

## **STRESS AND STRAIN CYCLE AHEAD THE CURVED FATIGUE CRACK FRONT IN THE THICK WALL**

**V. Oliva\*, A. Materna\*, T. Denk\***

***Summary:** A 3D elastic-plastic FEM model with small strains was used for simulation of the deformation mechanics at the curved front of the planar fatigue crack growing in the thick CCP specimen. The results show that the crack front behaviour depends not only on the local effective stress intensity factor range but also on the local level of constraint. The stress and plastic strain cycle in very thin surface layer is qualitatively similar to the plane stress. The rest of the front is exactly in the plane strain state. The plane of the absolute maximum shear stress corresponds to the shear lip plane at the end of the crack front.*

### **1. Úvod**

Pro predikci šíření únavových trhlin byla až dosud vyvinuta řada metod, které vycházejí většinou z řešení dvoudimensionální (2D) rovinné úlohy lineární lomové mechaniky (LM). Předpokládá se, že pohyb trhliny je řízen rozkmitem jejího faktoru intenzity napětí  $\Delta K$ . Pokud však okamžitá hodnota  $\Delta K$  neodráží složitou mechaniku cyklické plastické deformace v okolí čela trhliny, není takový postup dostatečně přesný. Tak tomu bývá např. při náhlých změnách parametru asymetrie cyklu  $R$  nebo při provozních spektrech náhodného zatěžování, kdy dochází k neočekávaným retardacím či akceleracím trhliny v závislosti na předchozí historii zatěžování. Tato „paměť“ trhliny je nejčastěji dána zavíráním a otevíráním trhliny v důsledku zbytkových plastických deformací na lomových plochách. Klasická lineární LM se plastickou deformací přímo nezabývá a problém řeší redukcí  $\Delta K$  na tzv. efektivní hodnotu  $\Delta K_{eff}$ , která pomíjí „uzavřenou“ část cyklu. Poloempirických a fenomenologických postupů pro určení  $\Delta K_{eff}$  a rychlosti šíření trhliny byla navržena řada, nejsou však vždy příliš spolehlivé. Pomoci mohou elastoplastické modely únavové trhliny založené na metodě konečných prvků (MKP), které umožňují otevírání a uzavírání trhliny exaktně posoudit.

Dvoudimensionální MKP modely únavové trhliny sestojené původně pro studium jejího zavírání a otevírání, začaly být později využívány i pro přímou simulaci cyklické plastické deformace okolo kořene. Místo globálního LM přístupu k celé oblasti koncentrace napětí se zde uplatnil lokální pohled na namáhání a kumulaci poškození materiálu těsně před trhlinou. Tímto způsobem se simulovalo např. chování trhlín při různých typech náhlých změn

cyklického zatěžování. Zdařily se dokonce i přímé odhady rychlosti šíření založené na Manson-Coffinově rozkmitu plastické deformace či Sihově představě o kritické hodnotě lokální hustoty deformační energie do porušení (Oliva a kol., 1997).

Další příčinou neúspěchu klasické lineární lomové mechaniky může být trojdimenzionální povaha systému těleso - trhlinka. 3D pohled, který je žádoucí např. u povrchových trhlin nebo u průchozích trhlin v tlustostěnných průřezích složitěho tvaru je třeba teprve budovat. Formální rozšíření běžných postupů LM z 2D na 3D je sice možné a používá se, není ale spolehlivé. Volba vhodných LM parametrů, metodika jejich výpočtu i způsob určení tvaru čela ve 3D případech nejsou zatím zcela jasné. Z dílčích řešení lze uvést např. práci Oliva & Materna, 2000, kde byla testována fenomenologická metoda pro simulace růstu únavových trhlin v průřezích se složitou geometrií při provozních spektrech zatěžování. Předpokládá se, že o porušování materiálu v určitém místě čela rozhoduje nejen lokální  $K$  ale i úroveň lokálního stísnění deformace v tečném směru k čelu (out-of-plane constraint), charakterizovaná např. tzv. triaxialitou napětí  $H$  (poměr středního a von Misesova efektivního napětí). Veličiny  $K$ ,  $H$  se počítaly z jednosměrného zatěžování. Metoda se však zdá být geometricky citlivá. Zkušební tělesa pro určení životnostních parametrů by pak musela být geometricky blízká vyšetřovaným nosným prvkům a obecnost výpočtového postupu by se tak ztrácela.

