, které jsou orientovány kolmo vůči směru růstu. Výskyt striací souvisí s působením nepatrného otevírajícího módu I na čele trhliny, jehož výskyt byl zde způsoben lokálním odklonem čela trhliny z roviny trhliny.

Na lomovém povrchu mohou být snadno identifikovány oblasti růstu čela trhliny v prostém módu II, které jsou charakteristické tzv. tire tracks. Směr této periodické morfologie označuje očekávané šíření smykové trhliny zdola nahoru. Mnoho sekundárních trhlín, kolmých vůči směru růstu, bylo rovněž nalezeno v celé oblasti lomové plochy [4]. Všechna pozorování morfologie potvrzují, že prostý mód II a kombinace módů I+II jsou dominantní mikroskopický lomový mechanismus, způsobující přímý postup čela trhliny při zatížení v makroskopickém módu II.

Příklad lomového povrchu vytvořeného v makroskopickém módu III je zobrazen na obr. 37. Aplikované smykové napětí působí v tomto případě ve vodorovném směru. Morfologie lomové plochy je zcela odlišná než morfologie vytvořená v makroskopickém módu II. Pole striací potvrzují převládající šíření v módu II nebo II+III v souladu s modely na obr. 26 a 28, často podporované módem I vlivem vybočení, resp. natočení

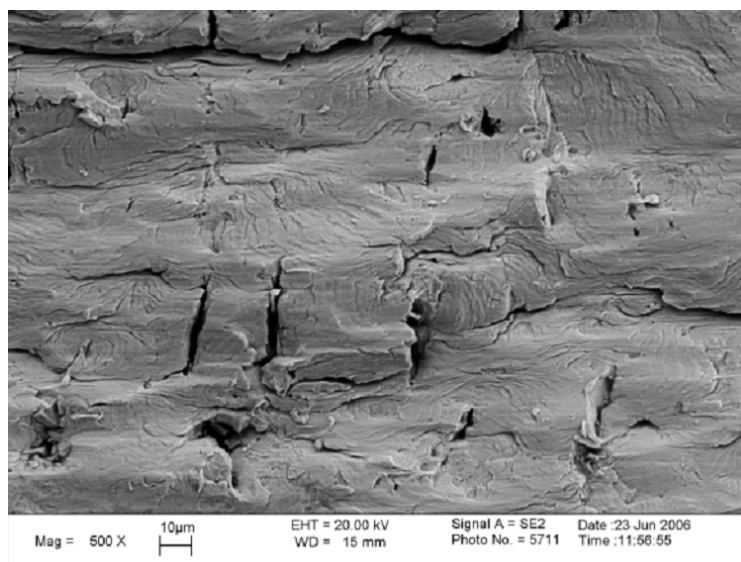


Obr. 36: Morfologie lomové plochy vytvořená šířením módu II s velkou amplitudou napětí - nízkocyklová únava [4]

roviny trhliny. Vertikální směr striací znamená, že se čelo trhliny šíří horizontálně, tedy v lokálním módu II. Při dalším pečlivém pozorování morfologie lomové plochy byly nalezeny oblasti připomínající šíření trhliny v módu I+III, kde trhlina vytváří striace rovnoběžně k aplikovanému zátěžnému módu III [4, 32].

Sekundární trhliny vytvářené ve smykovém módu III se vyskytují častěji a jsou patrnější, než tomu bylo při zatěžování ve smykovém módu II. Koalescence takových trhlín způsobuje drolení nerovností na lomovém povrchu a vytváření děr [83]. Sekundární trhliny také iniciují na částicích sekundární fáze poblíž hlavního čela trhliny. Tyto trhliny se poté šíří jako trhliny v módu II nebo I+II mezi částicemi a hlavním čelem trhliny. Striace vycházející z prasklé částice dokazuje horizontální směr šíření čela trhliny v souladu s obr. 28. Morfologie lomových ploch vytvořených ve smykových módech II a III v oblasti nízkocyklové únavy jsou tak výrazně odlišné. Z pozorování rovněž vyplývá rozdílná rychlost šíření trhlín v módu II a v módu III. Zatímco se čelo trhliny v módu II pohybuje přímo, dochází v případě módu III ke komplikovanějšímu (klikacímu) šíření čela trhliny. V módu III je tak vlivem komplikovanějšího mechanismu pohybu čela trhliny šíření výrazně pomalejší než v případě módu II [4].

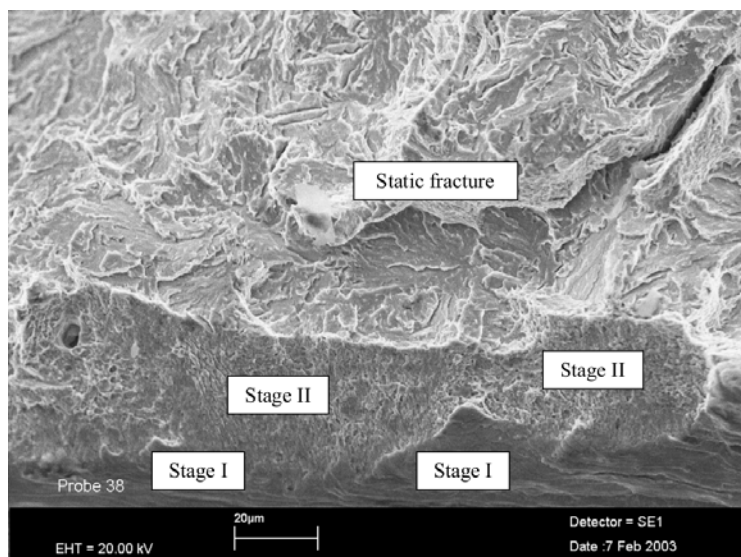
Další experimenty v oblasti nízkocyklové únavy byly provedeny na hladkých cylindrických vzorcích vyrobených z nízkolegované oceli Cr-Al-Mo (BS 970/1-83) [3]. Vzorky byly zatěžovány prostým krutem v intervalu od $N_f \approx 10^4 \div 10^6$ cyklů a poté byly staticky dolomeny za použití tekutého dusíku. Na základě analýzy povrchu pomocí optického a elektronového mikroskopu byla zjištěna tvorba sítí mikrotrhlín kolmých a paralelních k ose vzorku, pokrývající celý povrch. Typický tvar samotné mikrotrhliny je znázorněn na obr. 38. Stage I část vykazuje mikroskopicky klikaté čelo, podobné schématu na obrázku 26. Rovina trhliny je vyhnuta o úhel 45° vůči makroskopickému lomovému povrchu, který je kolmý k ose vzorku. Hloubka trhliny se pohybovala v rozmezí $10 \div 30 \mu m$.



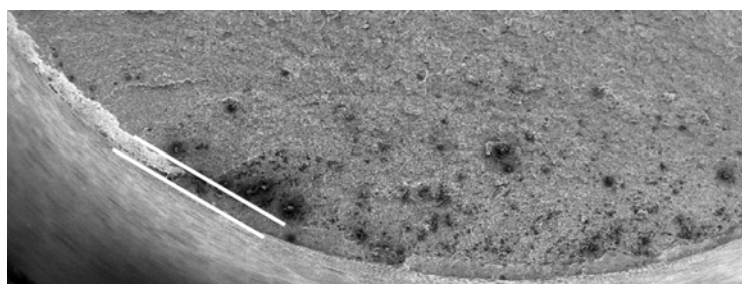
Obr. 37: Morfologie lomové plochy vytvořená šířením módu III odhalující dominanci mechanismu šíření v módu II nebo I+II [4]

Část stage II trhliny je nakloněna o 50° opačným směrem a natočena o 20° z důvodů získání podpory šíření v módu I. Čelo trhliny v stádiu šíření (stage II) bylo zpravidla hladší než tomu bylo v případě stádia šíření (stage I). Všechny tyto trhliny se šířily v smíšeném módu I+III do hloubky kolem $100\mu m$ zatímco se současně šířily a spojovaly v modech II nebo I+II podél povrchu vzorku. Následkem toho došlo k vytvoření mělké obvodové mikrotrhliny kolem celého vzorku (obr. 39). Šíření v módu II nebo I+II je mnohem rychlejší oproti šíření v módech I+III [3]. Tento rozdíl v rychlosti šíření je částečně přisuzován koalescenci povrchových mikrotrhlin.

Při rozvětvení trhliny byly pozorovány extrémně křivolaké povrchové trhliny šířící se směrem dovnitř vzorku podél roviny s maximálním tahovým napětím. Šíření v módu II bylo vždy podporováno módem I v důsledku šíření v rovinách téměř kolmých vůči rovinám s maximálním tahovým napětím vlivem natočení roviny trhliny.



Obr. 38: Snímek typické únavové mikrotrhliny vytvořené prostým cyklickým krutem na povrchu hladkého válcovitého vzorku [3]



Obr. 39: Snímek obvodové trhliny vytvořené po koalescenci povrchových mikrotrhlin v módech II nebo II+III ($\approx 100\mu m$), bílá čára vyznačuje oblast šíření únavové trhliny [3]

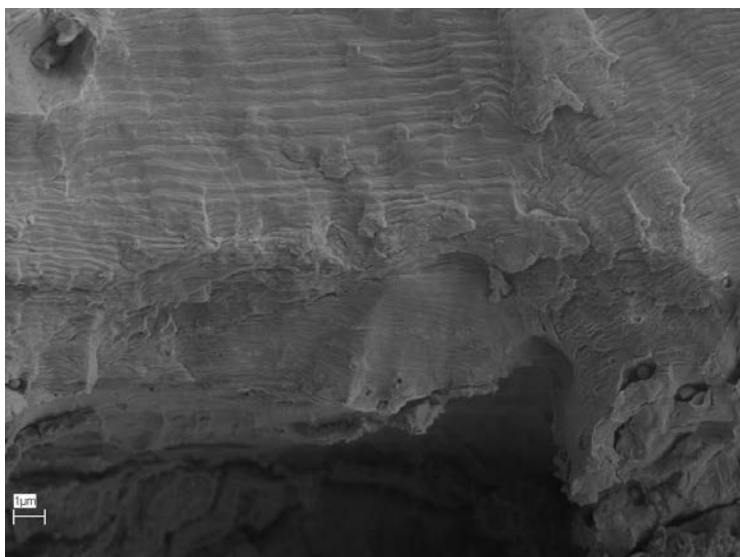
4.2 Metody rekonstrukce morfologie lomových ploch

Studium morfologie lomové plochy těles porušených únavou poskytuje velmi mnoho informací o mikromechanismu únavového lomu. Na lomové ploše lze identifikovat místo iniciace trhliny, vymezit oblast jejího podkritického šíření i oblast náhlého dolomení. To je velmi cenné pro zjišťování příčin provozního lomu a účinnosti zpětných opatření ve výrobě a provozu k jejich odstranění. Lomovou plochu je nutno sledovat z makroskopického i mikroskopického pohledu. Při zvětšení, dosažených běžnými optickými přístroji (lupa, mikroskop) lze na reliéfu lomové plochy rozeznat místo iniciace únavové trhliny, oblast podkritického šíření i dolomení [2].

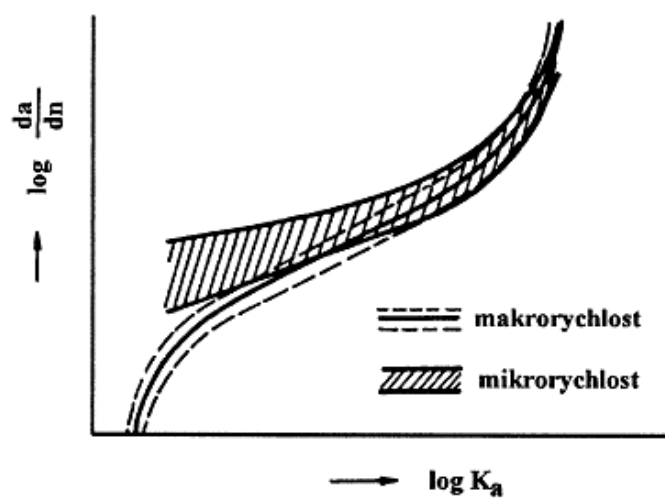
Nejdůležitějším mikromorfologickým znakem jsou striace (obr. 40), které se vyskytují v nekrytalickém stádiu u tvárných materiálů. V prahové oblasti šíření trhliny jsou žlábků vlivem malé plastické zóny špatně rozlišitelné a navíc k postupu trhliny zdaleka nedochází v každém zátěžném cyklu. Rovněž postup čela trhliny je zde značně ovlivňován lokálními strukturními nehomogenitami, srovnatelnými s velikostí plastické zóny. Čelo trhliny tedy postupuje nerovnoměrně. Všechny popsané efekty vedou k tomu, že rozteč striací (mikroskopická rychlost) je podstatně větší než $\frac{da}{dn}$ (makroskopická rychlost) - obr. 41. V konečné etapě stabilního šíření může makroskopická rychlost naopak dokonce přesáhnout rychlost mikroskopickou. Tento efekt lze vysvětlit tím, že únavové šíření doprovázené vznikem žlábků je stále častěji nahrazováno „kvazikřehkými“ poskoky na vzdálenost větší než by odpovídalo rozteči striací.

Dalším charakteristickým mikromorfologickým znakem jsou tzv. řady vtisků. Vyskytují se zpravidla na hladkých fazetách ve formě nepravidelných, delších či kratších žlábků nebo důlků. Jejich vznik souvisí s nepravidelnostmi mikrorelífu, především s deformačními výstupky a přechýlujícími částicemi sekundární fáze. Je zřejmé, že vznik řad vtisků je způsoben přítomností smykové složky otevírání trhliny (módu II). Na rozdíl od striací neposkytují řady vtisků žádnou informaci o rychlosti šíření trhlín a pro kvantitativní rekonstrukci nemají význam.

U křehkých materiálů je rozlišení méně snadné, obvykle je však oblast dolomení méně morfologicky složitá s výskytem interkrystalických, resp. štěpných fazet charakteristických pro náhlý křehký lom [2]. Jedním z prvních kroků při analýze příčin provozního porušení strojních součástí je rozbor vzniklých lomových povrchů, na které lze nahlížet jako na podrobný záznam lomového procesu [75, 83–89]. Často je žádoucí popsat přítomné morfologické prvky a celkovou povrchovou topografii kvantitativně, tedy například určit přesnou rozteč únavových striací, zjistit vertikální rozsah povrchu anebo vyjádřit jeho případnou periodicitu. Pořízené záznamy lomové plochy jsou ovšem pouhou projekcí komplexních trojrozměrných útvarů do roviny snímacího zařízení a údaje zajištěné na základě jejich přímé analýzy jsou značně nepřesné. V některých případech mohou dokonce odchylky mezi takto získanými hodnotami a hodnotami skutečnými přesáhnout hranici 100 %.



Obr. 40: Lomová plocha austenitické oceli obsahující pole striací



Obr. 41: Srovnání mikro- a makrorychlosti šířící se trhliny [2]

4.2.1 Metody pro měření povrchové topografie

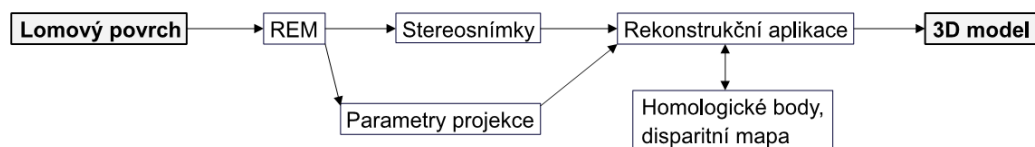
Metody pro měření povrchové topografie lze zjednodušeně rozdělit do tří základních skupin: metody mechanické, metody optické a metody založené na jiných principech [90]. Nejvýznamnější mechanickou metodou je kontaktní profilometrie. Dotykový profilometr je v principu tvořen $x - y$ stolcem a pohyblivým z -ramenem opatřeným snímačem s hrotem různé velikosti a tvaru, který je v průběhu měření v kontaktu s povrchem vzorku. Optické metody jsou založeny na jevech vznikajících při interakci povrchu s promítaným světelným paprskem. Jedná se například o změnu spektra, koherence nebo polarizační roviny. Mezi optické metody lze rovněž zařadit optickou profilometrii, při níž je fotograficky nebo digitálně nasnímán profil zviditelněný osvětlením lomové plochy úzkým světelným paprskem [91].

Tyto metody zpravidla neumožňují měření členitějších povrchů a povrchů se skokovou změnou výškových souřadnic, v důsledku interference mohou vznikat artefakty, je třeba apriorních předpokladů o studovaném povrchu (např. prostorově konstantní odrazivost) a zpracování měřeného signálu, a tedy i interpretace zjištěných výsledků je obvykle technicky náročnější [90]. Mezi hlavní výhody patří zejména bezkontaktnost měření a integrální charakter zjišťovaných parametrů.

Základní metodou založenou na analýze snímků lomového povrchu je metoda známá jako stereofotogrametrie. V tomto případě jsou prostorové souřadnice povrchových bodů studované oblasti určeny na základě rozboru dvou snímků pořízených ze dvou různých snímacích pozic.

Metoda samotná je založena na stereoskopických výpočtech výškových souřadnic bodů studovaného povrchu nalezených výchozím dvoudimenzionálním vzorkováním dvojice jeho obrazů [75, 92–97]. Vstupní informací prostorové rekonstrukce jsou dva snímky zkoumané oblasti pořízené ze dvou různých známých pozic, tzv. stereopár, a geometrické parametry projekce použité při jejich snímání. Záznam stereosnímků je většinou proveden pomocí elektronového mikroskopu při různém náklonu eucentricky upnutých vzorků. Úhel náklonu je volen v závislosti na složitosti povrchové morfologie, pro méně členité povrchy bývá relativní naklonění mezi oběma snímky přibližně 10° . Ve speciálních případech bývá pro pořízení stereosnímků užíváno také transmisní elektronové mikroskopie.

Numerické zpracování stereosnímků sestává ze dvou fází. V první z nich dochází k lokalizaci tzv. homologických bodů, tj. bodů reprezentujících v obou stereosnímcích tentýž reálný povrchový element, ve druhé fázi jsou pak pomocí stereologických relací vypočteny jejich relativní výškové souřadnice. Postup celé procedury je schématicky znázorněn na obr. 42. Přesnost stereofotogrametrické rekonstrukce závisí především



Obr. 42: Postup při stereofotogrametrické rekonstrukci lomové plochy [75]

na použitém zvětšení, pracovní vzdálenosti skenovacího elektronového mikroskopu

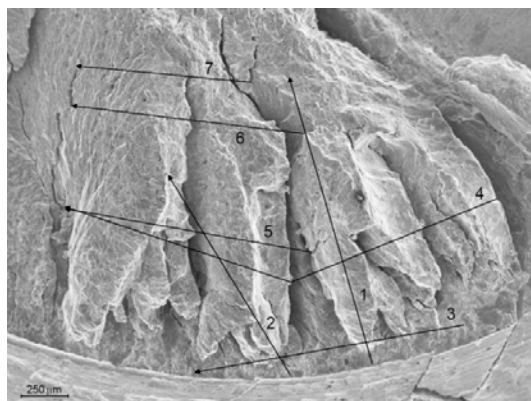
(vzdálenosti elektronového děla od sledovaného povrchu), robustnosti a přesnosti párovacího algoritmu a na přesnosti polohování vzorku. Na základě srovnání výsledků získaných rekonstrukcí téhož lomového povrchu pomocí stereofotogrametrie (aplikace *MeX*), profilometrie, konfokální mikroskopie a AFM konstatují autoři práce [95] odchylku nižší než 3 %. Minnich et al. [96] pro stereofotogrametrický systém *3D-morphometry* již uvádí chybu kolem 1 %.

Čas potřebný na analýzu stereosnímků se v současnosti pohybuje řádově v minutách až v hodinách v závislosti na rozlišení snímků a technických parametrech použité výpočetní techniky. Vzhledem k přídatným knihovnám umožňuje většina rekonstrukčních aplikací provést také základní profilovou, plošnou a někdy i objemovou analýzu a rovněž přímou extrakci některých běžně užívaných parametrů kvantitativní fraktografie, většinou však bez podrobnějšího popisu použitých algoritmů. Za hlavní nevýhody metody lze označit poměrně vysoké nároky na softwarové a hardwarové vybavení a také neekvidistantní charakter zjištěných topografických dat vyžadující jejich následnou triangulaci a případné převzorkování.

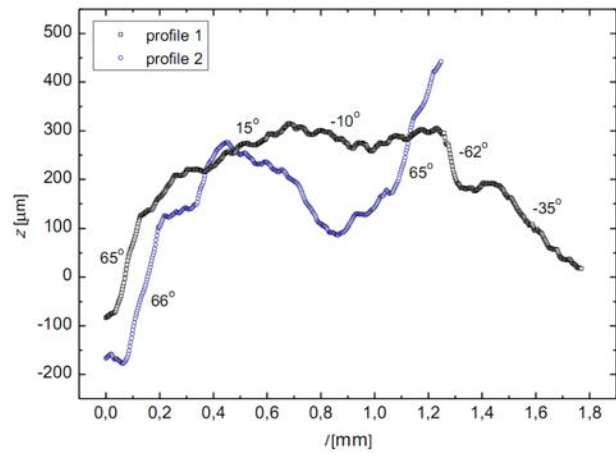
Podmínkami vzniku morfologie factory-roofs (F-R) se zabýval Pokluda et al. [98], který pozoroval vznik F-R na vzorcích vyrobených z HSLA oceli zatěžovaných cyklickým krutem. Přestože se první zprávy o F-R morfologii objevily již v padesátých letech 20. století, není dosud mechanismus vzniku zcela objasněn. Na obr. 43 je zaznamenána síť profilů odpovídající jak tangenciálním, tak radiálním směrům. Na základě vyhodnocení jednotlivých profilů (obr. 44) bylo zjištěno, že dochází k postupnému poklesu úhlu svahu F-R. Zatímco v iniciační oblasti se úhel sklonu F-R pohybuje v intervalu 65°- 77° v blízkosti povrchu (obr. 44b profil 3) až po úhel 60°- 71° v oblasti spojení obou hlavních segmentů, je již v oblasti smykového šíření úhel sklonu pouze v intervalu 30°- 50° (obr. 44c profil 6).

V oblasti dolomení se hodnota úhlu svahu pohybuje pouze kolem 30°. Tento model předpokládá vznik F-R větvením určitých bodů podél semieliptického čela (obr. 45) trhliny do módu I. Polohy těchto bodů mohou být určeny analyticky na základě maximálního synergického efektu zatěžování v módu II a módu III. Velikost F-R klesá s rostoucí hustotou iniciovaných semieliptických trhlin a s opotřebením způsobeným velkými smykovými posuvy (třením). Tímto lze vysvětlit, proč nebyl výskyt F-R pozorován v oblasti nízkocyklové únavy.

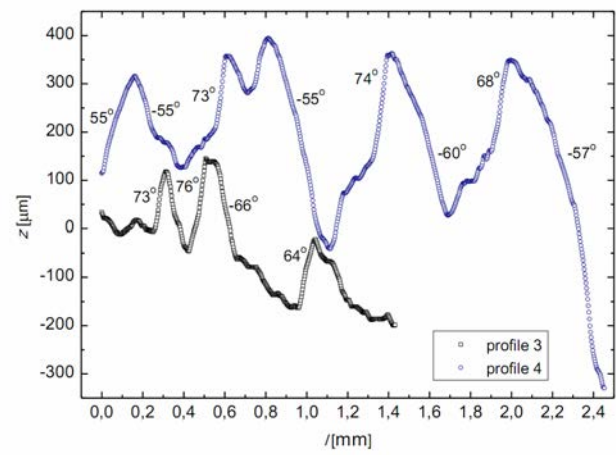
V rámci kvantitativního srovnání oblastí vytvořených iniciační trhlinou byly pro vyhodnocení použity vybrané drsnostní parametry. Drsnostní parametry lze rozdělit na vertikální, délkové, smíšené, spektrální a fraktální.



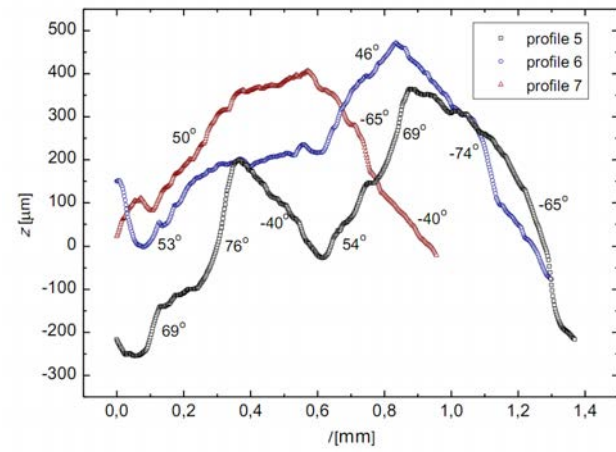
Obr. 43: Projekční čáry profilů využitých při stereofotogrametrické analýze [98]



(a)

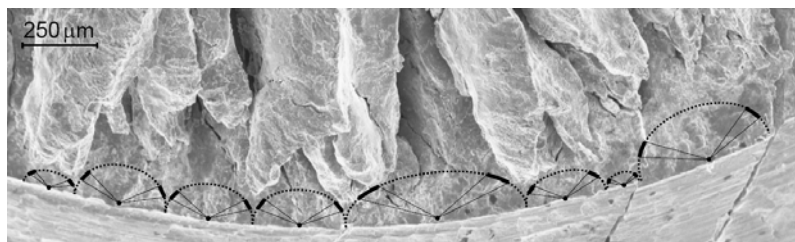


(b)



(c)

Obr. 44: Průběhy profilů odpovídající projekčním čarám z obr. 43 [98]



Obr. 45: Interval možných poloh (plná čára) větvení do módu I na semieliptickém čele trhliny [98]

4.2.1.1 Optická chromatografie

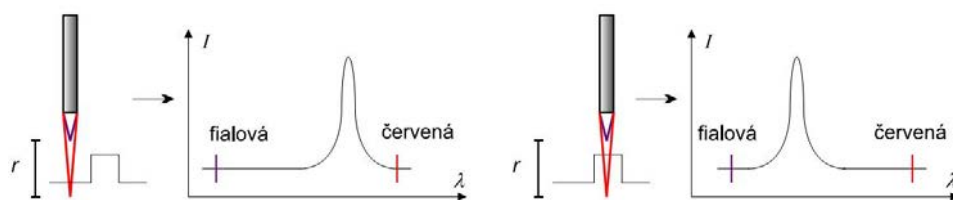
Optická chromatografie využívá chromatickou vadu čoček tedy závislost ohniskové vzdálenosti na vlnové délce procházejícího světla [75, 99]. Fyzikální podstatou tohoto jevu je závislost indexu lomu na frekvenci světelného zařízení, který s rostoucí frekvencí nárůstá. Při průchodu bílého světla přes čočku nebo optickou soustavu, která nemá barevnou vadu korigovanu, dochází tedy k jeho rozkladu na jednotlivé vlnové délky.

Nejméně lámáno je dlouhovlnné záření, a je tedy průsečík červeného paprsku s optickou osou od čočky nejdále, zatímco krátkovlnné fialové paprsky jsou zaostřeny nejbližší. Po dopadu takto vzniklého světelného svazku na zkoumaný povrch jsou optimálně odraženy pouze zaostřené paprsky konkrétních vlnových délek, které tak nesou informac o lokální výšce měřené oblasti (obr. 46).

Na výše uvedeném principu je založeno zařízení *Microprof 100* německého výrobce Fries Research & Technology GmbH, které představuje komplexní řešení s možností práce ve 2D režimu jako optický profilometr i 3D režimu jako optické rastrovací zařízení [75, 100]. Povrchová topografie je určena na základě vyhodnocení spektra odraženého světelného signálu a srovnání zjištěného spektrálního maxima s interní kalibrační tabulkou. Světelným zdrojem je halogenová výbojka. Příprava zařízení k vlastnímu měření vyžaduje volbu rozsahu platných hodnot intenzity tak, aby byla vyloučena záměna šumu za signál (dolní hranice intervalu). Obě hodnoty je nutno určit s přihlédnutím k celkové odrazivosti analyzovaného povrchu. Variace měřené intenzity v důsledku mírného kolísání hodnot odrazivosti měřené hodnoty nijak neovlivňuje [75, 100].

Součástí použitého zařízení je osobní počítač s původním programovým vybavením – softwarovými aplikacemi Acquire pro pořizování dat a Mark III pro jejich analýzu. Aplikace Mark III nabízí mimo použití standardních filtračních postupů a výpočtu 24 parametrů drsnosti dle DIN EN ISO také výpočet některých nenormalizovaných parametrů. Zařízení *Microprof 100* umožňuje analýzu oblastí o rozloze maximálně 100 x 100 mm (minimálně 200 x 200 μm) s rastrovacím krokem volitelných v obou osách při měření frekvenci až 1000 Hz. Maximální vertikální měřicí rozsah je 300 μm s uváděným vertikálním rozlišením přibližně 3 nm. Pro členitější povrchy je nutno provést měření ve vícevrstvě režimu a postupně rostoucí pracovní vzdáleností, kdy je vertikální měřicí rozsah zvýšen až na 3 mm za cenu jistého snížení přesnosti zjištěných dat. Měřitelný úhel sklonu lokálních elementů povrchového mikoreliéfu je omezen na interval $\pm 30^\circ$ [75, 100].

Pro vyhodnocení dat z *Microprof 100* bylo využito aplikací *proArea* a *profiler*, umožňujících mimo transformací dat nutných například při výpočtech difference mezi komplementárními profily (tj. translace, rotace a zrcadlení) také určení celé řady parametrů [75].



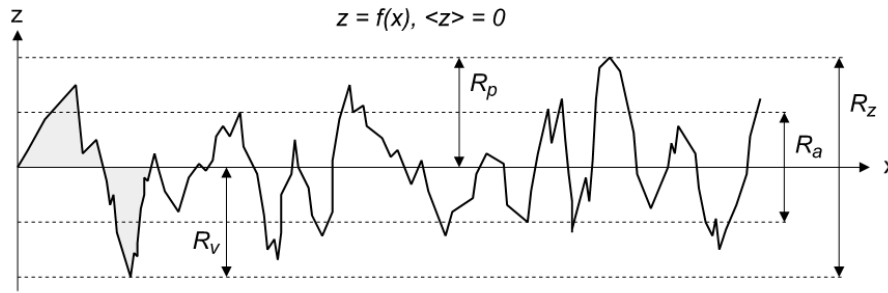
Obr. 46: Princip měření povrchového reliéfu založený na využití barevné vady osvětlovací optické soustavy. Schematicky je zakreslana osvětlovací soustava, měřený povrch a registrové spektrum odraženého světla (r - vertikální měřící rozsah, I - intenzita, λ - vlnová délka) [75]

4.2.1.2 Parametry drsnosti

Podle popisného potenciálu lze v současnosti užívané parametry rozdělit do pěti hlavních kategorií. První dvě kategorie představují výškové a délkové parametry, které charakterizují vertikální a horizontální rozložení povrchových bodů. Třetí skupinou jsou spektrální parametry kvantifikující spektrální parametry kvantifikující spektrální charakter povrchu. Míra nepravděpodobnosti na různých úrovních rozlišení je vyjádřena fraktálními parametry. Poslední kategorii představují smíšené (hybridní) parametry popisující více výše uvedených aspektů současně [75]. Pro kvantifikaci lomových ploch byly zvoleny následující parametry drsnosti.

Největší výška R_p ($R_p = z_{max} - \langle z \rangle$) a největší hloubka R_v ($R_v = \langle z \rangle - z_{min}$), které jsou maximálními a minimálními hodnotami výškové souřadnice $\langle z \rangle$. Vertikální rozsah R_z ($R_z = z_{max} - z_{min}$) a střední aritmetická drsnost R_a (obr. 47).

$$R_a = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} |z_i - \langle z \rangle|. \quad (26)$$



Obr. 47: Grafické znázornění základních vertikálních parametrů: největší výšky R_p , největší hloubky R_v , největší výšky profilu R_z a střední aritmetické drsnosti R_a [32]

Z hybridních parametrů byly zvoleny lineární drsnost R_L a plošná drsnost R_A . Tyto bezrozměrné veličiny, někdy také nazývané relativní délka profilu a relativní plocha povrchu, jsou definovány jako [32]:

$$R_L = \frac{L}{L'}, \quad (27)$$

$$R_A = \frac{S}{S'}, \quad (28)$$

kde L je skutečná délka lomového profilu, S je skutečná plocha lomové plochy, L' je průmětna délky daného profilu a S' je průmětna plochy do makroskopické roviny.

Spektrální parametry profilů lze popsat pomocí autokorelační funkce, která je kvantitativním vyjádřením podobnosti povrchu [32, 76, 101]. Autokorelační funkce vyjadřuje vzájemný vztah sousedních bodů povrchu. V případě lomového profilu popsaného sadou n ekvidistantních bodů (nebo $m \times n$ bodů pozorovaných při konstantním

vzorkovacím kroku ve směrech os x, y) je autokorelační funkce definována následujícím vztahem:

$$R_p = \frac{1}{n-p} \sum_{i=0}^{n-p-1} (z_i - \langle z \rangle) (z_{i+p} - \langle z \rangle), \quad (29)$$

kde p a q jsou posunutí ve směrech x a y .

Pro vyhodnocení lomových ploch se využívá autokorelačních délek tedy β_p a β_q , které jsou definovány jako posuny p, q odpovídající poklesu autokorelační délky na daný podíl počáteční hodnoty. Nejčastěji využívané podíly jsou $\frac{1}{10}$ a $\frac{1}{e}$ [76, 101]. Pokud jsou body více vzdáleny od β_p, β_q , lze předpokládat, že tyto povrchy byly vytvořené jinými procesy.

5 Vývoj experimentu

Návrhem teoretického modelu Pokludy a Pippana [3], převracejícího dosavadní chápání šíření trhlin ve smykovém módu III, vyvstal požadavek na ověření tohoto modelu pomocí experimentu. Ve spolupráci s Erich Schmidt Institutem v Leobenu bylo navrženo unikátní experimentální zařízení, umožňující současné zatěžování vzorku ve smykových módech II a III. Přípravek byl navržen pro vzorky válcovitého tvaru s vnějším průměrem 8 mm později označované jako (S) vzorky. Tyto vzorky byly vyrobeny z austenitické oceli DIN 1.4301. Před samotným zatěžováním bylo třeba vytvořit ostrou trhlínu v kořeni vrubu tzv. pre-crack. Toho bylo dosaženo pomocí přípravku umožňujícího traslační a rotační pohyby vzorku za současného působení ostří v kořeni vrubu. Snímek z optického mikroskopu znázorňuje tvar kořene vrubu po působení ostří v jeho kořeni (obr. 48). Proces vytváření iniciační trhliny byl dokončen stlačením vzorku silou 20 kN (statický prec-rack). Z důvodu nutnosti odstranění vnitřního pnutí, vytvořeného při tvorbě pre-cracku, byl vzorek žíhán při teplotě 900°C po dobu jedné hodiny s následných pozvolným ochlazením na vzduchu.

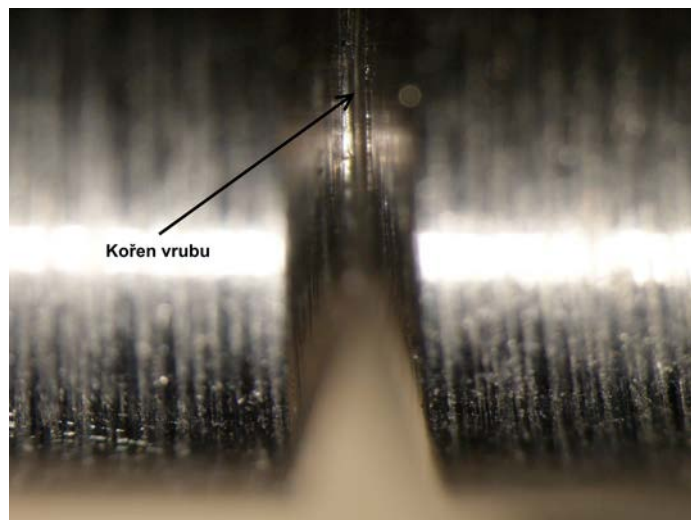
Velký důraz byl kladen na správné uchycení vzorku uvnitř otvoru přípravku, aby nedocházelo k jeho pohybu ve směru kolmém vůči ose zatěžování při následném zatěžování. Jakýkoliv pohyb vzorku uvnitř přípravku by vedl ke vzniku ohybového momentu, tedy superpozici módu I. Při návrhu experimentu tak bylo třeba tuto skutečnost brát v potaz a vyloučit tak možné ovlivnění experimentálních výsledků. Vzorek byl před samotným vložením do přípravku potřen dvousložkovým lepidlem a poté vložen do pouzdra ve tvaru konusu, které bylo následně vloženo do otvoru v přípravku. Díky tvaru pouzdra a otvoru v přípravku docházelo při utahování šroubu k zatlačení pouzdra do otvoru, k jeho stlačení tj. fixování vzorku. Obě poloviny vzorku byly lepeny postupně, aby nemohlo dojít k pohybu vzorku při uchycování v přípravku (obr. 49). Viditelná polovina vzorku představuje jeho pohyblivou část, zatímco polovina vložená do otvoru přípravku byla pevně fixována k podložce frekvenčního pulsátoru.

Samotné zatěžování vzorků (S) pak probíhalo na rezonančním pulzátoru RUMUL frekvencí 100 Hz. Metoda využívací únavového zatěžování pomocí rezonance je známa od roku 1879 [102]. Tyto ranné pulzátory byly schopny dosahovat frekvencí kolem 100 Hz a jejich použití bylo omezeno na jednoosé zatěžování jak při rezonanci tak mimo ni. Současné rezonanční pulzátory dokáží pracovat při vysokých testovacích frekvencích 30 – 400 Hz. Principem funkce těchto pulzátorů je dynamické zatěžování vybuzeného volně kmitajícím oscilátorem na vlastní frekvenci. Vzhledem k vyšší účinnosti jsou náklady na jejich provoz do 2% provozních nákladů hydraulických pulzátorů. Použitý pulzátor umožňoval zatěžování vzorků frekvencí 40 – 260 Hz, čímž bylo možno zkrátit dobu zatěžování v závislosti na jejich geometrii 2 ÷ 20 krát ve srovnání s hydraulickým pulzátozem [103].

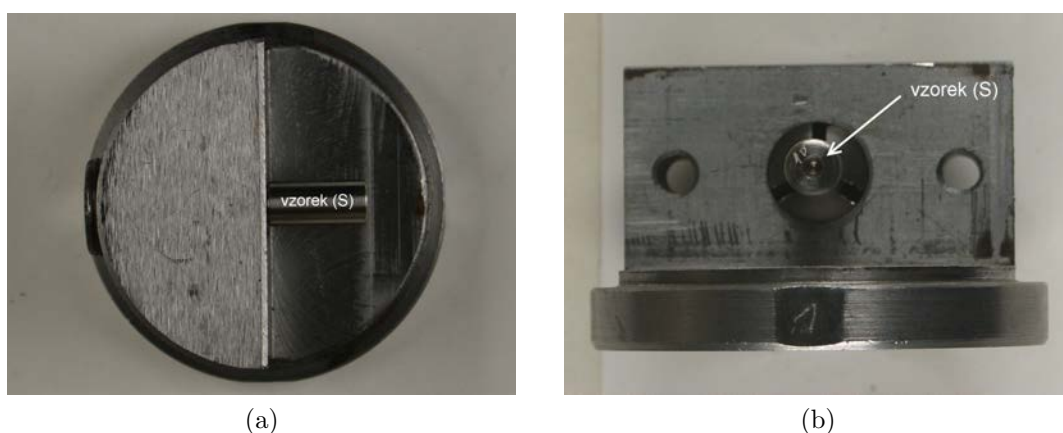
V rámci ověření správnosti zvoleného přípravku a metody zatěžování vzorků bylo provedeno několik experimentů i s ARMCO vzorky. Postup přípravy vzorků se na rozdíl od vzorků z austenitické oceli lišil v následujících bodech:

1. Při vytváření statického pre-cracku byla použita menší hodnota síly.
2. Vzhledem k vysokému stupni oxidace byly vzorky žíhány ve vakuové komoře.

3. Zatěžování vzorků probíhalo při nižších hodnotách aplikovaného napětí vzhledem k nižším hodnotám meze kluzu.
4. Statické dolomení zbytkové části průřezu vzorku následovalo po ochlazení v tekutém dusíku.



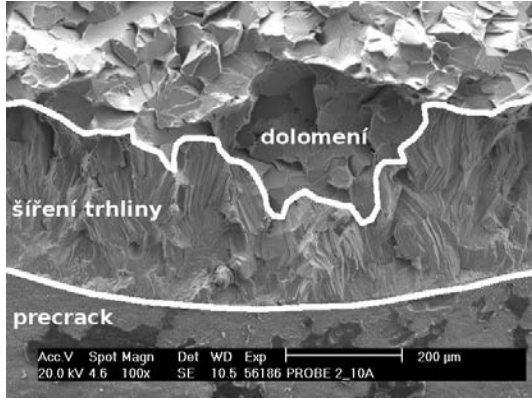
Obr. 48: Snímek kořene vrubu ARMCO vzorku na optickém mikroskopu



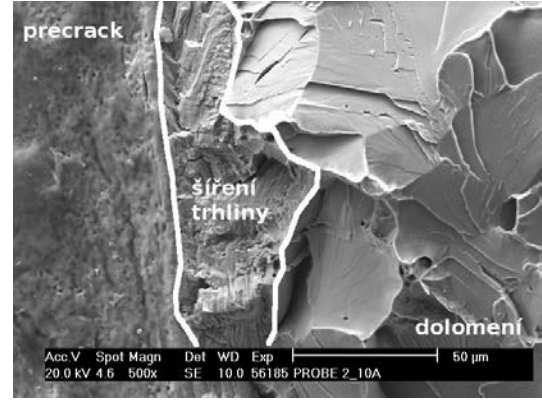
Obr. 49: Způsob uchycení vzorku (S) v přípravku a) pohled shora b) pohled ze strany

Příklady morfologie lomových ploch ve smykových módech u vzorků vyrobených z ARMCO jsou uvedeny na obr. 50.

Z důvodu potřeby zvětšení velikosti pozorované lomové plochy, obzvláště pak oblasti šíření trhliny, byly vyrobeny vzorky (L), jejichž vnitřní průřez byl přibližně 10x větší oproti stávajícím vzorkům (S). Použití těchto vzorků si vyžádalo výrobu nového typu přípravku umožňujícího současné zatěžování ve smykových módech II a III. U prvních pěti vzorků (L) byla iniciační trhlina vyrobena staticky tj. jako tomu bylo u vzorků (S)



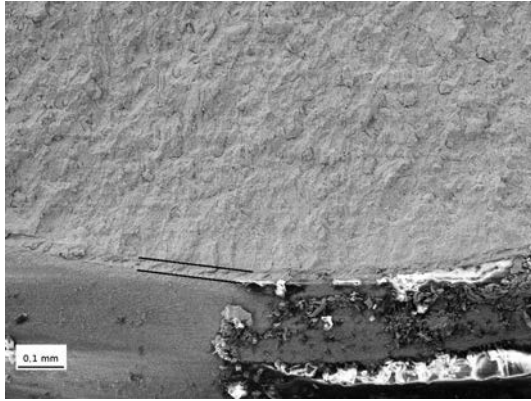
(a)



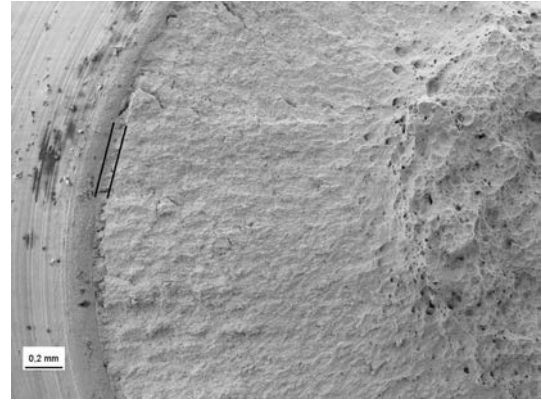
(b)

Obr. 50: Morfologie lomových ploch vzorků (S) vyrobených z ARMCO ve smykových módech a) II b) III

a následně zatěžována $\Delta K_{II} \in (5, 36; 10, 44)$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$, $\Delta K_{III} \in (9, 81; 14, 43)$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$ v rozmezí cyklů $N \in (2 \cdot 10^4; 1 \cdot 10^5)$. U vzorků s takto vytvořenou iniciační trhlinou se při šíření trhliny projevoval efekt zavírání trhliny a hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK tak vyšší než efektivní hodnoty. Morfologie lomovým ploch ve smykových módech spolu s vyznačenou oblastí šířící se trhliny jsou znázorněny na obr. 51.



(a)



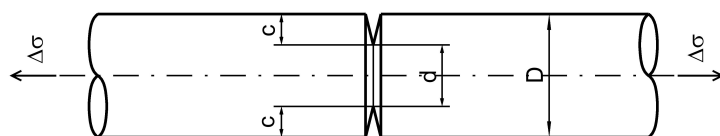
(b)

Obr. 51: Snímek obvodové trhliny (černá čára vyznačuje oblast šíření) u vzorků (S) vyrobených z austenitické oceli ve smykových módech a) II b) III

Pro stanovení efektivních prahových hodnot faktoru intenzity napětí ΔK_{eff} bylo třeba minimalizovat efekt zavírání trhliny. Toho bylo dosaženo změnou vytváření iniciační, kdy namísto statického bylo využito cyklického tlaku. Tyto iniciační trhliny byly vytvářeny při rozkmitu faktoru intenzity napětí $\Delta K_I = 25$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$ a asymetrii cyklu $R = 20$. Výpočet zatížení $\Delta \sigma_I$ odpovídající stanoveným ΔK_I a R byl dán rovnicí 30:

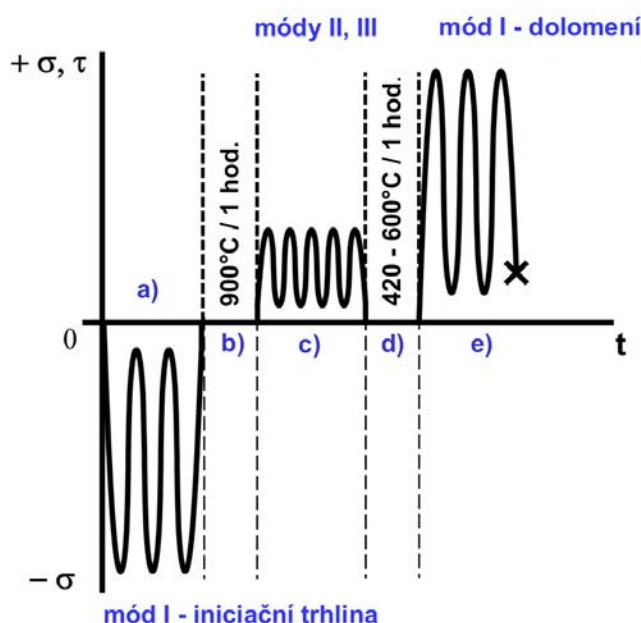
$$\Delta \sigma_I = \frac{\Delta K_I}{\sqrt{\pi c}} F_I, \quad (30)$$

kde $F_I(\frac{2c}{D}; \nu)$ je konstanta zahrnující geometrii vzorku (obr. 52) a ν Poissonova konstanta.