Popsané potíže vznikají i z neúplných poznatků o 3D mechanice deformace a porušování podél celého dlouhého čela únavové trhliny. Ke studiu této problematiky by opět mohly přispět detailní počítačové simulace. Rozšíření elastoplastických MKP modelů rostoucí únavové trhliny z 2D na 3D je však komplikované a objevuje se zatím jen sporadicky. Pokusem autorů v tomto směru byl model únavové trhliny v práci Oliva a kol., 2001. Šlo však o hypotetickou trhlinku s přímým čelem, které neodpovídalo přesně skutečnosti. V předkládané práci uvádíme první výsledky trojrozměrné MKP simulace cyklického pole napětí a plastické deformace podél zakřiveného čela průchozí rovinné únavové trhliny v relativně tlusté stěně. Geometrie modelu i namáhání odpovídají skutečnému experimentu. Zatěžování je pro jednoduchost periodické, velikost simulované trhliny odpovídá právě okamžiku, kdy se na okraji jejího čela začínají při experimentu vytvářet smykové okraje. Cílem simulací je přispět k obecnému pohledu na mechaniku šíření únavových trhlin.

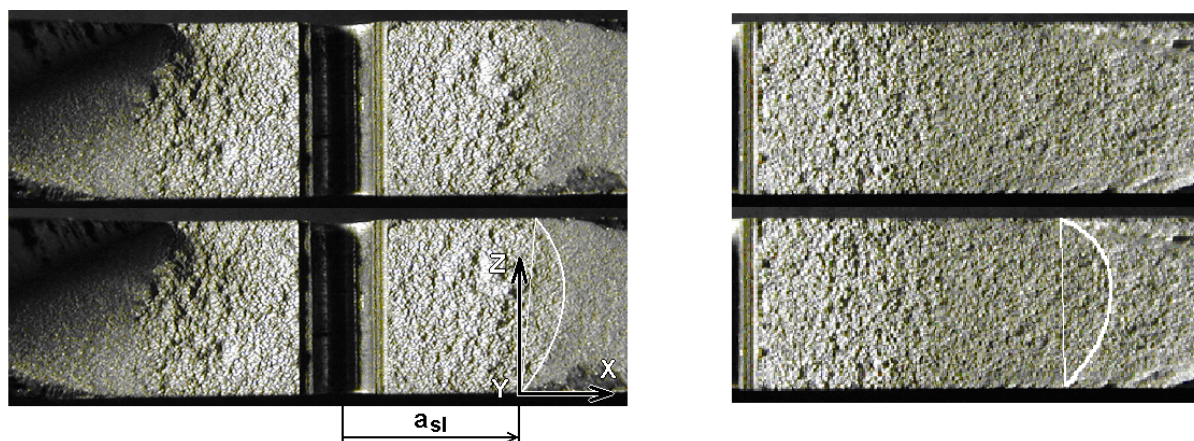
## 2. Modelované experimenty

Ve VZLÚ, a.s. byly provedeny únavové zkoušky (Balášová a kol., 1998) na plochých zkušebních tělesech CCP s centrálním vrubem (délka 180 mm, šířka 58 mm, tloušťka 6 mm) z Al slitiny 2024-T42. Pro počítačovou simulaci byly vybrány únavové trhliny v tělesech P2, P6, zatěžovaných různým rozkmitem nominálního napětí  $\Delta S = S_{max} - S_{min}$  při hodnotě  $R$  podle tabulky 1. Délka trhlin na bočním povrchu  $a_{sl}$  odpovídala okamžiku, kdy na okrajích čel začaly vznikat smykové okraje. U všech trhlin to odpovídalo prakticky stejné „globální“ 2D hodnotě  $\Delta K_{sl} \cong 6,7 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$  (Kunz, 2001). V tab. 1 je uvedena i okamžitá posuvná rychlost čela trhliny  $v_{sl}$  změřená na bočním povrchu tělesa.

Fraktografickým vyhodnocením lomových ploch byl pro danou hodnotu  $a_{sl}$  určen tvar čela zakreslený na obr. 1, kde je vidět i počátek tvorby smykových okrajů.

Tab. 1 Parametry zatěžování a délka trhliny při začátku smykových okrajů.

těleso	$R$	$\Delta S$ [MPa]	$a_{sl}$ [mm]	$\Delta K_{sl}$	$v_{sl}$ [ $10^{-5}$ mm/cykl]
P2	0,5	31,34	11,975	6.56	5,41
P6	0	44,96	6,525	6.72	2,04



Obr. 1 Lomová plocha tělesa P6 (vlevo) a P2 (vpravo)

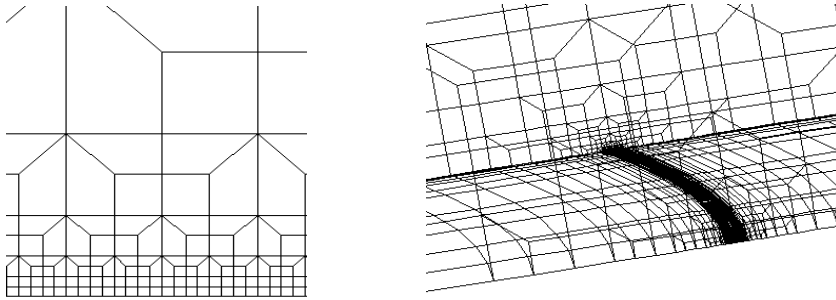
### 3. Modely únavové trhliny

Pro simulaci trhlín z obr. 1 byl použit program MSC.Marc. Tvar jejich čel byl jednoduchým způsobem symetrizován, takže při vhodných okrajových podmínkách bylo možno analyzovat jen jednu osminu těles. Orientaci souřadného systému ukazuje obr. 1.

Tvorba sítě konečných prvků byla poměrně komplikovaná. Jako základ byla použita 2D síť, vytvořená v rovině  $(x,y)$  speciálním poloautomatickým generátorem. Výřez z nejhustší oblasti, která přiléhá k rovině  $(x,z)$  a je dlouhá  $40\ \mu\text{m}$ , ukazuje obr. 2. Nejmenší prvky měly rozměr  $2\ \mu\text{m}$ . Na konci simulace, kdy délka trhliny na bočním povrchu je právě  $a_{sl}$ , se čelo trhliny nacházelo uprostřed této nejhustší oblasti. S takovou sítí byly provedeny pomocné 2D výpočty za předpokladu rovinné napjatosti (RN) nebo deformace (RD).

Pro 3D simulace byla 2D síť vytažena do prostoru s krokem rostoucím od okraje tělesa (krok  $2\ \mu\text{m}$ ) ke středu jeho tloušťky (krok  $500\ \mu\text{m}$ ). Na bočním povrchu byla tedy síť ve směru  $z$  nejhustší. Vytažením vznikl model 3D tělesa, na němž by bylo možno vhodnou volbou okrajových podmínek vytvořit polovinu průchozí centrální trhliny s přímým čelem. Požadovaného zakřivení čela bylo nakonec dosaženo posunutím uzlů ve směru šíření trhliny  $x$  o velikost experimentálně zjištěného vyklenutí (obr. 1). 3D síť se zakřiveným čelem trhliny demonstruje opět obr. 2.

Pro 2D úlohy byly použity čtyřuzlové prvky s Gauss. integrací  $2 \times 2$  a bilineárními interpolačními funkcemi. 3D síť obsahuje šestistěnné prvky s osmi uzly, Gaussovou integrací  $2 \times 2 \times 2$  v 8 bodech uvnitř elementu a trilineárními interpolačními funkcemi ve zbytku objemu. Uvedené prvky mají horší reprezentaci ve smyku, ale jsou doporučovány pro kontaktní úlohy.



Obr. 2 Nej hustší oblast základní 2D síť (vlevo) a pohled na 3D síť

Na okraj síť, v rovině  $(x,z)$  byla umístěna tuhá kontaktní plocha, která umožnila simulaci zavírání a otevírání trhliny při růstu a poklesu zatížení. Při kontaktu nebyl uvažován vliv tření ani drsnosti. V rovině  $(x,z)$  před čelem byly předepsány nulové posuvy uzlů ve směru zatížení  $y$ . Poskoky čela o délku jednoho elementu byly modelovány předepsaným uvolňováním této vazby a to podle našich předchozích zkušeností vždy v minimu každého druhého cyklu, tj. v tzv. aktivních cyklech. Vložené modelové cykly bez poskoku bývají označovány jako hluché. Během 30 aktivních cyklů tak čelo modelové trhliny urazilo dráhu  $380 \mu\text{m}$ , během níž se cyklické napětíové a deformační pole v okolí trhliny ustálilo. Zakřivení čela bylo na tak krátké dráze považováno za neměnné.

Elastoplastické výpočty s rozsáhlou 3D sítí, kontaktem, velkým gradientem deformace na čele trhliny a velmi dlouhou zatěžovací dráhou se podařilo provést jen za předpokladu malých posuvů i deformací, který přímo na čele nemusí odpovídat skutečnosti. Kinematické zpevňování podle Zieglerovy hypotézy bylo řízeno závislostí napětí-plastická deformace z tahové zkoušky. Průběh faktoru intenzity napětí podél čela trhlín byl za předpokladu čistě elastických deformací počítán metodou hraničních prvků implementovanou v programu FRANC3D/BES (<http://www.cfd.cornell.edu>), při níž odpadá složitá tvorba sítě.

#### 4. Výsledky simulací

Výsledky z posledního cyklu by měly reprezentovat situaci u skutečných únavových trhlín o délce  $a_{sl}$  podle tab. 1. Pro stručnost jsou popsány pouze výsledky pro těleso P6.