Obr. 52: Definice proměnných ve vztahu pro stanovení $\Delta\sigma_I$

Pro zatěžování (L) vzorků bylo využito hydraulického pulzátoru firmy Schenck [104], jež vytváří cyklické zatížení pomocí hydraulického pístu působící na vzorek příslušnou silou ($< 60kN$). Celkem bylo připraveno 12 vzorků (L) s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem a následně zatíženo $\Delta K_{II} \in (1,35; 9,42)$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$, $\Delta K_{III} \in (2,96; 13,35)$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$ v rozmezí cyklů $N \in (1.10^4; 1.10^6)$. Dolomení vzorků probíhalo pomocí cyklického tahového napětí s maximálním možným rozkmitem faktoru intenzity napětí $\Delta K_I \approx 33$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$ pro danou geometrii vzorku na daném hydraulickém pulzátoru. Pro názornost je celkový technologický postup zatěžování austenitických vzorků (L), schématicky znázorněn na obr. 53.

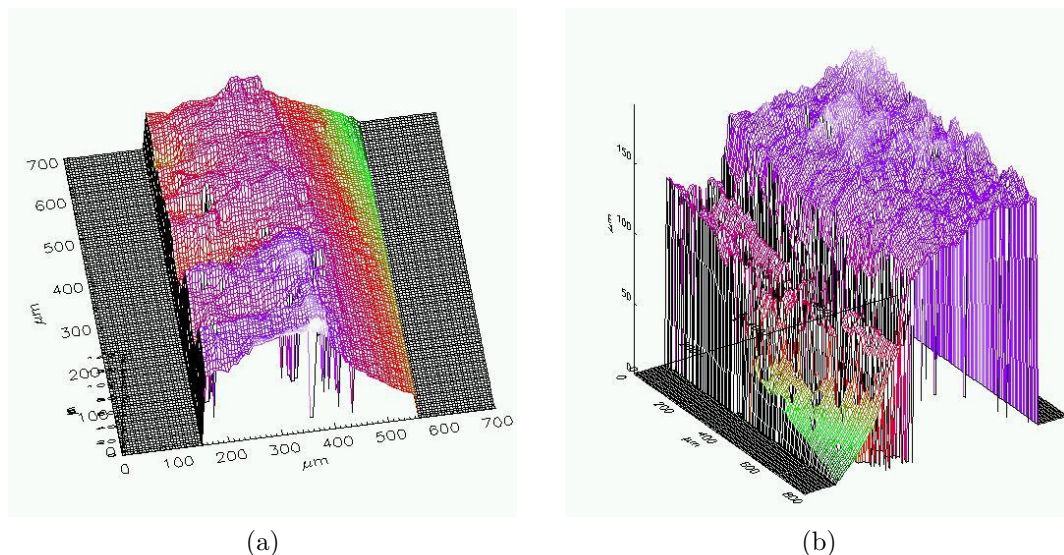


Obr. 53: Postup experimentu vzorků (L) s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem: a) tvorba iniciační trhliny cyklickým tlakem s $R = 20$ b) žíhání pro odstranění vnitřního pnutí c) zatěžování smykovými módy d) heat tinting e) dolomení cyklickým tahovým napětím.

5.1 Použité metody pro kvantifikaci lomových ploch

První metodou pro kvantitativní vyhodnocení lomových ploch vzorků byla optická chromatografie, jejichž použitím bylo možno získat drsnostní profily v jednotlivých úsecích

lomových ploch. Příklad rekonstrukce lomových ploch pomocí optické chromatografie je uveden na obr. 54. Tyto profily byly poté zpracovány pomocí příslušného softwarového vybavení a statisticky vyhodnoceny. Zvoleným parametrem pro vyhodnocení lomových povrchů vytvořených šířením trhliny v módu II a v módu III byla autokorelační délka, u které byly patrné její rozdílné hodnoty u jednotlivých módů.

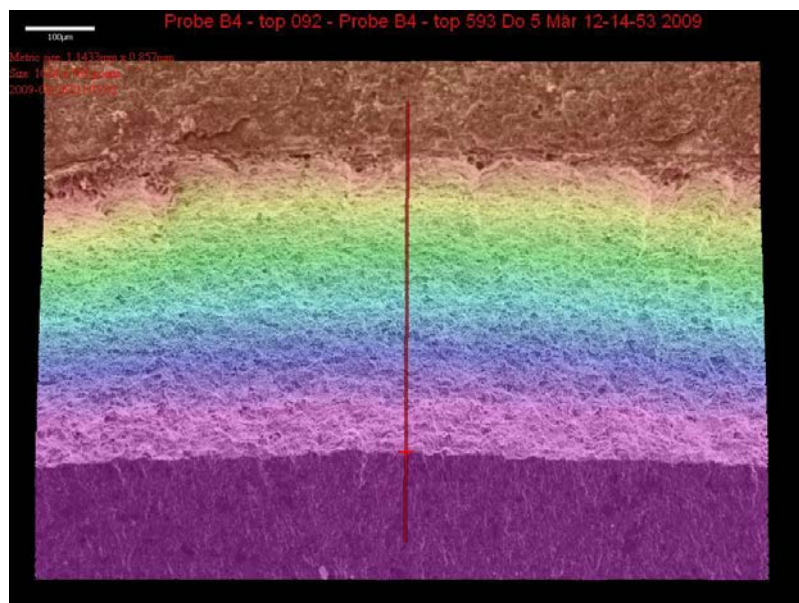


Obr. 54: Příklady morfologie lomových ploch vytvořených šířením trhliny v módech a) II a b) III rekonstruované pomocí optické chromatografie

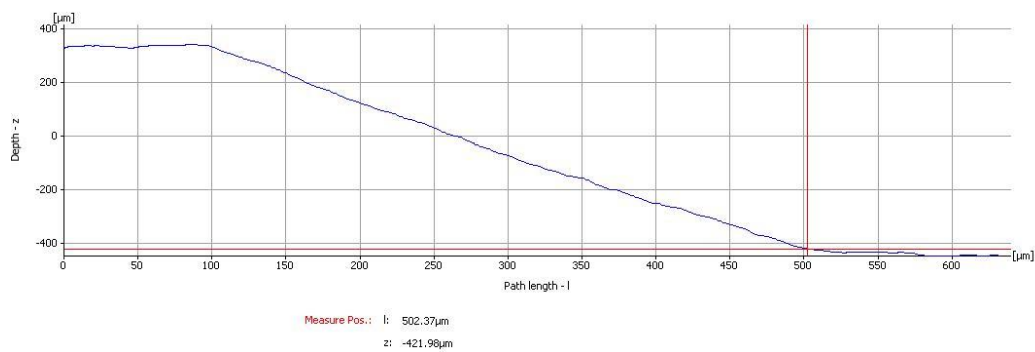
Další zvolenou metodou byla stereofotogrametrie [75], která je založena na rekonstrukci lomového reliéfu pomocí vytvořeného stereopáru. Relativní náklon byl volen na základě členitosti povrchu mezi $5^\circ - 10^\circ$. Následná trojrozměrná rekonstrukce byla provedena numerickým zpracováním získaných stereopárů pomocí aplikace *MEX* (obr. 55 a 56). Výstupem stereofotogrametrických byly datové soubory obsahující prostorové souřadnice všech lokalizovaných homologických bodů. Kromě vlastní rekonstrukce povrchu umožňuje systém *MEX* provést také filtraci profilovou, plošnou a dokonce i objemovou s možností výpočtu základních, ale také několika pokročilejších parametrů drsnosti (např. fraktální dimenze a nosné křivky). Na základě této metody bylo možno stanovit délky šíření trhlin v jednotlivých smykových módech a následně vypočíst rychlost šíření trhlin pro dané rozkmity faktorů intenzity napětí ΔK .

V průběhu experimentu byly rovněž porovnány morfologie iniciačních trhlin vytvořených statickým a cyklickým tlakem pomocí vybraných drsnostních parametrů. Na základě zjištěných dat bylo možno konstatovat, že iniciační trhlina vytvořená cyklickým tlakem je hladší než iniciační trhlina vytvořená statickým tlakem. V některých případech vzorků opatřených trhlinou vytvořenou statickým tlakem byly pozorovány rozštěpy trhlin, tzv. branching (obr. 57). Prahová hodnota rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK_{th} tak byla v těchto případech navýšena o geometrický stínící účinek ΔK_{br} .

Při vyhodnocování lomových ploch byla nalezena závislost mezi směrem vyhýbání trhlin v módu II a zatěžováním dané poloviny vzorku (pevná, pohyblivá část), vedoucí ke



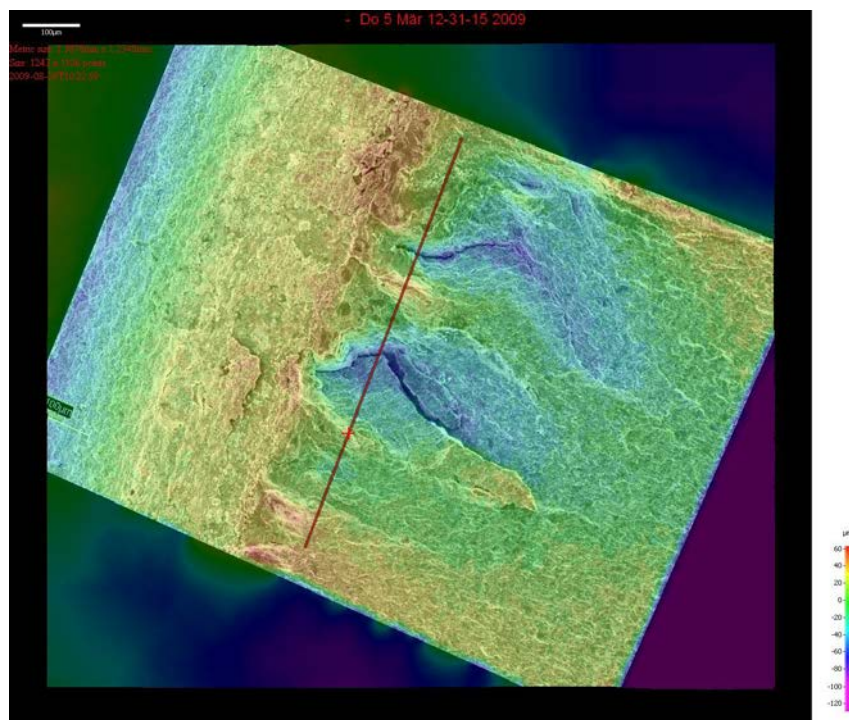
(a)



(b)

Obr. 55: Příklad morfologie lomové plochy vytvořené šířením trhliny v módu II rekonstruované pomocí stereofotogrametrie a) zvolený profil (vyznačený červenou přímkou) b) průběh zvoleného profilu

vzniku schématu popisující směr vybočení trhliny šířící se trhliny v módu II.

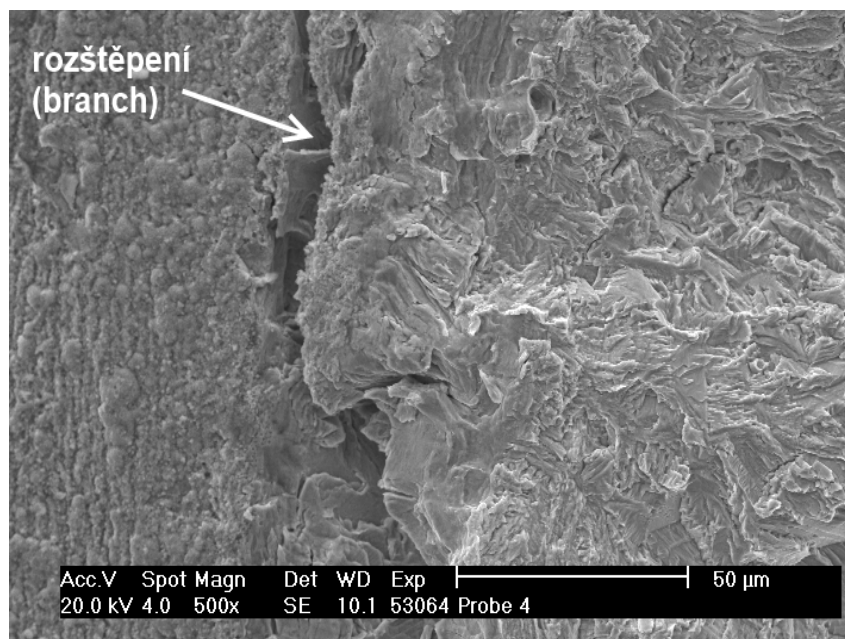


(a)



(b)

Obr. 56: Příklad morfologie lomové plochy vytvořené šířením trhliny v módu III rekonstruované pomocí stereofotogrametrie a) zvolený profil (vyznačený červenou přímkou) b) průběh zvoleného profilu



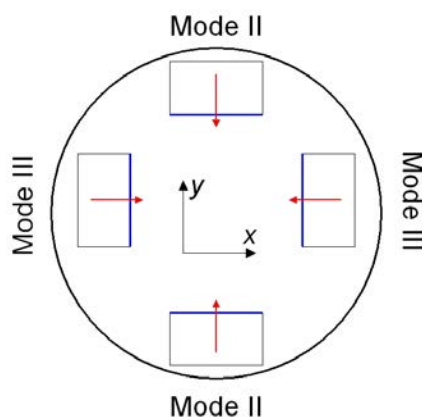
Obr. 57: Příklad rozštěpení (branch) trhliny šířící se v módu III u vzorku z austenitické oceli

6 Šíření smykových trhlin v prahové oblasti v austenitické oceli

Cílem tvůrčí části mojí disertační práce bylo navrhnout experiment umožňující současné zatěžování vzorku ve smykových módech II a III a stanovení efektivních prahových hodnot rozkmitů faktorů intenzity napětí. Tedy navrhnout takový experimentální postup, který by omezil vliv stínících mechanismů vznikajících při šíření trhliny. Následná data je možné poté aplikovat na teoretické modely s podporou molekulární dynamiky a ab initio výpočtů.

6.1 Použité vzorky a přípravky

V případě zatěžování vzorků v oblasti vysokocyklové únavy je posunutí mnohem menší než v případě nízkocyklové únavy. V důsledku toho se v případě vysokocyklové únavy projevuje mnohem výrazněji vliv superpozice módu I. Pro zatěžování válcovitých vzorků s obvodovým vrubem byla navržena dvě originální testovací zařízení umožňující současné namáhání v módu II a III (obr. 58). Konstrukce držáku je orientována tak, že vzorek je

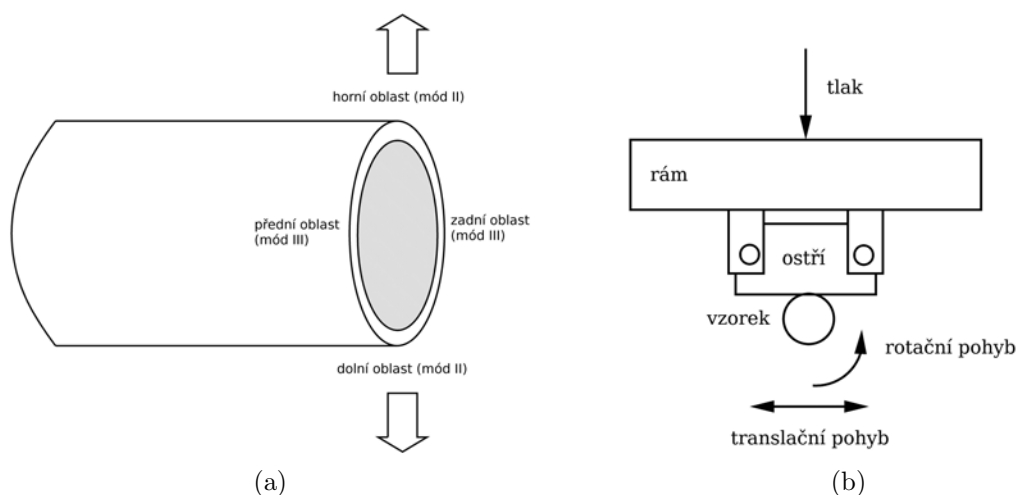


Obr. 58: Schematicky naznačený způsob zatěžování vzorku kruhového průřezu

namáhán „nahore“ a „dole“ v zátěžném módu II, „vpředu“ a „vzadu“ v zátěžném módu III (obr. 59a). Obvodový vrub byl vytvořen pomocí soustružnického nože uprostřed vzorku.

Pro vytvoření počáteční trhliny bylo použito zařízení (obr. 59b) umožňující translační a rotační pohyb vzorku, za současného působení ostří v kořeni vrubu. Pro experimenty byla použita ocel X5CrNi 18-10 známá rovněž pod označením DIN 1.4301. Tato ocel se vyznačuje odolností proti korozi v prostředí běžného typu (voda, slabé alkálie, slabé kyseliny, průmyslové a velkoměstské atmosféry).

V případě svařování dochází v oblasti svaru k mezikrystalické korozi. Ocel je dobře třískově obrobitelná a je používána pro vnější konstrukce, externí architekturu a ve vodárenském průmyslu. Ocel lze používat maximálně do teploty 450 °C, její chemické složení je uvedeno v tab. 2. V tab. 3 jsou poté uvedeny vybrané mechanické vlastnosti dané oceli. Vnitřní struktura daná oceli je znázorněna na obr. 60.



Obr. 59: a) Způsob zatěžování jednotlivých oblastí b) znázornění vytváření počáteční trhliny v kořeni vrubu

Tab. 2: Chemické složení použité austenitické oceli X5CrNi 18-10

prvek	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	N
n[%]	$\leq 0,03$	$\leq 1,00$	$\leq 2,00$	$\leq 0,045$	$\leq 0,015$	17 - 19,5	8,5 - 11,5	0,12 - 0,22

Tab. 3: Hodnoty základních mechanických vlastností použité austenitické oceli X5CrNi 18-10

charakteristika	$R_{p0,2}$ [MPa]	R_m [MPa]	A [%]
hodnota	190 - 265	500 - 700	40

Zatěžování vzorků probíhalo pomocí frekvenčního a hydraulického pulsátoru, na kterých bylo třeba nastavit: maximální sílu (F_{max}), minimální sílu (F_{min}), frekvenci (f) a požadovaný počet cyklů (N). Hodnota rozkmitu zátěžné síly nutné k vyvolání požadovaného rozkmitu napětí byla vypočtena dle vztahu:

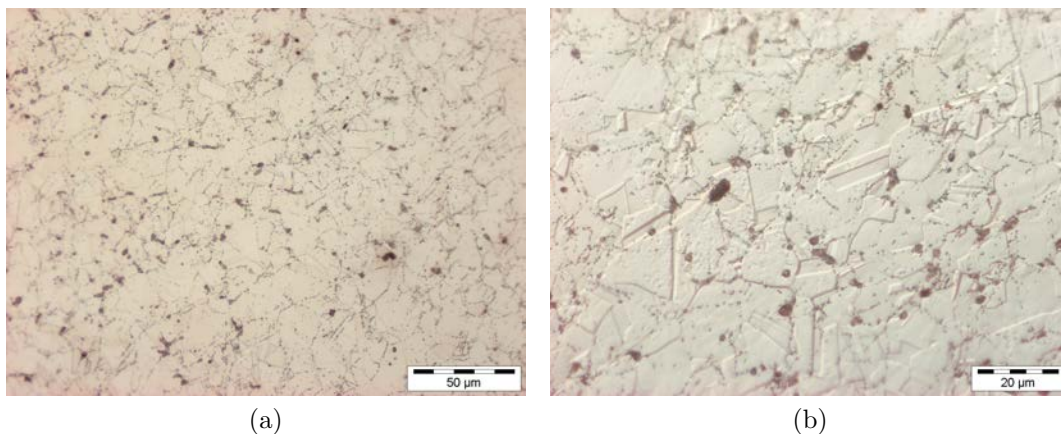
$$\Delta F = \Delta \tau S, \quad (31)$$

kde $\Delta \tau$ je požadovaná hodnota rozkmitu napětí, S je vnitřní průřez vzorku (tj. v kořeni vrubu). Maximální hodnota zátěžné síly F_{max} je dána:

$$F_{max} = \frac{\Delta F}{1 - R}, \quad (32)$$

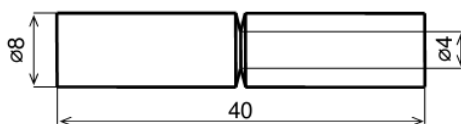
kde R je parametr asymetrie cyklu. Minimální hodnota síly F_{min} byla pak vypočtena pomocí následující vztahu:

$$F_{min} = F_{max} - \Delta F. \quad (33)$$

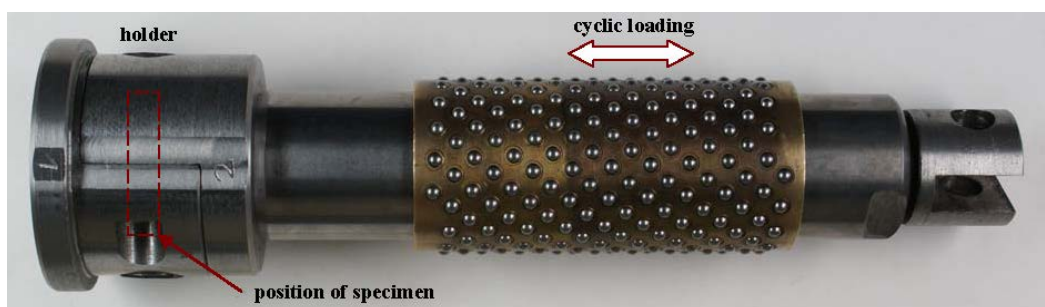


Obr. 60: Metalografický výbrus austenické oceli X5CrNi 18-10 při a) $Z = 500\times$ b) $Z = 1000\times$

První zařízení, určené pro zatěžování malých vzorků (S) s vnějším průměrem 8 mm a vnitřním průměrem 4 mm (průměr v kořenu vrubu, obr. 61), je znázorněno na obr. 62, včetně schematického znázornění způsobu zatěžování na obr. 63a.