Ve středu tloušťky ( $z = 3 \text{ mm}$ ) je šířka oblasti zavření trhliny za čelem při  $S_{min} = 0$  pouze  $50 \mu\text{m}$  a ještě v hloubce  $250$  až  $500 \mu\text{m}$  pod povrchem se trhlina zavírá jen velmi málo - viz. obr. 3. Otevírací a uzavírací napětí je proto podél dlouhé střední části čela velmi nízké (uprostřed stěny je  $\sigma_{op} = \sigma_{cl} = 0,05 \sigma_{max}$ ), a prakticky celý cyklus je efektivní. Vliv volného povrchu se projevuje pouze v tenké povrchové vrstvě, zhruba do hloubky  $250 \mu\text{m}$ . Zde je zavírání způsobené zbytkovými plastickými deformacemi na lomových plochách mnohem intenzivnější a efektivní část cyklu menší. Na okraji čela ( $z = 0$ ) je  $S_{op} = 0,40 S_{max}$ ,  $S_{cl} = 0,30 S_{max}$ . Uvedené výsledky odpovídají známým experimentálním poznatkům.

Vypočítaný „elastický“ rozkmit  $\Delta K$  od středu k okraji čela podle obr. 4 nejprve zvolna a potom rychle roste. V obrázku je vyznačena i běžně používaná „globální“ 2D hodnota, určená z délky trhliny na povrchu tělesa ( $\Delta K_{sl}$  v tab. 1). Ta velmi přibližně vystihuje lokální hodnoty  $\Delta K$  ve střední oblasti o délce rovné zhruba dvěma třetinám celého čela (odchylka do 8%). V okrajové části čela je však rozdíl velký a u povrchu dosahuje  $\Delta K$  téměř

dvojnásobku  $\Delta K_{sl}$ . Průběh  $\Delta K_{eff}$  se od průběhu  $\Delta K$  téměř neliší vyjma okrajové části čela s účinným zavíráním, kde  $\Delta K_{eff}$  směrem k povrchu rychle poklesne.

Průběh triaxiality napětí  $H$  podél čela při  $S_{max}$  se počítal těsně před čelem i v relativně velké vzdálenosti 40  $\mu\text{m}$  od čela. Podle obr. 5  $H$  od středu čela k povrchu klesá, rychlost poklesu se však značně liší podle vzdálenosti od čela.

Popis napěťového a deformačního pole v okolí čela únavové trhliny není snadný, protože není zcela jasné, které lokální parametry těchto polí jsou z hlediska šíření trhliny relevantní. Podle nejjednodušší představy je materiál před čelem trhliny předchozí cyklickou plastickou deformací tak poškozen, že se působením tahového či smykového napětí nebo další deformace v aktuálním cyklu do jisté malé vzdálenosti (odpovídající rychlosti trhliny) poruší. S poškozením by mělo souviset rozložení hustoty celkové plastické deformační energie  $\lambda$  v okolí čela, které ukazují obrázky č. 11, 14, 15 (pozor – stupnice na obr. 14, 15 jsou rozdílné). V souladu s očekáváním je v okolí okrajové části čela v důsledku intenzivní plastické deformace  $\lambda$  mnohem větší než v části hlouběji pod povrchem. Obr. 11, 15 ukazují, že vysoké hodnoty  $\lambda$  na povrchu existují i v malé vzdálenosti nad a před ústím trhliny.

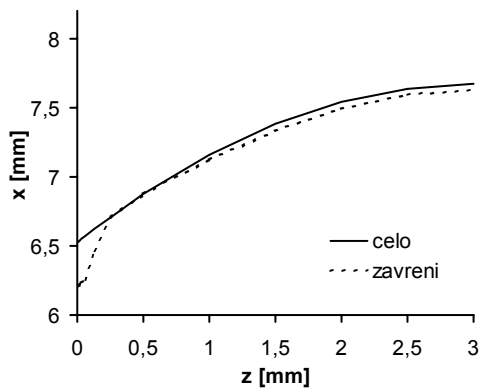
Rozložení maximálního tahového napětí  $\sigma_{max}$  v okolí trhliny při  $S_{max}$  ukazují obrázky 7, 8, 9. V dlouhé střední oblasti čela s nízkou hodnotou  $\lambda$  a vysokou triaxialitou je materiál v rovině trhliny namáhán vysokým tahovým napětím  $\sigma_{max}$ , které dosahuje zhruba trojnásobku meze kluzu. Před okrajovou částí čela s vysokou úrovní disipované energie dochází k porušování při mnohem menší hodnotě  $\sigma_{max}$ . Směr  $\sigma_{max}$  odpovídá vesměs směru zatěžování. Na volném bočním povrchu se vysoké hodnoty  $\sigma_{max}$  objevují i mimo rovinu trhliny (obr. 9). Podobné rozložení jako  $\sigma_{max}$  vykazuje i střední (hydrostatické) napětí.

Maximální smykové napětí  $\tau_{max}$  (těsně před čelem a při  $S_{max}$ ) je naopak největší v malé vzdálenosti pod povrchem - obr. 16. Od středu ke kraji čela stoupá  $\tau_{max}$  jen pozvolna, zajímavá je však jeho orientace. Rovina  $\tau_{max}$  je téměř podél celého čela kolmá na boční povrch a půlí úhel mezi směrem šíření  $x$  a směrem zatížení  $y$ . V tenké povrchové vrstvičce se však tato rovina stáčí kolem osy  $y$  o úhel menší než  $\pi/2$  do roviny blízké počáteční rovině smykových okrajů. Přesná orientace této roviny nebyla na CCP tělesech změřena.

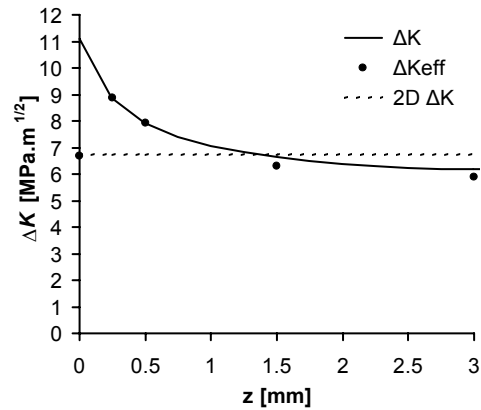
Nízké úrovní stísnění kolem okraje čela odpovídá lokální intenzivní plastická deformace. Rozložení maximálního celkového plastického relativního prodloužení, jehož směr odpovídá orientaci  $\sigma_{max}$ , ukazují obr. 10, 12, 13. Rozdíl ve velikosti plastické zóny (i úrovní deformace v ní) mezi okrajem a „středem“ čela je markantní. Na obr. 17 je nakonec zobrazen průběh celkové maximální plastické smykové deformace podél čela, jejíž orientace odpovídá  $\tau_{max}$ . Podobně vypadá i rozložení přírůstků obou deformačních veličin za zátěžnou polovinu cyklu.

## 5. Diskuse

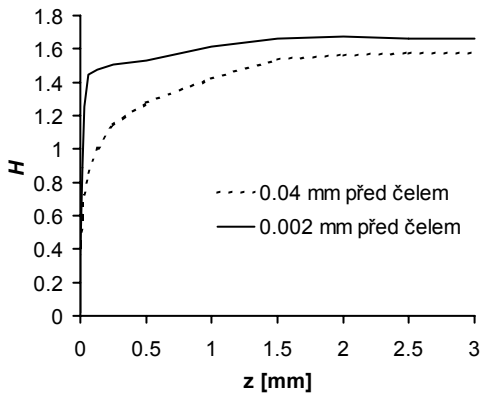
Obr. 4 ukazuje slabinu běžného formálního 2D přístupu lomové mechaniky k predikci šíření únavových trhlin. Pro trhlínu v tenkostěnném CCP tělese, jinak stejném jako P6 a stejně namáhaném, by z  $a_{sl}$  a  $R$  vyšlo  $\Delta K_{sl} = 6,72 \text{ MPa}$  a  $\Delta K_{eff} = (0,5 + 0,4 R) \Delta K_{sl} = 3,36 \text{ MPa}$ . 2D výpočet tělesa P6 za předpokladu RD vedl k hodnotě  $\sigma_{op} = 0,04 \sigma_{max}$  což dává



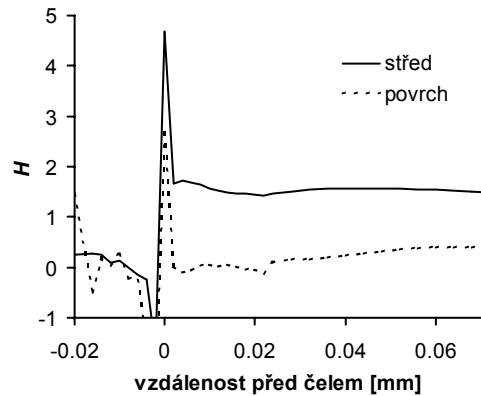
Obr. 3 Oblast zavírání za zakřiveným čelem únavové trhliny