Obr. 61: Tvar a rozměry (S) vzorku

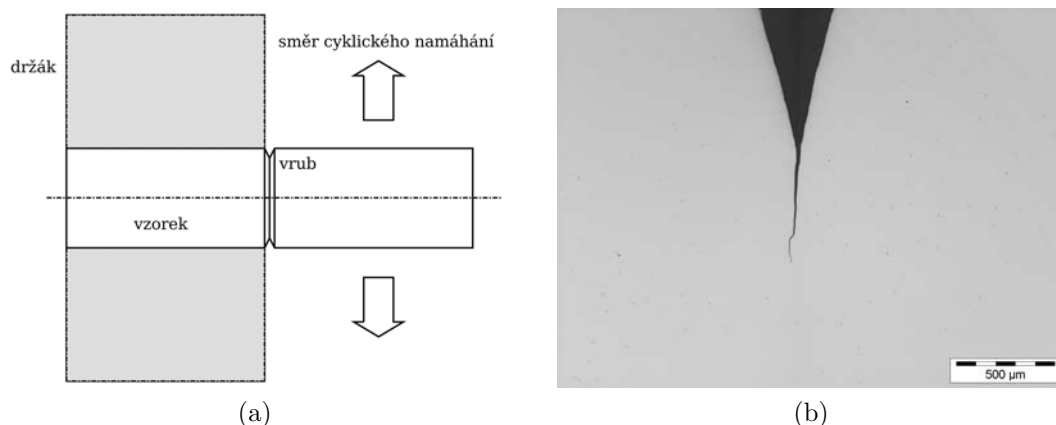


Obr. 62: Přípravek pro zatěžování (S) vzorků

Proces vytváření ostré počáteční trhliny byl dokončen stlačením vzorku silou 20 kN (obr. 63b) a žíháním na relaxaci vnitřního pnutí. Pět vzorků vyrobených z austenické oceli bylo zatěžováno rozkmitem smykového napětí 180 MPa s asymetrií cyklu $R = 0,1$.

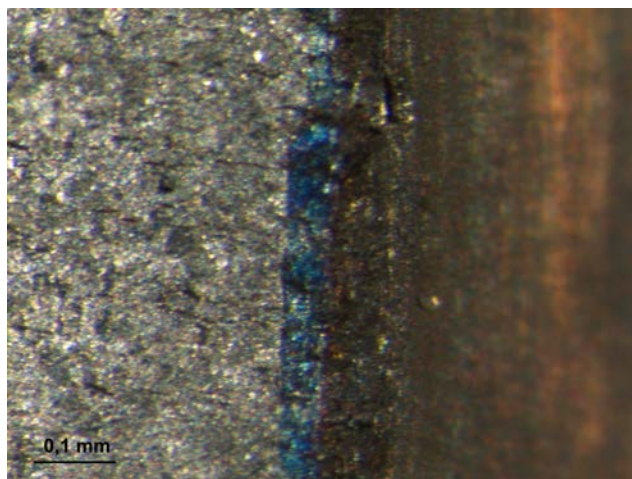
Před samotným dolomením pomocí cyklického tahového napětí ($\Delta\sigma = 200$ MPa, $R = 0,1$) byly vzorky umístěny do pece za účelem zbarvení oblasti šíření trhliny (nově vzniklý povrch po smykovém zatěžování) teplotní metodou tzv. heat tinting.

Heat tinting [105] je univerzální metoda, která může být použita na celou řadu kovů a slitin. Metodu není dobré použít v případech povlakovaných vzorků a materiálů s nízkým



Obr. 63: a) Schéma zatěžovacího zařízení pro vzorky s průměrem 8 mm s naznačenou pozicí vzorku v držáku a směrem zatěžování b) konečný tvar počáteční trhliny po stlačení

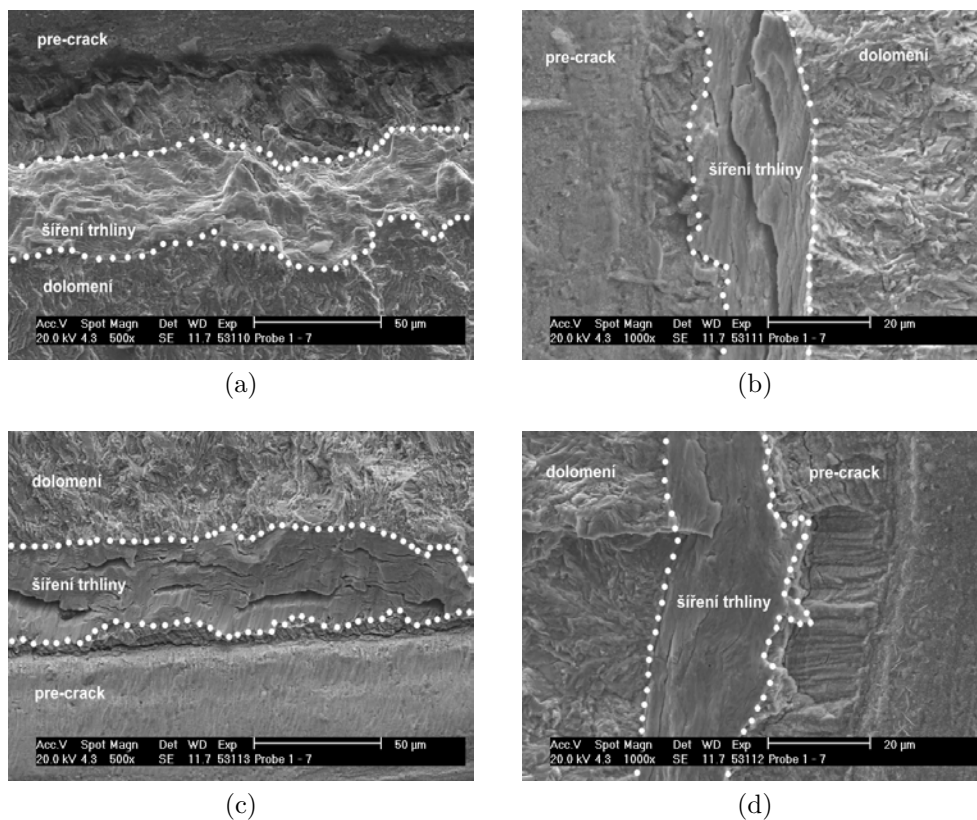
bodem tavení. Působení zvýšené teploty urychluje tvorbu oxidů v povrchových vrstvách, což vede k jejich zbarvení (obr. 64).



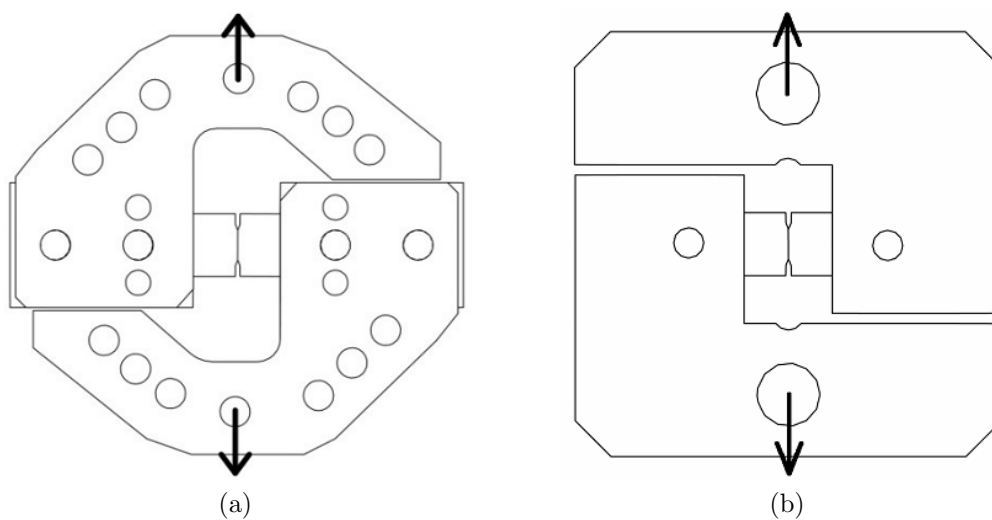
Obr. 64: Příklad aplikace metody heat tinting u vzorku B18 (L) ($\Delta\tau_{III} = 180 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$, $N = 25\,000$). Oblast šíření ve smykovém módu III byla aplikací heat tinting zbarvena modře

V rámci verifikace správné funkce přípravku byl jeden (S) vzorek zatížen v oblasti nízkocyklové oblasti. Morfologie lomové plochy (obr. 65) byla shodná s morfologií lomových ploch získaných Pokludou et al. [4] v předchozích experimentech v oblasti nízkocyklové únavy (obr. 36 a 37).

Druhé zařízení bylo navrženo pro velké vzorky (L) o vnějším průměru 25 mm a vnitřním průměru 12 mm (obr. 66). Použitý vzorek je znázorněn na obr. 67. V případě pěti vzorků byla iniciační trhlina vytvořena pouze stlačením silou 200 kN (staticky). Vzorky s takto vytvořenou iniciační trhlinou byly poté zatěžovány smykovým napětím $\Delta\tau_n$ ($R = 0,1$): 160 MPa (2 vzorky), 200 MPa (2 vzorky) a 220 MPa (1 vzorek).



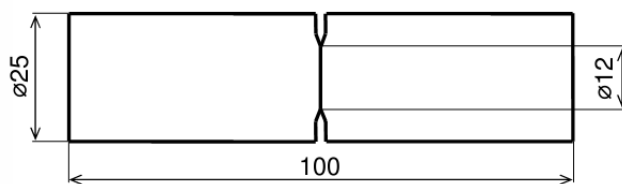
Obr. 65: Lomové plochy vzorku z austenitické oceli zatíženého v nízkocyklové oblasti ($N = 50$, posun = 0,5 mm) a) nahoře (mód II) b) vpředu (mód III) c) dole (mód II) d) vzadu (mód III)



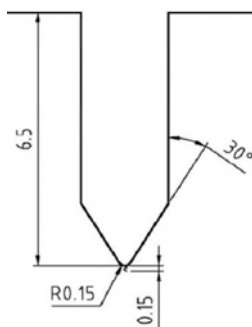
Obr. 66: a) Schéma zatěžovacího zařízení pro vzorky s průměrem 25 mm s naznačeným směrem zatěžování b) novější varianta stejného přípravku

Stejným zařízením bylo dále zatíženo 12 vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem s rozkmitem smykového napětí v intervalu $\Delta\tau_n$ ($R = 0,1$): 70 MPa - 200 MPa. Iniciační trhliny byly vytvořeny na hydraulickém pulsátoru opatřeným speciálním prstenem (obr. 68), který eliminoval posun vzorku mimo osu zatěžování a vznik ohybového momentu, tedy asymetrie délek iniciačních trhlin. Pro jejich vytvoření byl vzorek nejprve zatížen rozkmitem faktoru intenzity napětí $\Delta K_I = 25 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ s parametrem asymetrie cyklu $R = 20$ a počtem cyklů $N = 25\,000$. Pro odstranění vnitřního pnutí byly vzorky následně vyžháný při teplotě $T = 900^\circ$ po dobu $t = 1$ hod.

Všechny vzorky byly po zatížení dolomeny cyklickým tahovým napětím se stejnými parametry jako vzorky s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem.

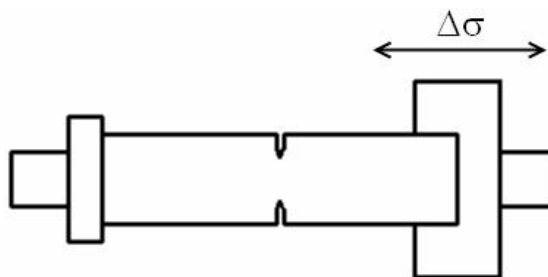


(a)



(b)

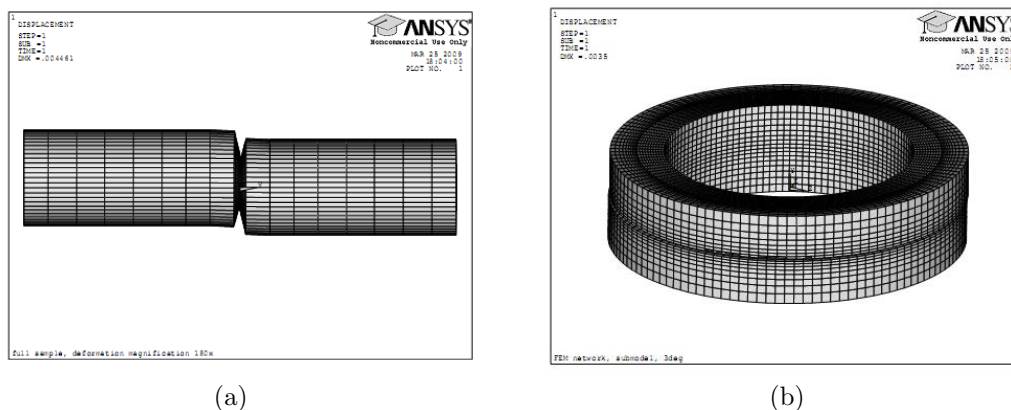
Obr. 67: a) Tvar a rozměry (L) vzorku b) detail vrubu (L) vzorku [106]



Obr. 68: Princip vytváření iniciační trhliny cyklickým tlakem

6.2 K-kalibrace vzorků

Pro stanovení hodnot faktoru intenzity napětí na čele obvodové trhliny byl vytvořen model v programu ANSYS [107]. Nejprve bylo určeno napěťově-deformační pole podél čela trhliny vytvořené smykovým napětím 200 MPa využitím hrubé konečnoprvkové sítě (obr. 69a). V dalším kroku byl vytvořen submodel s velmi jemnou konečnoprvkovou sítí obsahující pouze oblast iniciační trhliny, která byla vyříznuta z hrubého modelu (obr. 69b).



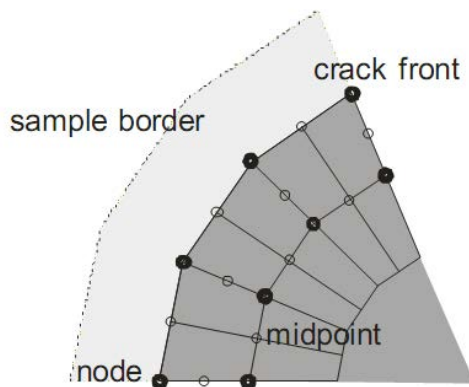
Obr. 69: a) Hrubý model - válcovitý vzorek s vrubem zatížený prostým smykem
b) submodel - jemné síťování v oblasti čela trhliny [107]

Posunutí vypočtená na hranicích hrubého modelu jsou použita jako okrajové podmínky pro submodel [108]. Tímto způsobem bylo možno vypočítat hodnoty faktorů intenzity K_I , K_{II} a K_{III} velmi přesně. Výpočet byl vytvořen použitím různých segmentů blížících se kruhovému čelu trhliny (úhly $1^\circ 40'$, 2° , 3° , $4^\circ 30'$ a 9°). Takto byl kruhový průřez vzorku nahrazen mnohoúhelníkem skládajícím se z mnoha segmentů, jejichž počet závisí na zvoleném úhlu. Obr. 70 znázorňuje dva druhy uzlů (vrcholové a středové). Vzájemné smykové posuny špičky trhliny byly počítány ve čtyřech bodech poblíž čela trhliny.

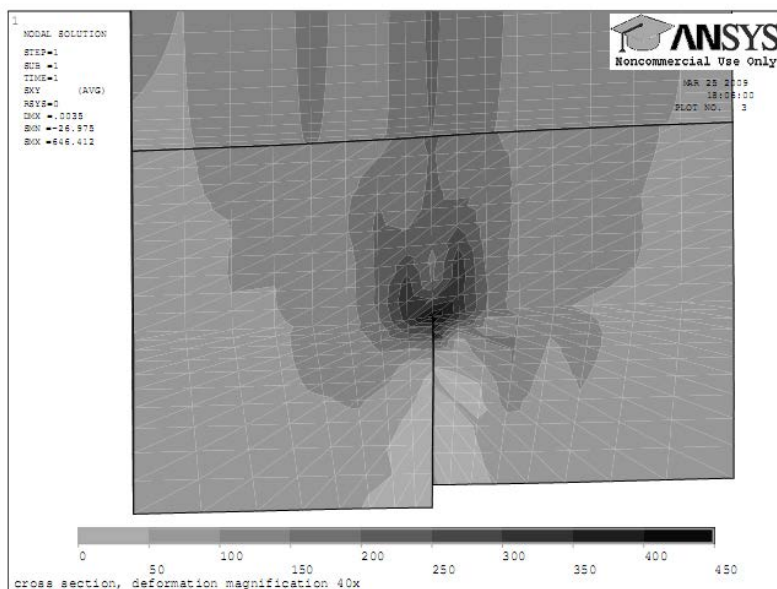
Hodnoty K_I , K_{II} a K_{III} byly určeny extrapolací čela trhliny použitím obou typů uzlů. Proto byly pozorovány mírně odlišné hodnoty v každém zatěžovacím kroku. Tímto způsobem byly určeny hodnoty K_{II} a K_{III} , všechny aplikované nominální rozkmity smykového napětí. Na obr. 71 je znázorněno napěťové pole poblíž špičky trhliny obsahující element zatěžovaný prostým módem II.

Rozložení faktoru intenzity napětí v módu I, II a III v průřezu vzorku s vnitřním průměrem 4 mm zatěžovaného $\tau_n = 180$ MPa je znázorněno v polárním diagramu (obr. 72). Tečkovaná křivka odpovídá řešení pomocí vrcholových uzlů, zatímco čárkovaná vyznačuje řešení s využitím středových uzlů, plná čára odpovídá střední hodnotě. Z výsledku analýzy vyplynul poměr $K_{III\max}/K_{II\max} = 1,37$, při současně zanedbatelné hodnotě $K_{I\max}$.

Při simulaci v ANSYSu byly rovněž vypočteny hodnoty otevření trhliny v smykových módech $\delta_{t\max,II}$ a $\delta_{t\max,III}$ (obr. 73). Poměr $\delta_{t\max,III} / \delta_{t\max,II} = 2,7$ je vyšší než tomu odpovídající poměr $K_{\max,III}^2 / K_{\max,II}^2 = 1,88$ pozorovaný v případě lineárně elastického



Obr. 70: Schéma tří segmentů podél čela trhliny - vrcholové uzly jsou označeny tenkým kroužkem (midpoint) [107]



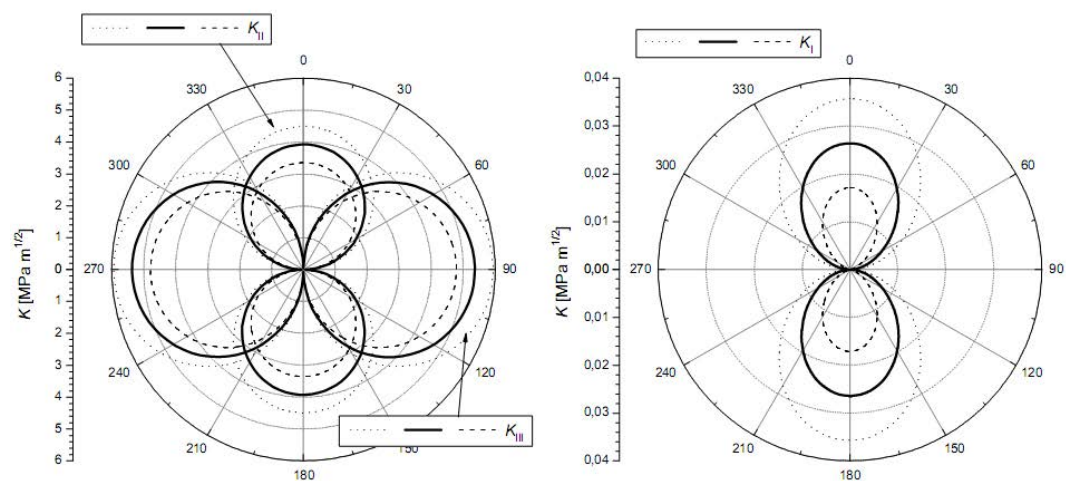
Obr. 71: Rozložení smykového napětí v submodelu [107]

řešení [107]. Pro srovnání byl proveden výpočet K_{III} pomocí asymptotického vztahu (rov. 34) pro vybraná zatížení. Vypočtené hodnoty $K_{III_{max}}$ (tab. 4) jak numerickou, tak asymptotickou metodou jsou pro jednotlivá zatížení prakticky totožné.

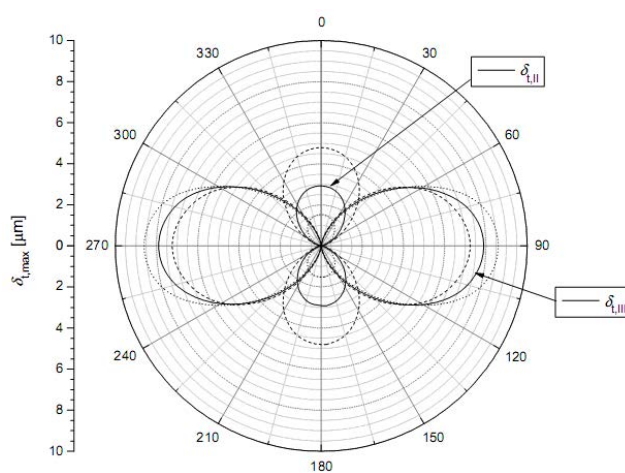
$$K_{III} = F_{III} \frac{16T}{\pi(2R)^3} \sqrt{\pi a}, \quad (34)$$

kde $F_{III} = \frac{3}{8} \sqrt{\lambda} \left[1 + \frac{1}{2} \lambda + \frac{3}{8} \lambda^2 + \frac{5}{16} \lambda^3 + \frac{35}{128} \lambda^4 + 0,208 \lambda^5 \right]$, $\lambda = \frac{c}{R}$, T je kroutící moment, R je poloměr vzorku, a a c charakterizují rozměry trhliny (obr. 74).

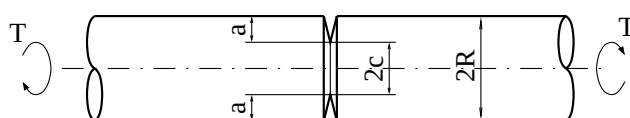
Příklad závislosti faktorů K_{II} a K_{III} na polárním úhlu φ je znázorněn na obr. 75 [109].



Obr. 72: Rozložení hodnot faktoru intenzity napětí na čele trhliny v polárních souřadnicích v kruhovém průřezu vzorku [107]



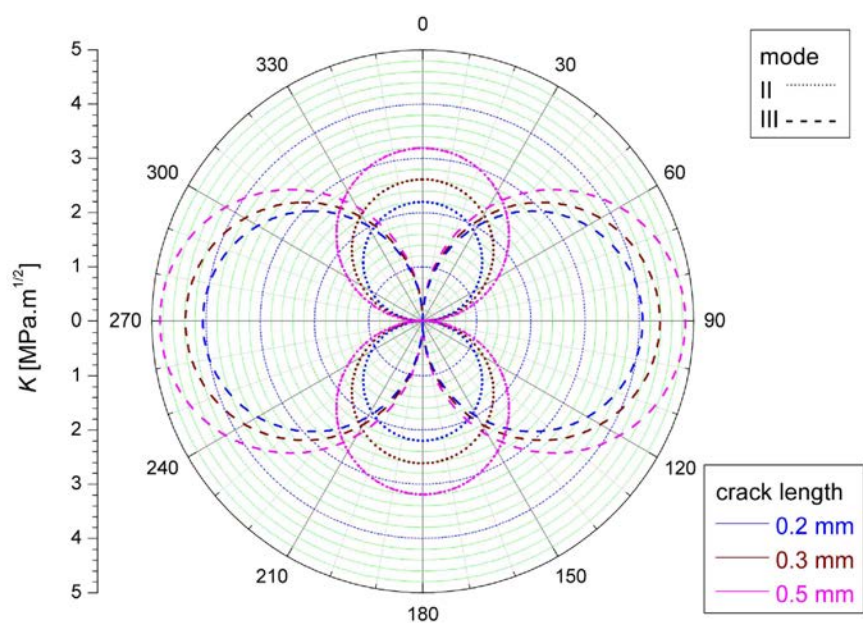
Obr. 73: Hodnoty otevření trhliny (CTOD) podél čela trhliny v polárních souřadnicích [107]



Obr. 74: Definice proměnných v asymptotickém vztahu

Tab. 4: Srovnání hodnot faktorů intenzity napětí K_{III}

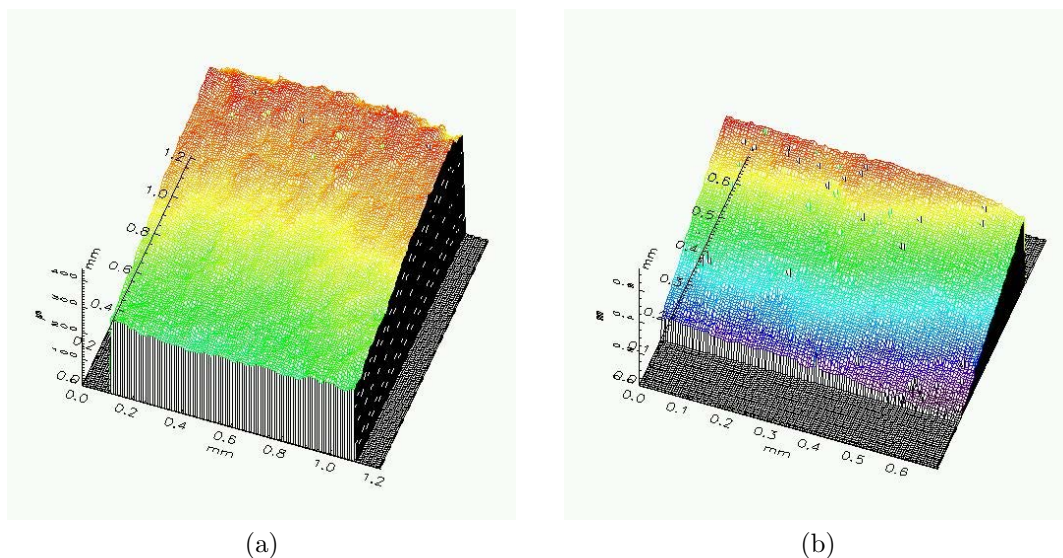
τ_n [MPa]	τ_{max} [MPa]	ANSYS		Asympt. metoda
		$K_{II_{max}}$ [MPa.m ^{1/2}]	$K_{III_{max}}$ [MPa.m ^{1/2}]	$K_{III_{max}}$ [MPa.m ^{1/2}]
180	200	3,91±0,60	5,36±0,56	5,42
100	111	2,17±0,34	2,98±0,36	3,01
80	89	1,74±0,26	2,38±0,27	2,41
60	67	1,30±0,17	1,79±0,18	1,81



Obr. 75: Rozložení faktorů intenzity napětí K_{II} a K_{III} v závislosti na polárním úhlu φ pro různou délku iniciační trhliny při zatížovací síle 7400 N [109]

6.3 Rekonstrukce lomových povrchů

Pro kvantitativní vyhodnocení lomových ploch vytvořených šířením v módech II a III bylo jako první využito autokorelační funkce. Dva vzorky (S) byly zatěžovány rozkmitem amplitudy napětí τ_a a koeficientem asymetrie cyklu $R = \frac{\tau_{min}}{\tau_{max}} = 0,1$. Oba experimenty byly přerušeny po 380 000 cyklech a poté byly dolomeny pomocí cyklického tahového napětí. Ze snímků pořízených pomocí optického profilometru je patrný rozdíl v morfologii šíření v jednotlivých smykových módech (obr. 76 a 77) [110].



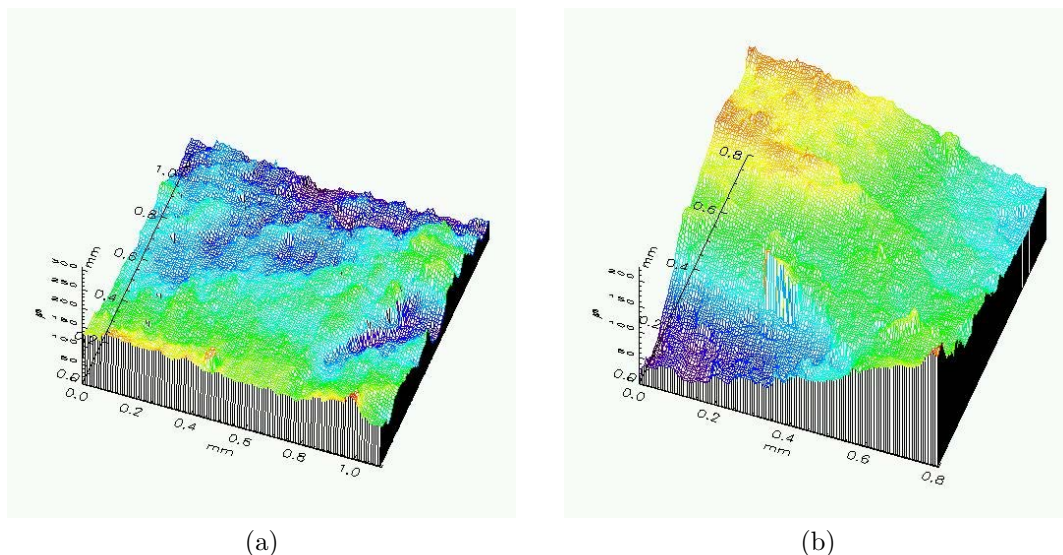
Obr. 76: Příklad morfologie lomové plochy vytvořené šířením trhliny ve smykovém módu II rekonstruované pomocí optické chromatografie [110]

Střední hodnoty autokorelačních délek s příslušnými směrodatnými odchylkami jsou uvedeny v tab. 5. Je zde patrný rozdíl hodnot korelačních délek β profilů orientovaných paralelně k rostoucímu čelu trhliny (v tab. 5 znázorněny tučně). V případě profilů kolmých vůči čelu trhliny jsou hodnoty korelačních délek v obou smykových módech podobné.

Tab. 5: Korelační délka, β

mode	profiles	β
II	x	152±34
	y	111±64
III	x	108±12
	y	85±32

V případě iniciační trhliny vytvořené cyklickým tlakovým namáháním skutečně došlo ke zjemnění okolí čela trhliny, což dokládají naměřené hodnoty zvolených drsnostních parametrů (tab. 6) a výškových profilů (obr. 78). Tento parametr je zejména vhodný pro popis makroskopické drsnosti lomových ploch [91].



Obr. 77: Příklad morfologie lomové plochy vytvořené šířením trhliny ve smykovém módu III rekonstruované pomocí optické chromatografie [110]

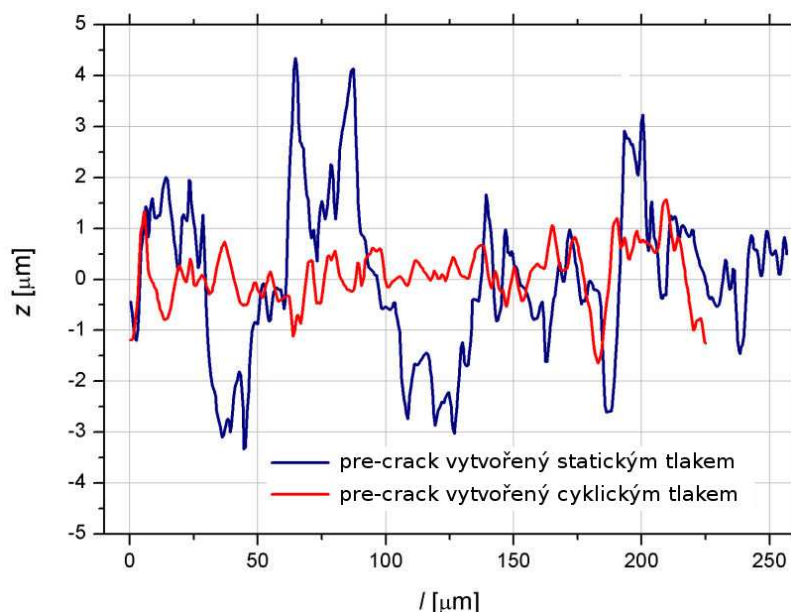
Tab. 6: Vybrané drsnostní parametry iniciační trhliny

	R_q [μm]	R_L [-]	R_V [-]
statický pre-crack	$2,15 \pm 1,15$	$1,27 \pm 0,65$	$0,57 \pm 0,70$
cyclický pre-crack	$0,87 \pm 0,47$	$1,08 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,08$

Střední hodnota a směrodatná odchylka úhlů fazet α_{II} a α_{III} rovnoběžných k příslušnému smykovému směru v módech II a III pro austenitickou ocel jsou znázorněny v tab. 7. Tyto úhly naznačují vybočení, resp. natočení čela trhliny tj. větvení do módu I (branching). v tabulce jsou rovněž uvedeny úhly β_{II} a β_{III} orientované kolmo vůči smykové rovině.

Úhel β_{III} vyjadřuje ve speciálních případech torzního zatížení podíl lokálního módu I na šíření trhliny. Pakliže je úhel $\beta_{III} = 45^\circ$, je šíření trhliny realizováno výhradně v módu I. Šíření trhliny ve smykovém módu III jak ve smyku tak v krutu vedlo k tvorbě tzv. factory roof podél čela trhliny (obr. 79). Hodnoty úhlů vybočení α_{II} se u obou typů vzorků blížila teoretické hodnotě $70,5^\circ$ (větvení do módu I). Při dosažení této hodnoty dochází ihned k větvení trhliny a její další růst probíhá v lokálním módu I. Všechny šíření trhlín ve smykových módech v austenitu tak byly realizovány takřka prostým otevíracím módem I [106].

Skutečné délky únavových trhlín v zátěžných módech II a III byly stanoveny na základě 3D rekonstrukce oblastí lomových ploch, ve kterých byly dané vzorky namáhány příslušnými zátěžnými módy. Morfologie těchto oblastí zatěžovaných módy II a III jsou znázorněny na obr. 80, kde jsou naznačeny oblasti iniciační trhliny, šíření únavové trhliny a dolomení cyklickým tahovým napětím. Snímky nutné k vytvoření stereopáru byly získány za pomoci elektronového skenovacího mikroskopu REM440. V případě drsné



Obr. 78: Povrchová drsnost výškových profilů poblíž čela trhliny původní iniciační trhliny (statický tlak) a nové iniciační trhliny (cyklický tlak)

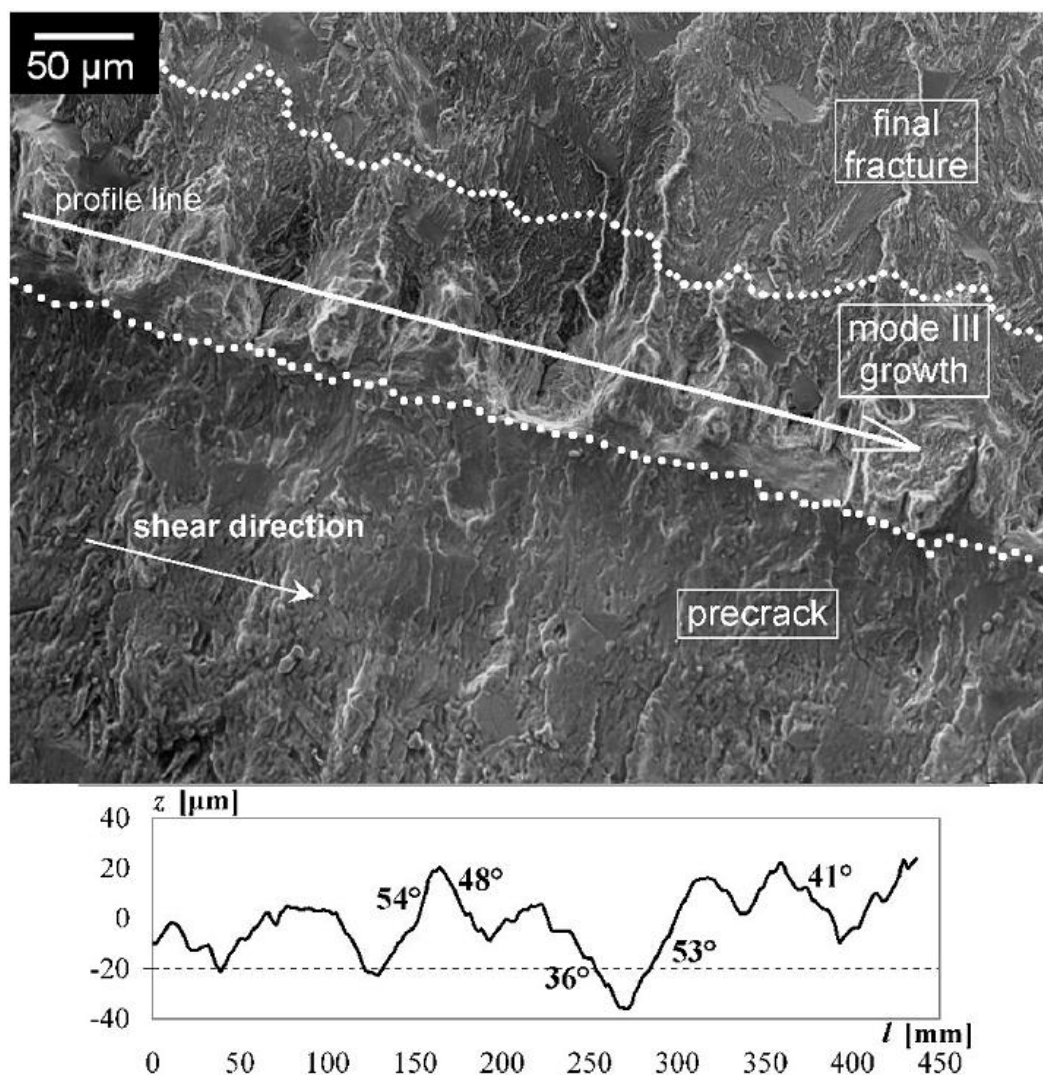
Tab. 7: Úhly natočení a vybočení v austenitické oceli v rovnoběžném směru (α_{II} a α_{III}) a kolmém (β_{II} a β_{III}) ke smykovému vektoru [11,111]

mód	úhel	způsob větvení	vzorky (L)
II	α_{II}	vybočení	66 ± 4
	β_{II}	natočení	7 ± 5
III	α_{III}	natočení	33 ± 23
	β_{III}	vybočení	19 ± 14

lomové plochy byly zkoumané oblasti natočeny o 5° , u hladkých lomových ploch bylo nutno naklonit vzorek o 10° kolem společného eucentrického bodu.

Takto vytvořený stereopár spolu s daty charakterizující jednotlivé snímky byly poté vyhodnoceny softwarem „MEX“, s jehož pomocí byly určeny skutečné velikosti šíření trhliny a úhel odklonu od smykové roviny ve směru kolmém k čelu trhliny. Tento odklon byl typický pro všechny šířící se trhliny v oblasti módu II u vzorků, kde byla iniciační trhlina vytvořena statickým tlakem. Je tedy zřejmé, že se dané trhliny nešířily v prostém módu II, ale kombinací módu I+II. Takovéto chování je typické pro oblasti blízké prahové hodnotě, jak bylo pozorováno v mnoha případech [3,9,10]. Morfologie oblastí zatěžovaných v módu III byla převážně tvořena tzv. factory-roofs, jejichž tvorba je typická pro oblasti blízké prahové hodnotě v oblasti vysokocyklové únavy.

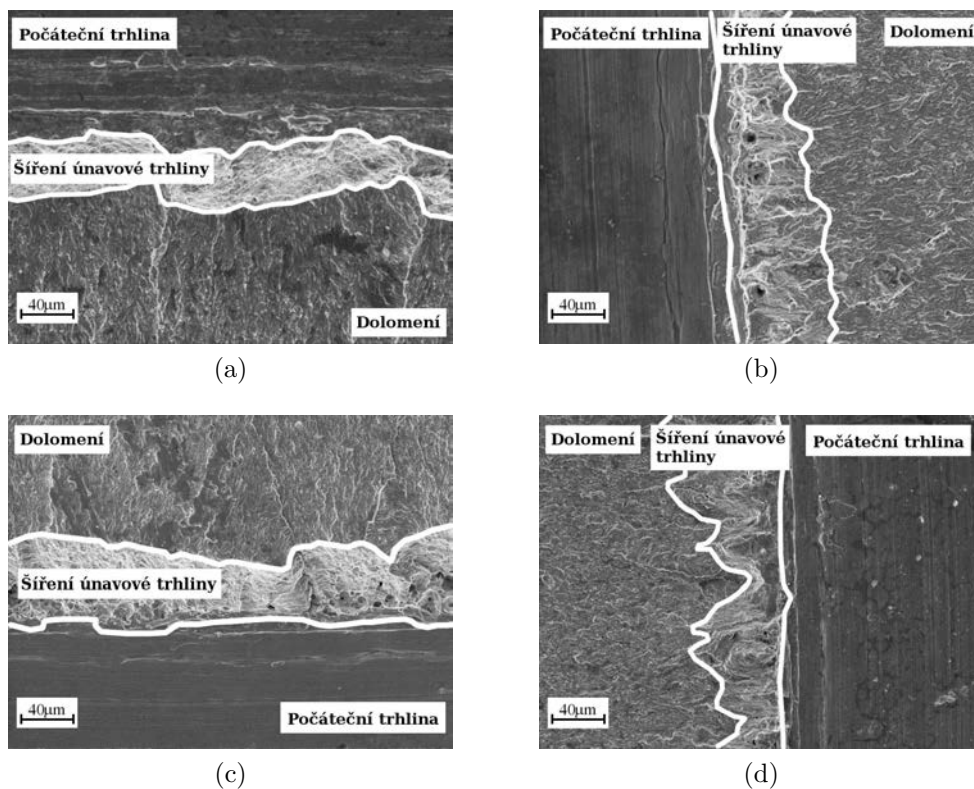
Z teorie vzájemného působení lomových ploch s factory-roofs vyplývá, že drsnost vzniklá uzavíráním šířící se trhliny vyvolává snížení hnací síly trhliny na velmi nízkou hodnotu v oblasti blízké prahové hodnotě [112]. To je hlavní důvod, proč je rychlost



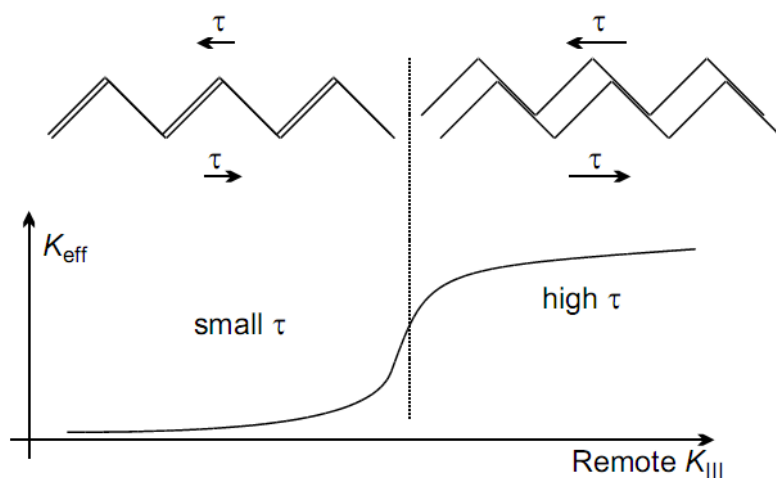
Obr. 79: Morfologie lomové plochy a factory-roof v austenitické vzorku zatěžovaném v krutu ($\Delta K_{III} = 9 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$, $N = 10^5$) [11, 111]

šíření v módu III mnohem menší než v módu II navzdory skutečnosti, že se trhlina v obou případech šířila v důsledku větvení v lokálním módu I. Vzájemná blokace čel trhlín vedla v případě factory-roofs k dramatickému snížení hnací síly na čele trhliny, obzvláště v prahové oblasti [112]. Tuto skutečnost je znázorněna na obr. 81, kde vzájemná blokování F-R souvisí s nízkou efektivní hnací silou trhliny $\Delta K_{III,eff}$ v případech nízkých aplikovaných hodnot τ . Skluzový mechanismus lomových ploch se uplatňuje při dosažení dostatečně velkého aplikovaného smykového napětí nebo ΔK_{III} , resp. v případech dostatečně malé morfologie F-R. Tento přechod je doprovázen náhlým zvýšením efektivní hnací síly trhliny v prahové oblasti.

Naproti tomu je mikoreliéf vytvořený šířením trhliny v módu II velmi hladký a tedy hnací síla trhliny vysoká. V důsledku toho je rychlost šíření trhliny v módu II mnohem vyšší než v módu III.



Obr. 80: Lomové plochy vzorků z austenitické oceli a) nahoře (mód II) b) vpředu (mód III) c) dole (mód II) d) vzadu (mód III)

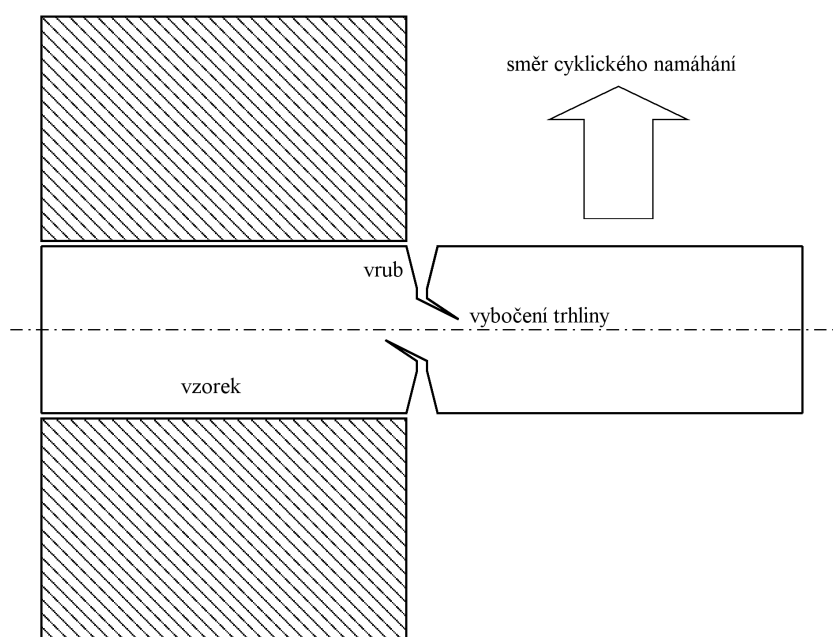


Obr. 81: Schéma vzájemného blokování factory-roof v případě nízkého aplikovaného smykového napětí (levá část, zaklínání) a vysokého aplikovaného smykového napětí (pravá část, skluz)

Další použitou metodou pro vyhodnocení lomových ploch vzorků byla optická chromatografie. Tato metoda reprezentuje jiný způsob 3D rekonstrukce mikromorfologie lomových ploch. Metoda je založena na chromatické vadě optické čočky. Různé složky

monochromatického světla jsou zaostřeny v různých výškách od základní roviny na výstupu optického vlákna. V případě přesného zaostření světla na povrchu zkoumané oblasti je jeho intenzita při dané vlnové délce maximální. Výška nerovností povrchu je poté stanovena z kalibrační tabulky. Použitým zařízením umožňujícím vyhodnocení topografie lomových ploch touto metodou byl optický profilometr MicroProf FRT [75].