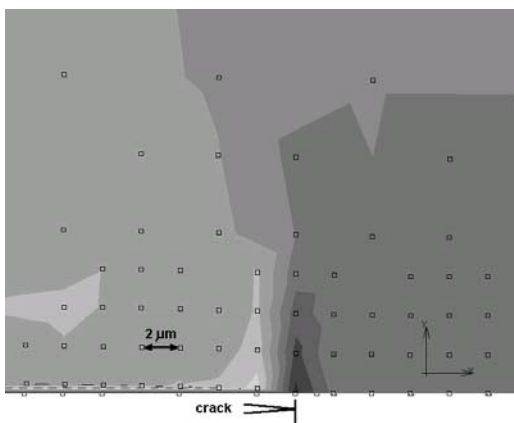
Obr. 4 Průběh  $\Delta K$ ,  $\Delta K_{eff}$  podél zakřiveného čela únavové trhliny



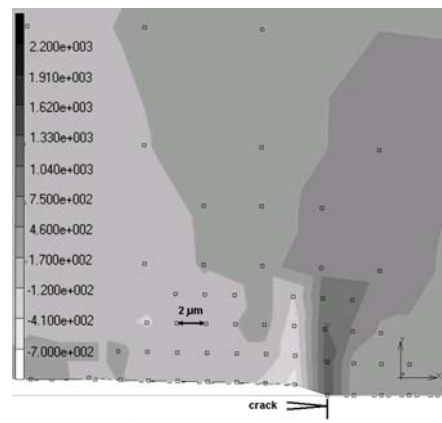
Obr. 5 Průběh triaxiality napětí podél čela, ve vzdálenosti  $2 \mu\text{m}$  a  $40 \mu\text{m}$  před čelem



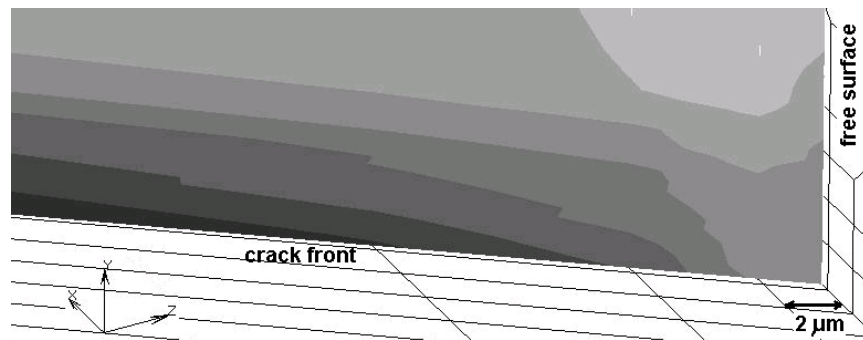
Obr. 6 Průběh triaxiality napětí před čelem, ve středu čela a na jeho okraji



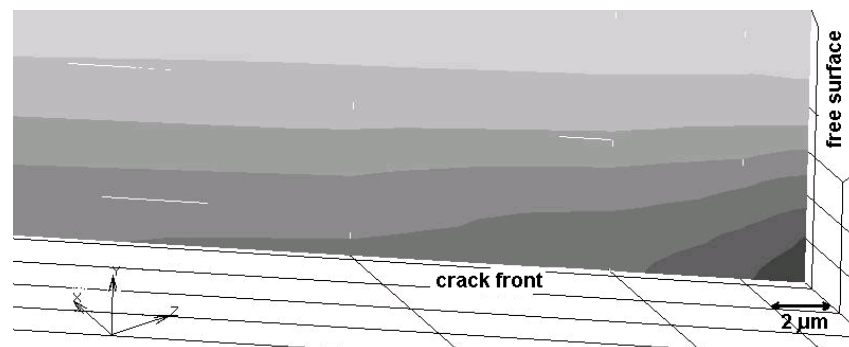
Obr. 7 Rozložení max. hlavního tahového napětí  $\sigma_{max}$  v řezu kolmém na střed čela, škála podle obr. 8



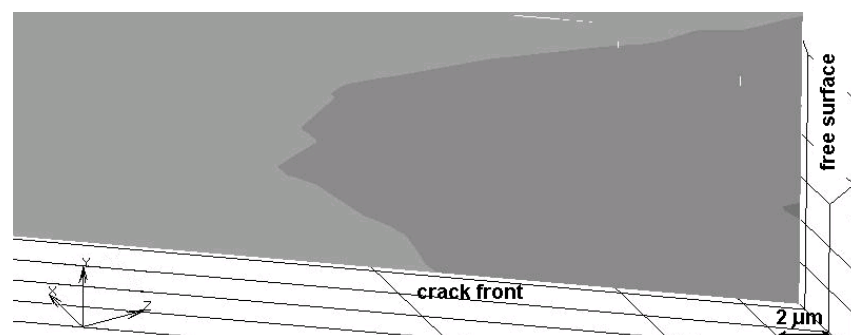
Obr. 8 Rozložení maximálního hlavního tahového napětí  $\sigma_{max}$  na okraji čela (povrch tělesa), škála v MPa