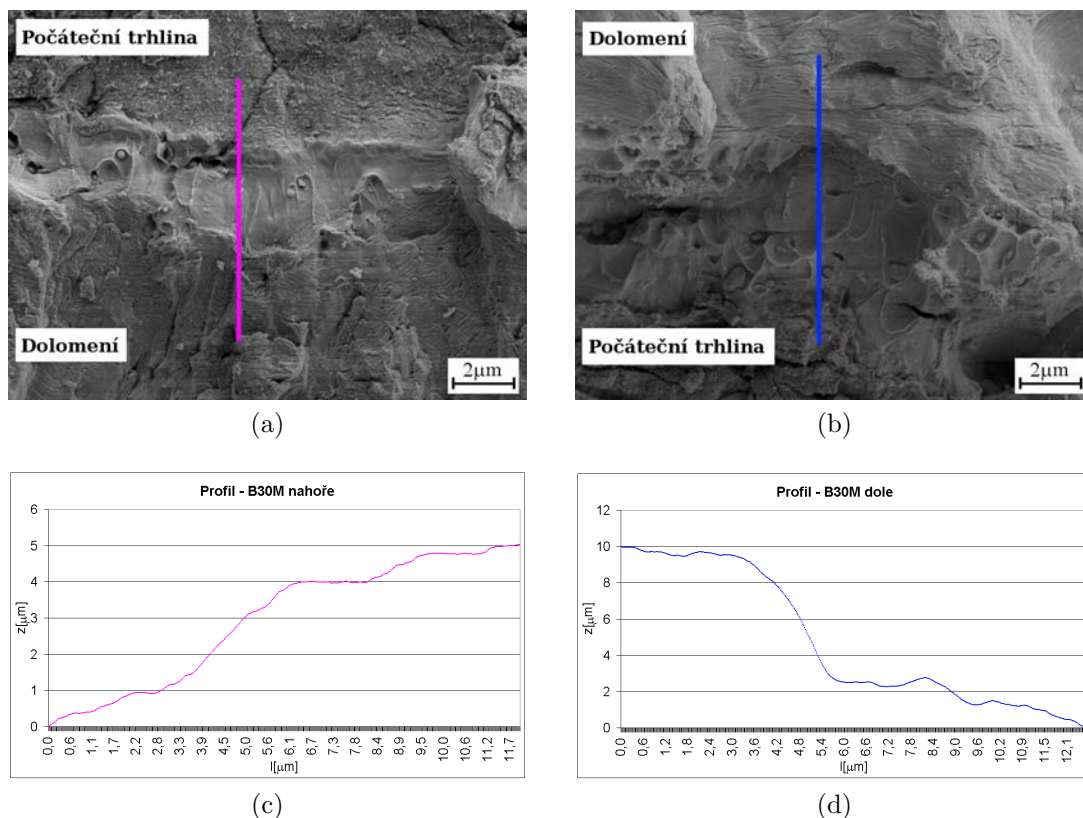
Při šíření únavové trhliny v módu II bylo pozorováno vybočení do módu I, kdy směr vybočení byl definován navrženým mechanismus zobrazeným na obr. 82. Mechanismus předpokládá vybočení trhliny směrem, ve kterém bude trhlina působením smykového napětí otevírána. Tabulka 8 znázorňuje směry vybočení trhliny ve smykovém módu II, ke kterému docházelo při jejím šíření. Vzhledem k tomu, že byl mechanismus, podle kterého dochází k vybočení trhlín, navržen až v průběhu únavových experimentů, nebyla pevná a pohyblivá polovina vzorku označována. k dispozici tak nejsou údaje o vzorcích, které byly zatěžovány před návrhem tohoto mechanismu.



Obr. 82: Mechanismus vybočení trhliny vzorků kruhového průřezu zatěžovaných prostým cyklickým smykem

Z vyhodnocení lomových ploch vzorku B30M (M označuje pohybující se polovinu vzorku B30) bylo zjištěno, že morfologie mezi iniciační trhlinou a dolomením nesplňuje mechanismus vybočení trhlín. V oblasti dole by podle tohoto mechanismu mělo docházet k růstu výšky profilu směrem od dolomení k iniciační trhlině - pozorovaný profil má sklon opačný. Odklon šíření v oblasti nahoře sice odpovídá mechanismu šíření, nicméně stejný sklon byl pozorován u nepohyblivé poloviny vzorku, tedy růst výšky profilu směrem do středu vzorku (obr. 83).

V tomto případě tak byla morfologie mezi iniciační trhlinou a dolomením vytvořena při dolomení vzorku. Vzorek B30 ($\Delta K_{II} = 1,35 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}} < \Delta K_{IIeff,th} = 2,76 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$,



Obr. 83: Morfologie lomové plochy vzorku (L) B30M ($\Delta\tau = 55$ MPa, $\Delta K_{II} = 1,35$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$, $\Delta K_{III} = 2,96$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$, $N = 1\,000\,000$) spolu s profily vytvořenými pomocí stereofotogrametrie oblasti nahoře (vlevo), resp. dole (vpravo)

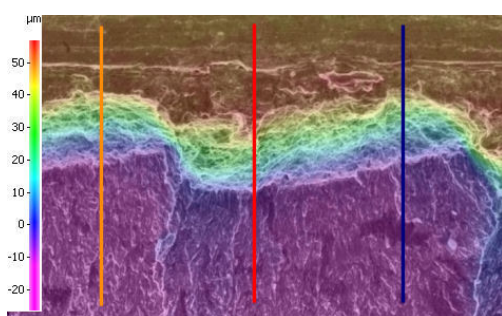
$\Delta K_{III} = 2,96$ MPa.m $^{\frac{1}{2}} < \Delta K_{IIIeff,th} = 4,12$ MPa.m $^{\frac{1}{2}}$) byl použit pro ověření správnosti stanovené prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí, který byl získán na základě předchozích experimentů.

Morfologie lomové plochy a lokální topologické profily šíření trhliny jak v módu II, tak v módu III poblíž čela iniciační trhliny jsou zobrazeny na obr. 84 a 85. Ze snímků je patrný rozdíl v topologii šíření v módech II a III. Všechny trhliny šířící se v módu II byly nakloněny vůči smykové rovině [113]. Šířením trhliny ve smykových módech II a III v materiálu s bcc mřížkou (Armco) se zabýval Vojtek et al. [11]. Morfologie lomové plochy v oblasti šířící se trhliny je znázorněna na obrázcích 86 a 87. z morfologie je patrný vliv krystalografie na šíření trhliny. Oblast šíření je charakterizována různě orientovanou vláknitou texturou ohraničenou fazetami jednotlivých zrn. Šipky označují směry šíření lokální trhliny a převážně nesměřují kolmo ke směru aplikovaného (smykového) napětí, jak by mělo odpovídat šíření v módu III.

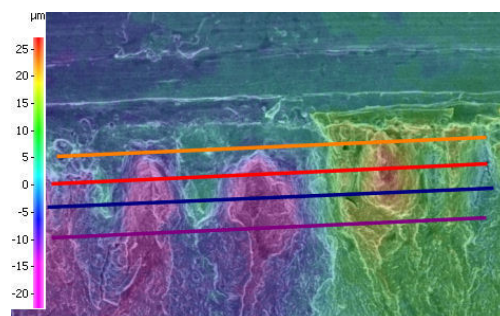
To odpovídá modelu Pokludy a Pippana [3], který předpokládá příspěvek lokálního módu II při šíření trhliny v módu III. Přestože k šíření trhliny dochází ve směrech smíšeného lokálního módu I+II+III je třeba brát v úvahu převládající mikromechanismus šíření v módu II.

Tab. 8: Znázornění směrů odklonů ve smykovém módu II, nahoře – odklon směrem pod rovinu trhliny, dole – odklon směrem nad rovinu trhliny

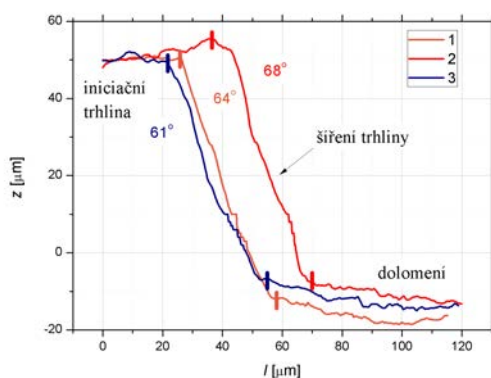
vzorek / poloha	nahoře	dole
B9	-	10^{-13}
B11	\	\
B13	10^{-13}	\
B18	\	\
B19	\	\
B21	\	10^{-13}
B22	\	10^{-13}
B23	\	\
B26	10^{-13}	10^{-13}
B27	\	\
B30	10^{-13}	10^{-13}



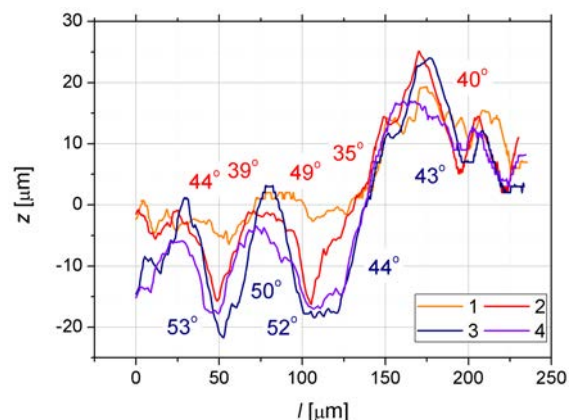
(a)



(b)

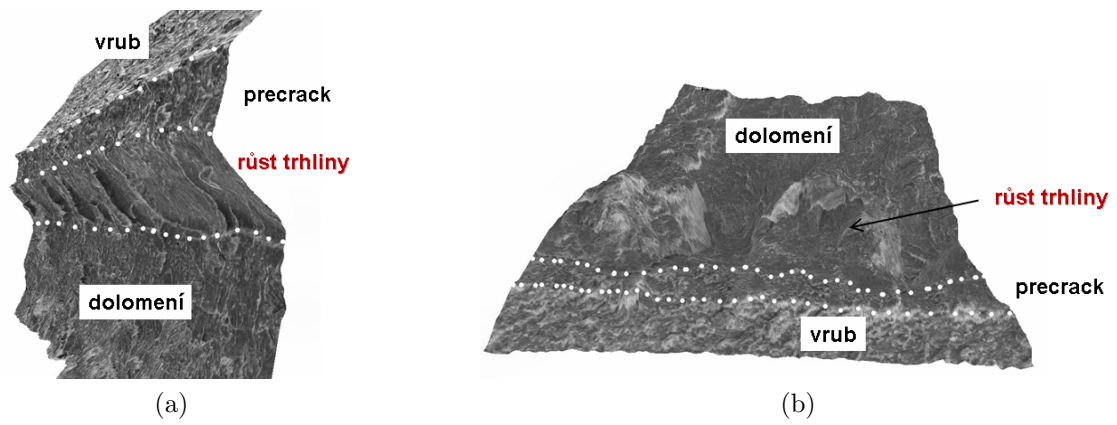


(c)

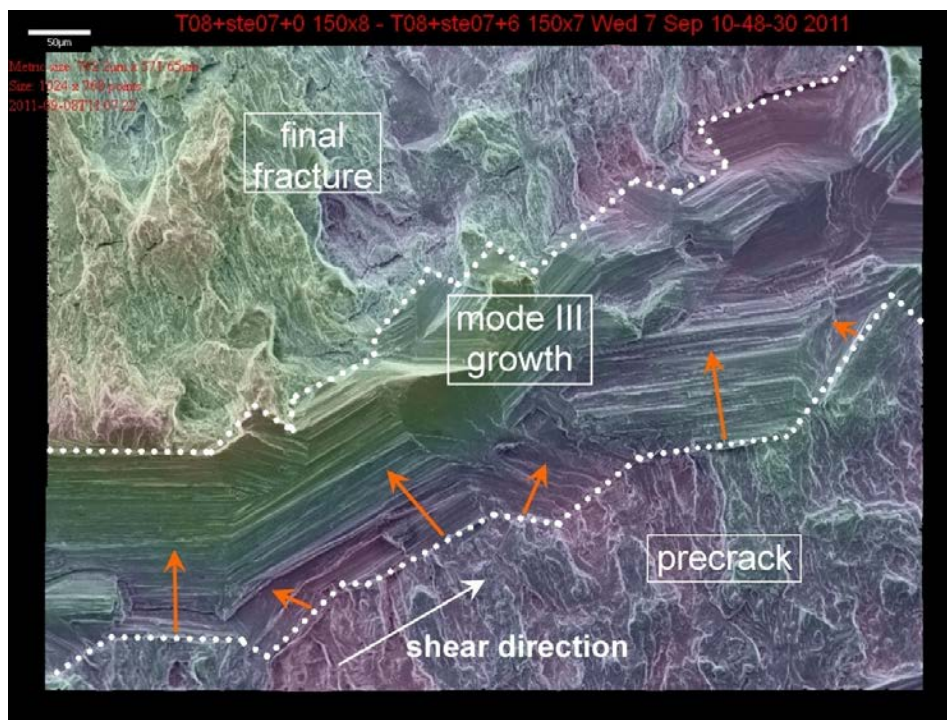
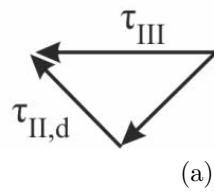
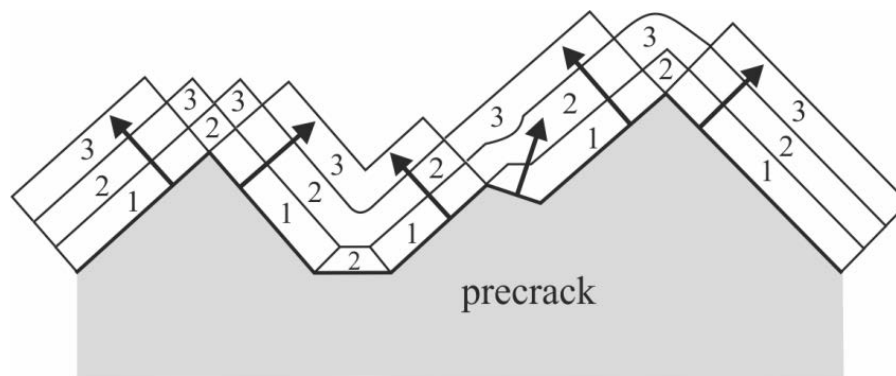


(d)

Obr. 84: Barevné mapy a výškové profily šířící se trhliny v módu II (vlevo) a módu III (vpravo)

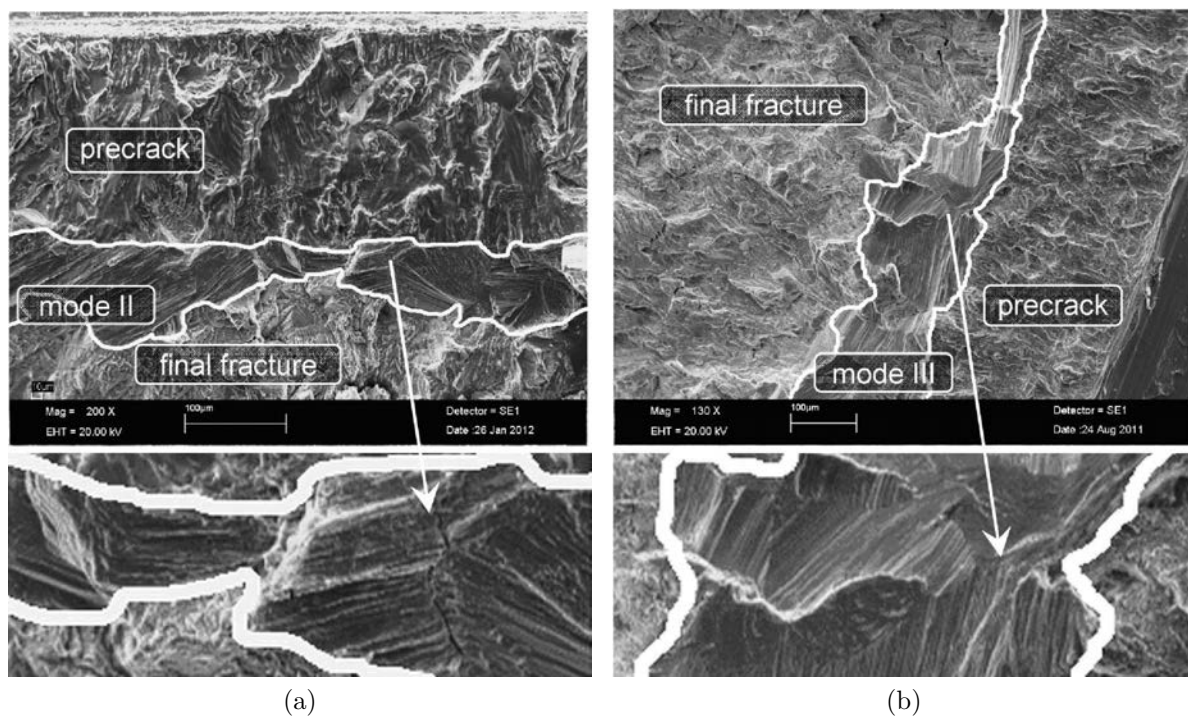


Obr. 85: Rekonstrukce oblasti šíření únavové trhliny v módech a) II b) III



(b)

Obr. 86: a) Mikromechanismus šíření módu III sekvencí přírůstků v módu II na křivolakém čele trhliny [3] b) Příklad šíření trhliny v módu III u materiálu s bcc mřížkou (Armco) v prahové oblasti [11]



Obr. 87: Detailní srovnání morfologie smykových trhlin ve feritu a) mód II (CTS) b) mód III (krut) [11]

6.3.1 Stanovení efektivních prahových hodnot rozkmitu faktoru intenzity napětí $\Delta K_{eff,th}$

Poněvadž délka šířící se trhliny ve smykových módech byla mnohem menší než počáteční trhlina spolu s vrubem, je možné předpokládat konstantní rychlost šíření trhliny. Rychlost šíření je tak možno jednoduše vypočíst dělením celkové délky šířící se trhliny příslušným počtem cyklů. Křivky rychlosti šíření v oblasti blízké prahové hodnotě rozkmitu faktoru intenzity napětí jsou pro vzorky s trhlinou vytvořenou statickým tlakem znázorněny na obr. 88. Regresní křivky odpovídají rovnici Klesnila a Lukáše [73]:

$$\frac{da}{dn} = A(\Delta K^m - \Delta K_{th}^m), \quad (35)$$

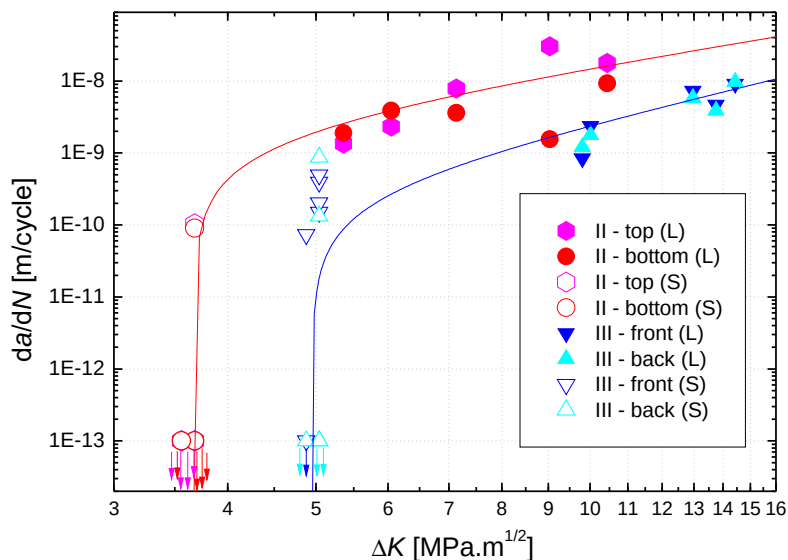
Na základě této regrese byly stanoveny prahové hodnoty faktoru intenzity napětí pro vzorky s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem ve smykových módech. Pro smykový mód II byla tato hodnota $\Delta K_{IIth} = 3,67 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$ a pro smykový mód III $\Delta K_{IIIth} = 4,95 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$. Všechny trhliny se šířily v lokálním módu I odklonem čela trhliny v módu II nebo tvorbou factory-roofs v módu III.

Ze srovnání experimentálních dat v oblastech nahoře a dole neplyne žádná systematická výchylka, což potvrzuje zanedbatelný vliv ohybového momentu při zatěžování vzorků v módu II. Aby byl potlačen proces vyhnutí, resp. natočení čela trhliny do módu I, bylo nutno vytvořit co možná nejostřejší čelo trhliny dodatečným cyklickým namáháním v pulzujícím tlaku. Na čele trhliny tak vznikl pouze velmi úzký pruh plastické zóny ve smykové rovině a drsnost lomových ploch poblíž čela iniciační trhliny byla podstatně zmenšena, aby nedošlo k nežádoucí superpozici módu I vynucené ohybovým momentem na lokálních nerovnostech poblíž čela trhliny.

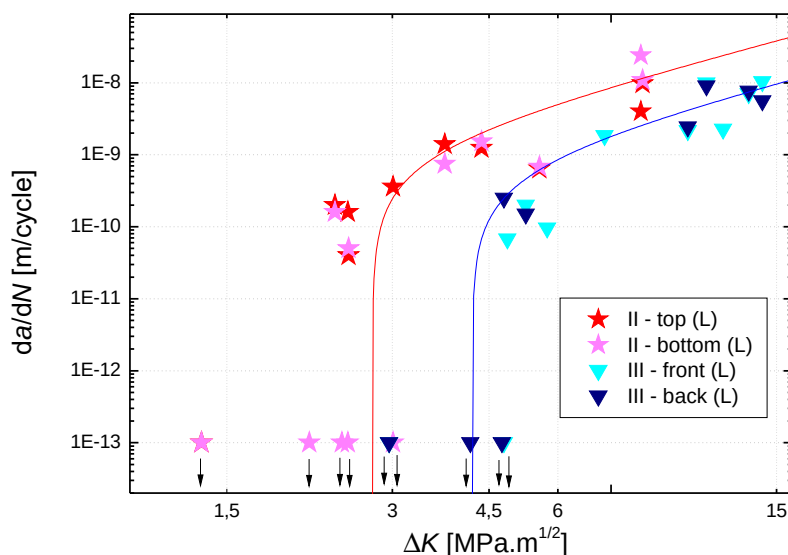
V případě vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem byla prahová hodnota rozkmitu faktoru intenzity napětí v módu II rovna $\Delta K_{IIth} = 2,76 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$ a v módu III rovna $\Delta K_{IIIth} = 4 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$. Tvar v-K křivky vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem je znázorněna na obr. 89. Nalezené prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí byly v shodě s hodnotami, které byly vypočteny již pomocí MKP analýzy pro velké vzorky (L) (obr. 90 a 91).

Na základě obecně uznávané teorie se lomová houževnatost materiálu skládá ze složky „extrinsic“ a „intrinsic“ [114,115]. Složka „intrinsic“ vyjadřuje odpor materiálu vůči šíření trhliny daný silou meziatomových vazeb a plasticitou. Složka „extrinsic“ je dána procesem snižování hnací síly trhliny, například křivolakou geometrií trhliny (vybočení trhliny) nebo vzpříčením lomového povrchu. Technologie zvyšování lomové houževnatosti pomocí uměle vytvořené vybočené trhliny byla úspěšně aplikována v případě keramických materiálů, kde je složka „extrinsic“ velmi výrazná [116]. Toho chování se nezdá být efektivní v případě kovů vzhledem k jejich značné plasticitě.

Při srovnání prahových hodnot ΔK_{IIth} a ΔK_{IIIth} jsou patrné rozdíly mezi prahovými hodnotami vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem a vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem. Rozdíly prahových hodnot ΔK_{IIth} a ΔK_{IIIth} jsou dány rozdílnou velikostí zavíracího (stínícího) efektu, jak bylo podrobně rozebráno v kap. 2 pro mód I.



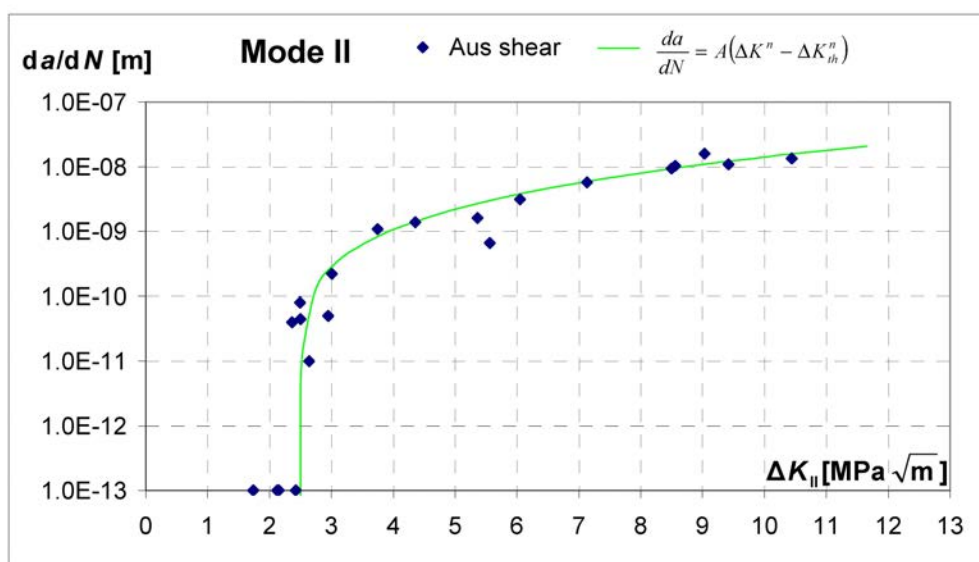
Obr. 88: Průběh v-K křivek s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem



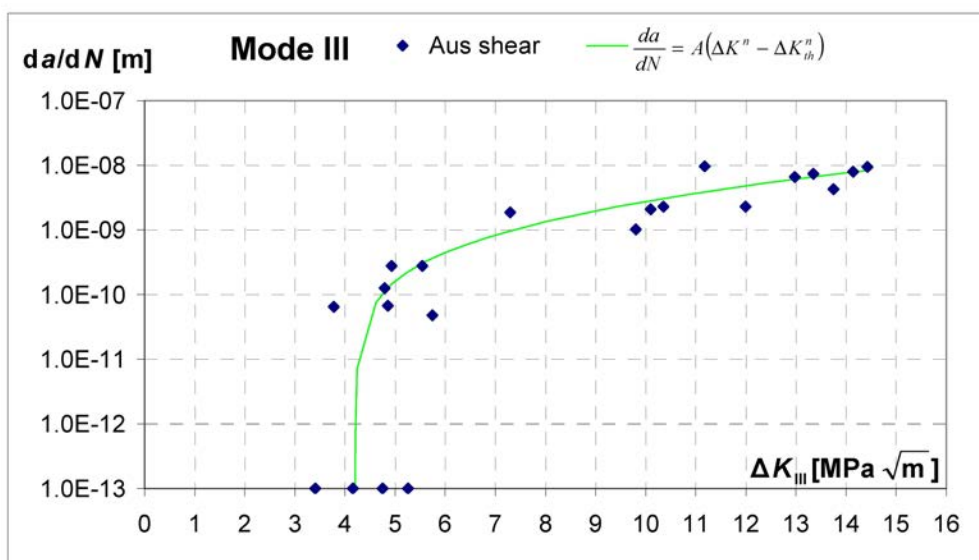
Obr. 89: Průběh v-K křivek s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem

Aplikovaný (vnější) rozkmit faktoru intenzity napětí ΔK má dvě základní složky: zavírací ΔK_{cl} a efektivní ΔK_{eff} . Složka ΔK_{cl} (kontaktní stínění) se dále dělí na tři části: zavírání trhliny vynucené oxidy, drsností a plasticitou. v případě smykových zátěžných módů je drsnostně indukovaná složka (kontakt, třecí síly) podstatným stínícím efektem.

V případě vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem tak nebylo možno zanedbat složku smykového zavírání trhliny ΔK_{cl} indukovanou drsností lomových ploch. Získané hodnoty prahových hodnot rozkmitů faktorů intenzity jsou tedy vyšší o hodnotu



Obr. 90: Rychlost růstu trhliny v austenitické oceli v makroskopickém módu II [106]



Obr. 91: Rychlost růstu trhliny v austenitické oceli v makroskopickém módu III [106]

ΔK_{cl} oproti efektivním prahovým hodnotám ($\Delta K_{th} = \Delta K_{eff,th} + \Delta K_{cl}$) [32].

Okamžité vybočení trhliny v módu II odpovídá skutečnosti, že otevírací složka faktoru intenzity napětí $\Delta K_{I,loc} \approx 3,1 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ na vyhnutém elementu při prahové hodnotě $\Delta K_{IIeff,th} = 2,76 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ již převyšuje efektivní prahovou hodnotu $\Delta K_{Ieff,th} = 2,2 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ v módu I [117].

Vyšší prahová hodnota $\Delta K_{IIIeff,th} = 4,12 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ odpovídá skutečnosti, že procesy lokálních natočení elementů čela trhliny (vytvoření factory-roofs) jsou obtížnější než proces vyhnutí čela jako celku [118].

Hodnoty vypočtených rychlostí šířících se trhlin při rozdílných rozkmitech faktorů intenzity napětí jsou uvedeny v tabulkách 9 a 10.

Tab. 9: Rychlosti šíření trhliny ve smykovém módu II s iniciační trhlínou vytvořenou
a) staticky b) cyklicky

(a)

specimen	N [cycle]	ΔK_{II} [MPa.m ^{$\frac{1}{2}$}]	$\Delta\tau$ [MPa]	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] top	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] bottom
2.2	300 000	3,56	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
2.3	300 000	3,56	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
2.4	300 000	3,56	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
4	300 000	3,68	180	$1,00^{-13}$	$9,00^{-11}$
5	300 000	3,68	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
2	380 000	3,68	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
3	380 000	3,68	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B1	50 000	5,36	160	$1,34^{-9}$	$1,90^{-9}$
B3	100 000	6,05	160	$2,32^{-9}$	$3,87^{-9}$
B5	25 000	7,13	200	$7,84^{-9}$	$3,60^{-9}$
B6	20 000	9,03	220	$3,02^{-8}$	$1,55^{-9}$
B4	50 000	10,44	200	$1,35^{-8}$	$1,10^{-8}$

(b)

specimen	N [cycle]	ΔK_{II} [MPa.m ^{$\frac{1}{2}$}]	$\Delta\tau$ [MPa]	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] top	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] bottom
B30	1 000 000	1,35	55	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B9	100 000	2,43	80	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B21	250 000	2,49	80	$1,00^{-13}$	$8,01^{-9}$
B11	500 000	2,50	80	$4,00^{-11}$	$5,00^{-11}$
B27	250 000	3,01	100	$7,60^{-11}$	$2,18^{-10}$
B7	20 000	3,74	120	$1,40^{-9}$	$7,50^{-10}$
B20	10 500	4,36	200	$1,24^{-9}$	$1,52^{-9}$
B18	25 000	5,56	160	$6,40^{-10}$	$6,80^{-10}$
B19	50 000	8,50	200	$3,56^{-9}$	$1,52^{-8}$
B23	50 000	8,56	200	$9,78^{-9}$	$1,09^{-8}$
B22	50 000	9,42	200	$1,00^{-13}$	$9,49^{-9}$

Tab. 10: Rychlosti šíření trhliny ve smykovém módu III s iniciační trhlinou vytvořenou
a) staticky b) cyklicky

(a)

specimen	N [cycle]	ΔK_{II} [MPa.m ^{$\frac{1}{2}$}]	$\Delta\tau$ [MPa]	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] front	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] back
2_2	300 000	4,88	180	$7,33^{-11}$	$1,00^{-13}$
2_3	300 000	4,88	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
2_4	300 000	4,88	180	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
4	300 000	5,04	180	$1,50^{-10}$	$1,33^{-10}$
5	300 000	5,04	180	$3,93^{-10}$	$1,00^{-13}$
2	380 000	5,04	180	$4,95^{-10}$	$1,00^{-13}$
3	380 000	5,04	180	$2,03^{-10}$	$8,79^{-10}$
B1	50 000	9,81	160	$8,40^{-10}$	$1,20^{-9}$
B3	100 000	10,10	160	$2,36^{-9}$	$1,77^{-9}$
B5	25 000	12,97	200	$7,32^{-9}$	$5,80^{-9}$
B4	50 000	13,75	200	$4,68^{-9}$	$3,88^{-9}$
B6	20 000	14,43	220	$9,15^{-9}$	$9,75^{-9}$

(b)

specimen	N [cycle]	ΔK_{II} [MPa.m ^{$\frac{1}{2}$}]	$\Delta\tau$ [MPa]	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] front	$\frac{da}{dN}$ [$\frac{m}{cycle}$] back
B30	1 000 000	2,96	55	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B26	500 000	4,16	70	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B21	250 000	4,75	80	-	$1,00^{-13}$
B9	100 000	4,79	80	$1,00^{-13}$	$2,50^{-10}$
B11	500 000	4,89	80	$6,80^{-11}$	-
B13	100 000	5,25	100	$1,00^{-13}$	$1,00^{-13}$
B27	250 000	5,74	100	$9,60^{-11}$	-
B7	20 000	7,30	120	$1,85^{-9}$	-
B18	25 000	10,35	160	$2,16^{-9}$	$2,44^{-9}$
B20	10 500	11,18	200	$1,00^{-8}$	$9,05^{-9}$
B19	50 500	11,99	200	$2,28^{-9}$	-
B23	50 000	13,35	200	$7,10^{-9}$	$7,66^{-9}$

7 Diskuze výsledků

Úhly odklonů α_{II} měřených na vzorcích (L) se blížily teoretické hodnotě 70° , odpovídající větvení do módu I. Trhlina zatěžovaná se v módu II se tak ihned začala šířit v otevíracím módu I. Morfologie lomové plochy je hladká bez jakýkoliv známek tvorby krystalografických fazet. Mechanismus růstu trhliny se tak řídil jednoduchými pravidly lomové mechaniky.

Úhly natočení β_{III} vzorků (L) se blížil teoretické hodnotě 45° odpovídající větvení do módu i při zatížení ve smykovém módu III tedy k tvorbě factory-roofs. Šíření trhlin ve smykových módech II a III tak bylo realizováno téměř výhradně prostým módem I.

V případě prvního modelu [119, 120] vychází šíření únavové trhliny z předpokladu vzniku nových povrchů v důsledku deformace a následného skluzu dislokací na volný povrch. Trhlina se šíří vytvářením nového lomového povrchu otupením během zatěžování a opětovným zaostřením počas odtížení. Mechanismus je podobný modelům navržených autory Pelloux [121] a Neumann [122], resp. modelům založených na přímém pozorování šířící se trhliny při větších rychlostech šíření [123, 124]. V důsledku malé plastické zóny v prahové oblasti a omezeného počtu dostupných dislokačních zdrojů je omezena emise dislokací na čele trhliny, šíření je tak v převážné míře realizováno cyklickou plastickou deformací. Takto vytvořené dislokace otupují trhlínu. Při odtížení se dislokace opětovně vrací na čelo trhliny a dochází k jeho nabroušení. Nově vytvořené povrchy se nemohou v důsledku oxidace obnovit a trhlina se tak šíří rychlostí úměrné otevření čela trhliny (CTOD).

Pro emisi dislokace na čele trhliny je třeba dosáhnout určité velikosti lokální intenzity napětí. Tato nově vytvořená dislokace se šíří směrem od koncentrátoru napětí. Hodnota minimálního ΔK , které způsobí cyklickou plastickou deformaci, je označována jako $\Delta K_{eff,th.}$. v případě symetrického uspořádání skluzových rovin se trhlina šíří v ideálním módu i v lokálním měřítku. u asymetrického uspořádání skluzových rovin (obvyklý případ) by se trhlina měla šířit převážně hlavní skluzovou rovinou.

Podle deformačního modelu dochází u módu II k emisi dislokací na čele trhliny a ke tvorbě nových povrchů. Trhlina by se měla přednostně šířit v módu II s malým odklonem směru. Tento směr je dán rozložením tahového napětí na jejím čele počas zatížení. Daná odchylka směru vede k otevírání trhliny během zatížení a brání tak uzavírání trhliny a tření na jejím čele.

V případě módu III je vysvětlení komplikovanější než je tomu u módu II. v ideálním deformačním modelu [120] je skluzová rovina sroubových dislokací koplanární s rovinou trhliny a její Burgersovým vektor je rovnoběžný s čelem trhliny. Je-li čelo trhliny zatíženo v módu III nedochází k jejímu šíření, jelikož deformace tvořená dislokacemi s Burgersovým vektorem rovnoběžným s volným povrchem nevytváří nové povrchy před čelem trhliny. Nicméně tento předpoklad je velmi nepravděpodobný, jelikož Burgersův vektor bude mít vždy část ve směru šíření trhliny. Z tohoto důvodu nevytváří ideálně rovné čelo trhliny v módu III pouze čela trhliny v módu II, ale rovněž skluzový posuv v módu II, který vede ke tvorbě nových povrchů. Následné odchylky od ideálně rovného čela trhliny jsou dalším důvodem, proč šíření v módu III vytváří nové povrchy.

Podle deformačního modelu by se měly trhlíny v módech II a III přednostně šířit

v rovině iniciační trhliny, zatímco podle dekozního modelu by se trhliny měly odklánět z roviny trhliny. Trhliny v módu II by se měly globálně odklánět a trhliny v módu III lokálně natáčet. Na základě získaných poznatků lze konstatovat, že zákonitosti dekohezního modelu převažují u trhlín šířících se v austenickém oceli v prahové oblasti. Naopak deformační model se lépe uplatnil při šíření únavových trhlín v ARMCO železe [71].

Maximum lokálního faktoru intenzity napětí k_1 na elementárním vyhnutí trhliny, zatěžovaného v globálním módu II, je $k_1 = 1,15 K_{II}$ pro úhel 70° . Pokud předpokládáme, že pravděpodobnost pohybu dislokace s jejím napětovým polem poblíž čela trhliny je stejná jak v módu I, tak v odkloněném módu II, pak by mělo platit

$$\Delta K_{I\text{eff},th} = \frac{\Delta K_{I\text{eff},th}}{1,15}, \quad (36)$$

což vede, pro $\Delta K_{I,eff} \approx 2,2 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$, k hodnotě $\Delta K_{I\text{eff},th} = 2 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$. Naměřená hodnota byla stanovena $\Delta K_{I\text{eff},th} = 2,76 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$. Tato malá odchylka je zřejmě způsobena různou pravděpodobností pohybu anti-stínících dislokací v okolí čela trhliny při zatěžování v módech I a II. Při asymetrickém zatěžném cyklu se totiž v módu II uplatňují jen dislokace způsobující šíření na jednu stranu od roviny trhliny (viz obr. 82). Při zatěžování v módu III může, vlivem absence tahové složky, jakákoliv odchylka od rovné trhliny vyvolat šíření v lokálních módech I a II. Růst trhliny dekohezním mechanismem v austenitu v prahové oblasti může být přisuzován počtu dostupných skluzových systémů [106].

Způsob šíření deformačním a dekohezním mechanismem může souviset s rozdílným počtem skluzových systémů pro trhliny šířící se smykem v kovových materiálech. Možný skluzový systém $\langle 110 \rangle \{111\}$ v austenitu (fcc) vytváří prostorově řídkou soustavu rovin vykazující pouze jeden úhel mezi $0 - 90^\circ$. Z tohoto důvodu je krystalografický růst trhliny nepravděpodobný. Tuto hypotézu bude třeba ještě ověřit dalšími experimenty na různých fcc a bcc materiálech.

Oba výše zmiňované modely šíření trhliny byly navrženy za předpokladu rovinného 2D uspořádání tělesa s trhlinou [120]. v případě reálného prostorového uspořádání, tj. při emisi dislokací na odkloněné a zejména natočené rovině, dochází k vzájemnému přiblížení obou modelů. Někdy dokonce mohou emitované dislokace produkovat anti-stínící dislokace a spustit tak proces dekoheze.

8 Závěr

Za účelem stanovení prahových hodnot faktorů intenzity napětí a rychlostí šíření trhliny ve smykových módech II a III byla použita dvě experimentální zařízení a kruhové vzorky dvou různých průměrů, opatřené obvodovým vrubem. V případě zatížení vzorků prostým smykem s iniciační trhlinou vytvořenou statickým tlakem docházelo k vyhnutí (v případě módu II), resp. natočení (v případě módu III) šířící se trhliny do módu I. K potlačení těchto procesů (omezení vlivu módu I) byl postup vytváření iniciační trhliny statickým tlakem (prostým stlačením) nahrazen postupem využívajícím cyklický tlak ($R = 20$). Avšak i v případě vzorků opatřených iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem docházelo k vybočení, resp. natočení šířící se trhliny do módu I.

Zatěžování vzorků probíhalo v intervalu rozkmitu faktoru intenzity napětí $1,35 < \Delta K_{II} < 10,44 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ resp. $2,96 < \Delta K_{III} < 14,43 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ při šíření trhliny v prahové oblasti. Pro stanovení rozložení faktoru intenzity napětí K v průřezu vzorku v prostém smyku byl použit numerický výpočet v softwaru ANSYS. Výsledkem byl poměr $K_{III}/K_{II} = 1,37$ při současně zanedbatelné velikosti módu I. Správnost numerického výpočtu byla ověřena použitím asymptotického vztahu určeného pro výpočet faktoru intenzity napětí K_{III} v prostém krutu.

Práce je zaměřena na kvantitativní vyhodnocení lomových ploch vzorků vyrobených z austenitické oceli zatěžovaných smykovými módy II a III v oblasti vysokocyklové únavy. Jednotlivé lomové plochy jsou rekonstruovány pomocí stereofotogrametrie za účelem stanovení délky šíření únavové trhliny v jednotlivých módech. Na základě takto získaných dat bylo následně možno sestavit závislost rychlosti šíření únavových trhlin v závislosti na rozkmitu faktoru intenzity napětí (tzv. v-K křivky), jakož i stanovit prahové hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí. Druhou použitou metodou pro rekonstrukci lomových povrchů byla optická chromatografie, jejíž pomocí byly stanoveny tzv. autokorelační délky zvolených profilů jednotlivých lomových ploch pro oba smykové módy. Experimentální část práce byla realizována ve spolupráci s Ústavem materiálových věd v Leobenu.

Znalost problematiky šíření smykových únavových trhlin je důležitá při realizaci řady konstrukčních součástí, jež jsou zatěžovány nejrůznějšími kombinacemi zátěžných módů. Příkladem takto zatěžovaných součástí mohou být hřídele, potrubí, popř. valivá ložiska, která pracující za vysokých rychlostí.

Byly získány efektivní prahové hodnoty $\Delta K_{IIeff,th} = 2,76 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$ a $\Delta K_{IIIeff,th} = 4 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$. Tento rozdíl odpovídá predikci podle modelu Pokludy a Pippana [3].

Na základě získaných efektivních prahových hodnot $\Delta K_{I,eff}$ a $\Delta K_{II,eff}$ bylo potvrzeno kritérium pro vybočení šířící se trhliny do módu I. K vybočení šířící se trhliny dochází v případě, že hodnota efektivního rozkmitu faktoru intenzity napětí v módu II $\Delta K_{II,eff}$ je přibližně rovna hodnotě efektivního rozkmitu faktoru intenzity napětí v módu I $\Delta K_{I,eff}$ ($\Delta K_{II,eff} = \Delta K_{I,eff}$).

V případech vzorků s iniciační trhlinou vytvořenou cyklickým tlakem bylo možno vzhledem ke způsobu vytváření iniciační trhliny, žíhání a následnému smykovému zatěžování zavírání trhliny v módu I zanedbat a hodnoty rozkmitu faktoru intenzity napětí tak bylo možné považovat za tzv. efektivní (inherentní). Na základě stanovených drsnostních profilů zvolených parametrů bylo zjištěno, že lomová plocha iniciační trhliny

vytvořené cyklickým tlakem je mnohem hladší než je tomu u lomových ploch iniciační trhliny vytvořené statickým tlakem. Hodnoty rozkmitů faktorů intenzity napětí tak nepodléhaly vlivu stínících jevů. Zjištěné prahové hodnoty tak fyzikálně představují nejmenší možné hodnoty, při jejichž dosažení dochází k šíření únavových trhlin, v tomto případě ve smykových módech II a III.

Mikromechanismy šíření trhlin ve smykových módech II a III jsou zcela odlišné. V případě vzorků s obvodovým vrubem zatěžovaných v oblasti vysokocyklové únavy byl v oblastech zatěžovaných v módu III pozorován vznik tzv. *factory-roofs* jako důsledek natočení šířící se trhliny do módu I. Tento nejpravděpodobnější mikromechanismus šíření v módu III byl již pozorován i u jiných ocelí [32, 98]. Důvody, proč není mikrostruktura *factory-roofs* pozorována v oblasti nízkocyklové únavy, jsou způsobeny rostoucí hustotou iniciovaných trhlin na povrchu (větší hustota způsobí menší velikost *factory-roofs*) a rychlou tvorbou sítě mikrotrhlin a mikrostrukturních heterogenit uvnitř plastické zóny, které jsou rovnoběžné s rovinou vrubu. Koalescence těchto mikrotrhlin a čel trhlin tak udržuje šířící se trhlínu ve smykové rovině [32].

V rámci experimentálních prací byl rovněž navržen mechanismus umožňující předpovídat směr vyhnutí trhliny v módu II. Při zatížení se trhlina odklání od roviny trhliny do směru, ve kterém dochází k dalšímu otevírání trhliny (obr. 82).

Na základě získaných poznatků bylo zjištěno, že šíření trhliny ve smykových módech II a III v austenitické oceli se řídí dekohezním modelem.

Znalost fenomenologického a matematického popisu v - K křivek je důležitá z hlediska predikce zbytkové životnosti součástí s trhlínami. Separace stínění od celkové hodnoty lomové houževnatosti pomocí teoretických modelů poskytuje mnohem přesnější obraz o skutečné (inherentní) rezistenci materiálu vůči šíření trhlin. Naopak jeho nerespektování může vést k přecenění odolnosti a kvality materiálu [125].