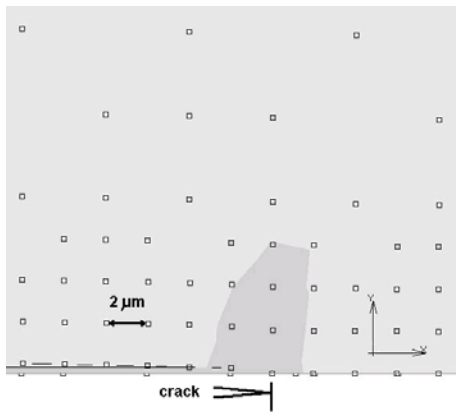
Obr. 9 Rozložení maximálního hlavního tahového napětí  $\sigma_{max}$  v řezu procházejícím čelem trhliny a kolmém na rovinu trhliny (x,z), škála podle obr. 8



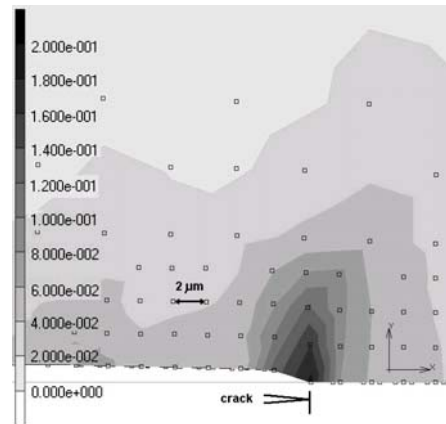
Obr. 10 Rozložení maximálního plastického relativního prodloužení  $\epsilon_{pmax}$  v řezu procházejícím čelem trhliny a kolmém na rovinu trhliny (x,z), škála podle obr. 13



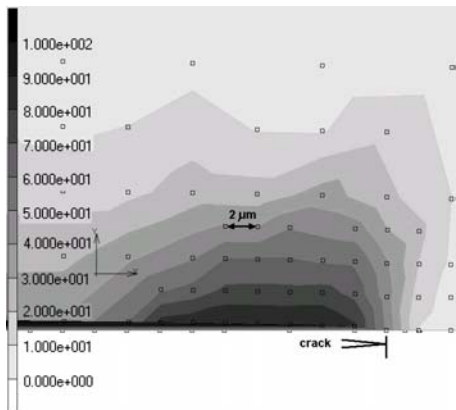
Obr. 11 Rozložení hustoty plastické deformační energie  $\lambda$  v řezu procházejícím čelem trhliny a kolmém na rovinu trhliny (x,z), škála podle obr. 14



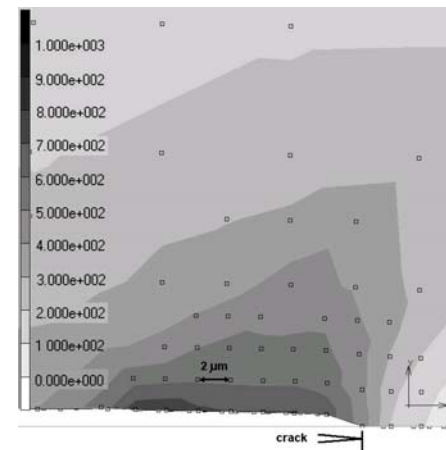
Obr. 12 Rozložení max. plast. relativního prodloužení  $\varepsilon_{pmax}$  v řezu kolmém na střed čela, škála podle obr.13



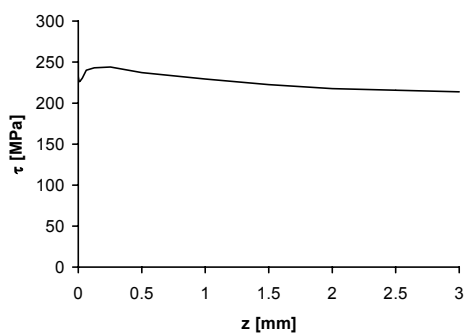
Obr. 13 Rozložení max. plast. relativního prodloužení  $\varepsilon_{pmax}$  na povrchu



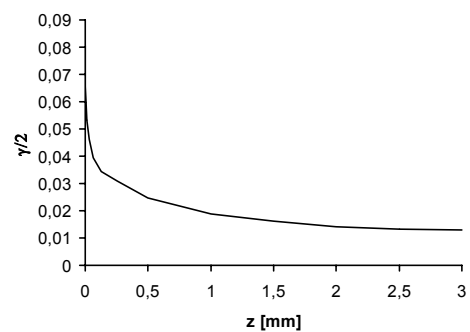
Obr. 14 Rozložení hustoty plastické def. energie  $\lambda$  v řezu kolmém na střed čela, [mJ/mm<sup>3</sup>]. Stejný stupeň šedi značí 10x menší hodnotu než na obr. 15 pro povrch tělesa