Reference

- [1] Suresh, S., *Fatigue of Materials 2nd edition*. Cambrige University Press, 1998.
- [2] Pokluda, J., Kroupa, F., Obdržálek, L., *Mechanické vlastnosti a struktura pevných látek*. PC-DIR, 1994.
- [3] Pokluda, J., Pippan, R., Can a pure mode III fatigue loading contribute to crack propagation in matellic materials?, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 28, s. 179 – 186, 2005.
- [4] Pokluda, J., Trattnig, G., Martinschitz, C., Pippan, R., Straightforward comparison of fatigue crack growth under modes II and III, *International Journal of Fatigue*, ročník 30, s. 1498 – 1506, 2008.
- [5] Hellier, A. K., McGirr, M. B., Cordero, D. J. H., Kutajczyk, L. A., Fatigue of head-hardened rail steel under mode III loading, *International Journal of Fracture*, ročník 42, s. R19 – R23, 1990.
- [6] Holář, L., Pippan R., Pokluda, J., Horníková, J., Hohenwarter, A., Slámečka, K., Near-threshold propagation of mode II and mode III cracks, In *Cracks Paths*, Atzori, B., Carpinteri, A., Lazzarin, P., Pook, L.P, (eds), University of Padua, Vicenza, 2009, s. 585 – 592.
- [7] Murakami, Y., Takahashi, K., Kusumoto, R., Threshold and growth mechanism of fatigue cracks under mode II and III loading, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 26, s. 523 – 531, 2003.
- [8] Tschegg, E.K., Suresh, S., Mode III fracture of 4340 steel: effects of tempering temperature and fracture surface interference, *Metallurgical Transaction*, ročník 19A, s. 3035 – 3044, 1988.
- [9] Pook, L. P., *Crack Paths*. Wit Press Southampton, 2002.
- [10] Murakami, Y., *Metal fatigue: effects of small defects and nonmetallic inclusions*. Elsevier, 2002.
- [11] Vojtek, T., Pokluda, J., Hohenwarter, A., Pippan, R., Tree-dimensional morphology of fracture surfaces generated by mode II and III fatigue loading in ferrite and austenite, *Engineering Fracture Mechanics*, 2013, (submitted).
- [12] Wöhler. A, Versuche über die Festigkeit der Eisenbahnwagenachsen, *Zeitschrift für Bauwesen*, ročník 10, s. 583 – 616, 1860.
- [13] Dowling, N. E., *Mechanical behaviour of materials*. Prentice Hall, 1993.
- [14] Qian, J., Fatemi, A., Mixed mode fatigue crack growth: a literature survey, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 55, s. 969 – 990, 1996.

- [15] Rösler, J., Harders, H., Bäker, M., *Mechanical behaviour of engineering materials*. Springer, 2007.
- [16] Neumann, P., *Physical Metallurgy 3rd edition*, Cahn, R.W, Haasen, P., (eds). Elsevier, 1983.
- [17] Basinski, Z.S., Basinski, S.J, Low amplitude fatigue of copper single crystals-II. surface observations, *Acta Metall*, ročník 33, s. 1307 – 1317, 1985.
- [18] Polák, J, On the role of point defects in fatigue crack initiation, *Materials Science and Engineering*, ročník 92, s. 71 – 80, 1987.
- [19] Polák, J., *Cyclic plasticity and low cycle fatigue life of metals*. Academia, Prague, 1991.
- [20] Pokluda, J., Stabilita a šíření únavových trhlin se strukturně indukovanou mikrogeometrií, In *Letná škola únavy materiálů 2000*, Bokůvka, O., Palček, P., Puškár, A., (eds), 2000.
- [21] Kitagawa, H., Takahashi, S., Applicability of fracture mechanics to very small cracks, In *2nd International conference on mechanical behaviour of materials*. Ohio: ASM Metals Park, 1976, s. 627 – 631.
- [22] Pokluda, J., Šíření a zastavování únavových trhlin, In *Letná škola únavy materiálů*, Chaloupková, M., Töröková, (eds). Žilina: Edis, 2004, s. 25 – 32.
- [23] Matvienko, G., Brown, M.W., Miller, K.J., Threshold conditions for stage II physically short cracks under tension / torsion loading, In *5th International conference on biaxial/multiaxial fatigue and fracture*, Macha, E., Mroz, Z., (eds), ročník II, Krakow, Poland, 1997, s. 87 – 96.
- [24] McClug, C.R., Chan, S.K., Hudak, J.S., Davidson, L.D., Behavior of small fatigue cracks, In *ASM Handbook*. ASM International, 1996.
- [25] Kohout, J., A new function describing fatigue crack growth curves, *International Journal of Fatigue*, ročník 21, s. 813 – 821, 1999.
- [26] Broek, D., *Elementary engineering fracture mechanics*. Boston - Lancaster: Martinus Nijhooft, 1982.
- [27] Kitagawa, H., Yuuki, R., Toshiaki, O., Crack-morphological aspects in fracture mechanics, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 7, číslo 3, s. 515 – 520, 1975.
- [28] Paris, P.C., Sih G.C., Stress analysis of cracks, *Fracture toughness testing and its application*, s. 30 – 81, 1965.
- [29] Schmidt, R.A., Paris, P.C., Threshold for fatigue crack propagation and the effects of load ratio and frequency, *Progress in flaw growth and fracture testing*, s. 79 – 94, 1973, special technical publication.

- [30] Liaw, P.K., Leax, T.R., Logsdon, W.A., Near-threshold fatigue crack growth behavior in metals, *Acta Metallurgica*, ročník 31, s. 1581 – 1587, 1983.
- [31] McClintock, F.A., On the plasticity of the growth of fatigue cracks, In *Fracture of solid*, Drucker, D.C., Gilman, J.J., (eds), ročník 20. New York: Willey, 1963, s. 65 – 102.
- [32] Pokluda, J., Šandera, P., *Micromechanisms of fracture and fatigue in a multiscale context*. Springer - Verlag London lmd, 2010.
- [33] Pokluda, J., Siegl, J., Mixed fatigue fracture morphology of ferritic ductile iron, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 13, s. 375 – 385, 1990.
- [34] Pokluda, J., Šandera, P., Pippan, R., Analysis of crack closure level in terms of crack-wake plasticity, In *Fatigue 06*, Johnson W.S., (eds), Atlanta, Georgia, 2006.
- [35] Kondo, Y., Cause and effect of factors affecting the ΔK_{th} of small crack, *Materials Science Forum*, ročník 482, s. 89 – 94, 2005.
- [36] Pokluda, J., Šandera, P., Horníková, J., Statistical approach to roughness-induced shielding effects, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 27, s. 141 – 157, 2004.
- [37] Suresh, S., Ritchie, R.O., A geometrical model for fatigue crack closure induced by fracture surface morphology, *Metallurgical Transaction*, ročník 13A, s. 1627 – 1631, 1982.
- [38] Pippan, R., The crack driving force for fatigue crack propagation, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 44, číslo 5, s. 821 – 829, 1993.
- [39] Faber, K.T, Evans, A.G, Crack deflection processes—I. Theory, *Acta Metallurgica*, ročník 31, číslo 4, s. 565 – 576, 1983.
- [40] Irwin, G.R., Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate, *Journal of Applied Mechanics*, ročník 24, s. 361 – 364, 1957.
- [41] Minakwa K., McEvily A.J., On crack closure in the near-threshold region, *Scripta Metallurgica*, ročník 15, s. 633 – 636, 1981.
- [42] Deshpande, V.S., Needleman, A., Van der Giessen, E., A discrete dislocation analysis of near-threshold fatigue crack growth, *Acta Materialia*, ročník 49, s. 3189 – 3203, 2001.
- [43] Van der Giessen, E., Deshpande, V., Cleveringa, H.H.M., Needleman, A., Discrete dislocation plasticity and crack tip fields in single crystals, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, ročník 49, s. 2133 – 2153, 2001.

- [44] Van der Giessen, E., Needleman A., Discrete dislocation plasticity: a simple planar model, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, ročník 3, s. 689 – 735, 1995.
- [45] Deshpande, V.S., Needleman, A., Van der Giessen, E., Scalling of discrete dislocation predictions for near-threshold fatigue crack growth, *Acta Materialia*, ročník 51, s. 4637 – 4651, 2003.
- [46] Tanaka, K., Akinawa, Y., Yu, H., The propagation of a circumferential fatigue crack in medium-carbon steel bars under combined torsional and axial loadings, In *Mixed-mode crack behaviour*, Miller, K. J., McDowell, D. L, (eds). West Conshohocken: ASTM, 1999, s. 295 – 311.
- [47] Murakami, Y., Kusumoto R., Takahashi K., Growth mechanism and threshold of mode II and mode III fatigue crack, In *Fracture mechanics beyond 2000 (ECF 14)*, Neimitz, A., (eds), Ems, U.K, 2000, s. 493 – 500.
- [48] Tschegg, E.K., The influence of static load mode I and R ratio on mode III fatigue crack growth behaviour in mild steel, *Materials Science and Engineering*, ročník 54, s. 127 – 136, 1982.
- [49] Tschegg, E.K., Mode III and mode I fatigue crack propagation behaviour under torsional loading, *Journal of Materials Science*, ročník 18, s. 1604 – 1614, 1983.
- [50] Tschegg, E.K., Sliding mode crack closure and mode III fatigue crack growth in mild steel, *Acta Metallurgica*, ročník 31, s. 1323 – 1330, 1983.
- [51] Fine, M.E, Chung, R.R., Fatigue failure in metals, In *ASM Handbook*. ASM International, 1996.
- [52] Nayeb-Hashemi H., McClintock, F. A., Ritchie, R. O., Micromechanical modelling of mode II fatigue crack growth in rotor steel, *International Journal of Fatigue*, ročník 23, s. 163 – 185, 1983.
- [53] Shu, L., Yuh, J. C., Xiankui Z., Tensile-shear transition in mixed mode I/III fracture, *International Journal of Solids and Structures*, ročník 41, s. 6147 – 6172, 2004.
- [54] Erdogan, F., Sih, G.C., On the crack extension in plane under plane loading and transverse shear, *ASME Journal of Basic Engineering*, ročník 85D, s. 519 – 527, 1963.
- [55] Maccagno, T.M., Knott, J.F., The mixed modes I/II fracture behavior of lightly tempered hy130 steel at room temperature, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 41, s. 805 – 820, 1992.
- [56] Chao, Y.J., Liu, S., On the failure of cracks under mixed-mode loads, *International Journal of Fracture*, ročník 87, číslo 3, s. 201 – 223, 1997.

- [57] Chao, Y.J., Zhu, X.K., A simple theory for describing the transition between tensile and shear mechanism in mode I, II, III and mixed-mode fracture, mixed-mode crack behavior, *ASTM STP 1359*, s. 41 – 57, 1999.
- [58] Sommer, E., Formation of fracture „lances“ in glass, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 1, s. 539 – 546, 1969.
- [59] Suresh, S., Tschegg, E.K., Combined mode I-mode III fracture of fatigue- precracked alumina, *Journal of American Ceramic Society*, ročník 70, číslo 10, s. 726 – 733, 1987.
- [60] Suresh, S., Shih, C.F., Morrone, A., O'Dowd, N.P., Mixed-mode fracture toughness of ceramic materials, *Journal of American Ceramic Society*, ročník 73, číslo 5, s. 1257 – 1267, 1990.
- [61] Sih, G.C., Cha, B.C.K., A fracture criterion for three-dimensional crack problems, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 6, s. 699 – 723, 1974.
- [62] Sih, G.C., Barthelmy, B.M., Mixed mode fatigue crack growth predictions, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 13, s. 439 – 451, 1980.
- [63] Chen, X., Jiao, G., Cui, Z., Application of combined-mode fracture criteria to surface cracks problems, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 24, s. 127 – 144, 1986.
- [64] Tian, D., Lu, D., Zhu, J., Crack propagation under combined stresses in three-dimensional medium, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 63, s. 5 – 17, 1982.
- [65] Yates, J.R., Miller, K.J., Mixed mode (I+III) fatigue thresholds in a forging steel, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 12, s. 259 – 270, 1989.
- [66] Pook, L.P., Comments on fatigue crack growth under mixed modes I and III and pure III loading, In *Multiaxial Fatigue*, ASTM STP 853, Miller, K.J., Brown, M.W., (eds). Philadelphia: American society for testing and materials, 1985, s. 249 – 263.
- [67] Hsia, K.J., Zhang, T.L., Socie, D.F., Effect of crack surface morphology on the fracture behavior under mixed mode loading, Theoretical and Applied Mechanics Report, UILU-ENG-95-6021 799, 1995.
- [68] Manoharan, M., Hirth, J.P., Rosenfield, A.R., Combined mode I-mode III fracture toughness of a spherodized 1090 steel, *Acta Metallurgica Materialia*, ročník 39, číslo 6, s. 1203 – 1210, 1991.
- [69] Shah, R.C., Fracture under combined modes in 4340 steel, *ASTM STP 560*, s. 29 – 52, 1974.
- [70] Gao, H., Alagok, N., Brown, M.W., Miller, K.J., Growth of fatigue cracks under combined mode I and mode II loads, In *Multiaxial Fatigue*, Philadelphia, American Society for Testing and Materials 1985, s. 184 – 202.

- [71] Vojtek, T., Pokluda, J., Šandera, P., Horníková, J., Slámečka, K., Hohenwarter, A., Pippan, R., Near-threshold fatigue crack propagation under mixed-mode II+III in armco iron, In *Fracture mechanics for durability, reliability and safety (ECF19)*, Goldstein, R., (eds). Kazan: Kazan scientific centre of the russian academy of science, 2012.
- [72] Horníková, J., Žák, S., Šandera, P., K-calibration of special specimen for mode II, III and II+III crack growth, In *8th meeting of the TC2 on micromechanisms (ESIS)*, Marrow, J., Pokluda, J., (eds), Oxford, 2012.
- [73] Klesnil, L., Lukáš, P., *Fatigue of metallic materials*. Elsevier, Oxford, 1980.
- [74] Zapffe, C.A., Glogg, M.Jr., Fractography-a new tool for metallurgical research, *Trans ASM*, ročník 34, s. 71–97, 1945.
- [75] Slámečka, K., Kvantitativní fraktografie biaxiálních únavových lomů, Dizertační práce, VUT v Brně, 2006.
- [76] Gadelmawla E.S., Koura M.M., Maksoud T.M.A., Elewa I. M., Soliman H. H., Roughness parameters, *Journal of Materials Processing Technology*, ročník 123, číslo 1, s. 133 – 145, 2002.
- [77] Nayeb-Hashemi H., McClintock F. A., Ritchie, R. O., Effects of friction and high torque on fatigue crack propagation in mode III, *Metallurgical and Materials Transactions A*, ročník 13, číslo 12, s. 2197 – 2204, 1982.
- [78] Ritchie, O.R., McClintock A.F., H. Nayeb-Hashemi, Ritter M.A., Mode III fatigue crack propagation in low alloy steel, *Metallurgical and Materials Transactions A*, ročník 13, číslo 1, s. 101 – 110, 1982.
- [79] Tanaka, K, Crack propagation in lead-free solder under cyclic loading of mode I and II, In *Crack Paths*, Atzori, B., Carpinteri, A., Lazzatin, P., Pook, L.P., (eds), 2009.
- [80] Miller, K. J., et.al., In *Multiaxial Fatigue*, Miller, K. J. Brown, M. W., (eds). Philadelphia: ASTM, 1985.
- [81] Mataka, T., An explanation on fatigue limit under combined stress, *Bull JSME*, ročník 20, s. 257 – 263, 1977.
- [82] Hellier, A.K., McGirr, M.B., A practical mixed mode ii/iii fatigue test rig, *International Journal of Fatigue*, ročník 9, s. 95 – 101, 1987.
- [83] Riemelmoser F.O., Pippan R., Stüwe H.P., An argument for a cycle-by-cycle propagation of fatigue cracks at small stress intensity ranges, *Acta Materialia*, ročník 46, s. 1793 – 1799, 1998.
- [84] Mills, K. et.al, History of fractography, In *ASM Handbook*. Ohio: ASM International, 1992, ročník 12, s. 1 – 9.

- [85] Palček, P., Chalupová, M., Fraktografia a mikrofraktografia konstrukčních materiálů, *Materiálové Inženýrstvo*, ročník 9, s. 57 – 66, 2002.
- [86] Kunz, J., Aplikace lomové mechaniky a kvantitativní fraktografie při analýze únavových poruch těles a konstrukcí, *Materiálové Inženýrstvo*, ročník 9, s. 49 – 56, 2002.
- [87] Zemandl, M., Fraktografie únavových lomů kovových materiálů při mechanickém namáhání, *Materiálové Inženýrstvo*, ročník 9, s. 41 – 48, 2002.
- [88] Pokluda, J., Staněk, P., Rekonstrukce únavového procesu z morfologie lomové plochy I+II, *Strojírenství*, ročník 30, 1980.
- [89] Pokluda, J., Šandera, P., Simple method for estimation of fatigue loading and useful life from fracture morphology, In *Proceeding International congress on fracture (ICF 11)*, Carpintieri, A., (eds), Torino, 2005.
- [90] Bumbálek, B., Oštádal, V., *Drsnost povrchu*. Praha: SNTL, 1989.
- [91] Underwood, E.E., Banerjee, K., Quantitative fractography, In *ASM Handbook*. ASM International, 1992.
- [92] Ammann, J.J., Hein, L.R., Nazar, A.M., Three-dimensional reconstruction of fracture surfaces, *Materials Characterization*, ročník 36, číslo 4-5, s. 379 – 386, 1996.
- [93] Kuroda, T., Ikeuchi, K., Nakade, K., Inoue, K., Kitagawa Y., Three-dimensional reconstruction of cleavage fracture surface for duplex stainless steel, *Vacuum*, ročník 65, číslo 3-4, s. 541 – 546, 2002.
- [94] Kolednik, O., Scherer, S., Schwarzböck, P., Werth, P., Quantitative fractography by means of a new digital analysis system, In *Proc. Fracture Mechanics: Applications and Challenges (ECF13)*, Fuentes, M., Elices, M., (eds). San Sebastian: ESIS, 2000.
- [95] Scherer, S., Kolednik, O., A new system for automatic surface analysis in sem, *Microscopy and Analysis*, s. 15 – 17, 2001.
- [96] Minnich, B., Krautgartner, W.D., Lametschwandtner, A., Quantitative 3d-analyses in sem: a review, *Microscopy and Microanalysis*, ročník 9, s. 118 – 119, 2003.
- [97] Lockwood, W.D., Reynolds, A.P., Use and verification of digital image correlation for automated 3-d surface characterization in the scanning electron microscope, *Materials Characterization*, ročník 42, číslo 2-3, s. 123 – 134, 1999.
- [98] Pokluda, J., Slámečka, K., Šandera, P., Mechanism of factory-roof formation, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 77, s. 1763 – 1771, 2010.
- [99] Mazurek, A., *Základy praktické optiky I*. Nakladatelství Práce Praha, 1950.

- [100] *Manuál k zařízení Microprof 100, Fries Research & Technology GmbH, Bergisch Gladbach 2003.*
- [101] Bakolas V., Numerical generation of arbitrarily oriented non-gaussian three-dimensional rough surfaces, *Wear*, ročník 254, číslo 5-6, s. 546 – 554, 2003.
- [102] Nicholas T., *High cycle fatigue a mechanics of materials perspective*. Great Britain: Elsevier, 2006.
- [103] [online].Dostupný z: <http://www.rumul.ch/>
- [104] [online].Dostupný z: <http://www.schenck-rotec.de/>
- [105] Vander Voort F.G., Color metallography, In *ASM Handbook*. ASM International, 2004, s. 493 – 512.
- [106] Vojtek, T., Pippan, R., Hohenwarter, A., Holáň, L., Pokluda, J., Near-threshold propagation of mode II and mode III fatigue cracks in ferrite and austenite, *Acta Materialia*, ročník 61, s. 4625 – 4635, 2013.
- [107] Horníková J., Šandera P. a Pokluda J., Stress intensity factors for surface semi-elliptical crack in cylindrical specimen under combined torsion and axial compression, *Key Engineering Materials*, ročník 452 - 453, s. 673 – 676, 2011.
- [108] *ANSYS Users Manual. Release 11, I-IV. Swanson Analysis System*, Houston, USA, 2007.
- [109] Horníková, J., Žák, S., Šandera, P., K-calibration of special specimen for mode II, III and ii+iii crack growth, *Engineering Fracture Mechanics*, 2012, submitted.
- [110] Holáň L., Hohenwarter A., Slámečka K., Pippan R. a Pokluda J., On the micromechanisms of fatigue long crack growth under remote shear loading modes, In *Multilevel Approach to Fracture of Materials, Components and Structures (ECF17)*, Pokluda, J., Lukáš, P., Šandera, P., Dlouhý, I., (eds). Vutium Brno, 2008, s. 2337 – 2442.
- [111] Vojtek, T., Pokluda, J., Paths of shear-mode cracks in ferritic and austenitic steel, In *Crack Paths 12*, Carpinteri, A., Iacoviello, F., Pook, L.P., (eds), Gaeta, 2012, s. 727 – 734.
- [112] Vaziri, A., Nayeb-Hashemi H., The effect of crack surface interaction on the stress intensity factor in mode III crack growth in round shafts, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 72, s. 617 – 629, 2005.
- [113] Holáň, L., Pokluda J., Slámečka, K., Local aspects of shear-mode crack propagation in austenitic steel, *Chemické listy*, 2010, přijato k publikaci.

- [114] Ritchie, R.O., Mechanisms of fatigue crack propagation in metals, ceramics and composites: Role of crack tip shielding, *Materials Science and Engineering A*, ročník 103, číslo 1, s. 15 – 28, 1988.
- [115] Horníková, J., Šandera, P., Pokluda, J., Effective stress intensity factor for crack of intergranular morphology, In *MSMF-3*, 2001.
- [116] Wang, J., Stevens, R., Zirconia-toughened alumina (ZTA) ceramics, *Journal of Materials Science*, ročník 24, číslo 10, s. 3421 – 3440, 1989.
- [117] Pokluda, J., Kondo, Y., Slámečka, K., Šandera, P., Horníková, J., Assessment of extrinsic crack tip shielding in austenitic steel near fatigue threshold, *Key Engineering Materials*, s. 385 – 387, 2008.
- [118] Holář, L., Pokluda, J., Pippan, R., Mikromechanismy šíření únavových trhlin ve smykových módech v austenitické oceli, In *Víceúrovňový design pokrokových materiálů 10*, 2010, s. 107 – 114.
- [119] Pippan, R., Dislocation emission and fatigue crack growth threshold, *Acta Metallurgica et Materialia*, ročník 39, s. 255 – 262, 1991.
- [120] Riemelmoser, F.O., Gumbsch, P., Pippan, R., Dislocation modelling of fatigue crack: an overview, *Materials Transactions*, ročník 42, s. 2 – 13, 2001.
- [121] Pelloux, R.M.N., Crack extension by alternating shear, *Engineering Fracture Mechanics*, ročník 1, s. 697 – 704, 1970.
- [122] Neumann, P., New experiments concerning the slip processes at propagating fatigue cracks —I, *Acta Metallurgica*, ročník 9, s. 1155 – 1165, 1974.
- [123] Vehoff, H., Neumann, P., Crack propagation and cleavage initiation in Fe-2,6%-Si single crystals under controlled plastic crack tip opening rate in various gaseous environments, *Acta Metallurgica*, ročník 28, s. 265 – 272, 1980.
- [124] Pippan, R., Zelger, C., Gach, E., Bichler, C., Weinhandl, H., On the mechanism of fatigue crack propagation in ductile metallic materials, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, ročník 34, s. 1 – 16, 2011.
- [125] Pokluda, J., Stabilita rozvětvených trhlin v konstrukčních materiálech, In *Materiálové vědy na prahu 3. milénia*, Švejcar, J., (eds). Brno: FSI VUT v Brně, 1999, str. 104.