Obr. 15 Rozložení hustoty plastické deformační energie  $\lambda$  na povrchu tělesa, [mJ/mm<sup>3</sup>]. Stejný stupeň šedi značí 10x větší hodnotu než na obr. 14 pro střed čela



Obr. 16 Průběh maximálního smykového napětí podél čela, ve vzdálenosti 2  $\mu\text{m}$  před čelem



Obr. 17 Průběh maximální plast. smykové deformace podél čela, 2  $\mu\text{m}$  před čelem



$\Delta K_{eff} = 6,45$  MPa. Průměrná hodnota  $\Delta K_{eff}$  z 3D simulace je ještě vyšší. Rozdíl mezi rychlostí trhliny v tenké a tlusté stěně nebývá však nijak dramatický a uvedenému vysokému rozdílu v  $\Delta K_{eff}$  neodpovídá. Příčina je v odlišném typu namáhání, který na čele trhliny převažuje a který není při výpočtu respektován.

Obr. 4 ukazuje navíc, že ani detailní znalost průběhu  $\Delta K$  či lépe  $\Delta K_{eff}$  podél čela z 3D výpočtu nemusí sama o sobě poskytovat dostatek informace pro predikci chování trhliny. Pokud by se lokální kolmá rychlost čela  $v$  řídila jenom  $\Delta K_{eff}$ , měnilo by čelo svůj tvar a nepohybovalo by se posuvným pohybem jako při experimentu. Korekčním faktorem, postihujícím charakter namáhání materiálu před čelem trhliny, by mohlo být rozložení triaxiality napětí  $H$  v procesní zóně (obr. 5). Volba vhodné charakteristiky tohoto rozložení a obecnost závislosti  $v = f(\Delta K_{eff}, H)$  by měla být dále studována. Takový dvouparametrový přístup by mohl být přínosný zejména při simulaci růstu trhlin v geometricky složitých tlusto-stěnných průřezech, kdy 2D aproximaci nelze vůbec použít a tvar čela není předem znám.

Podle předchozích výsledků (Oliva a kol. 2001) je u okraje hypotetického přímého čela únavové trhliny cyklická plastická deformace překvapivě nízká a blíží se spíše deformačnímu cyklu za podmínek RD. Předpokládalo se, že u skutečného, dopředu vyklenutého čela je „opožděná“ okrajová část značně přetížena a místní úroveň plastické deformace je bez ohledu na intenzivnější zavírání vysoká, jak je to známo z experimentů. Simulace provedené v této práci tuto hypotézu plně potvrdily. V tenké povrchové vrstvě vychází deformační a napěťový cyklus kvalitativně podobný jako při odpovídajícím 2D výpočtu za podmínek RN. Ve střední části čela je pak 3D řešení prakticky totožné s 2D řešením za podmínek RD.

Simulace růstu únavové trhliny v tělese P2 (tab. 1) nepřinesla nic zásadně nového. V důsledku vyšší hodnoty  $R$  se modelová trhlina zavírá ještě o něco méně než v tělese P6. Protože  $\Delta K_{sl}$  je u obou trhlin téměř stejné a zavírání nehraje téměř na celém čele žádnou roli, vychází napěťový a deformační cyklus u obou trhlin prakticky stejný, přestože mají velmi odlišnou délku i parametry zatěžování. Určité malé rozdíly lze zaznamenat pouze na okraji čela. Při neměnném charakteru stísnění a absenci zavírání je tedy mechanika plastické deformace na velké většině čela řízena v podstatě jen rozkmitem „globálního“ faktoru intenzity napětí, tak jak to předpokládá lineární LM.

Čelo trhliny se při experimentu pohybovalo celé v tahovém módu a to se stejnou posuvnou rychlostí. Podle výpočtů jsou však podmínky namáhání na okraji a v hloubce čela velmi odlišné. Ke konečnému porušení materiálu na okraji čela, vystaveného předtím intenzivní cyklické plastické deformaci, stačí malá úroveň tahového napětí. V málo „poškozené“ střední části se poskoky trhliny uskutečňují při napětích podstatně vyšších. Kritické parametry v lokálních lomových kriteriích (např. kritická hodnota  $\lambda$  do porušení nebo parametry Manson-Coffinova vztahu – viz Oliva a kol., 1997) budou proto zřejmě závislé na povaze napěťového a deformačního cyklu.

Zajímavá je iniciace smykového okraje na okraji čela, resp. v jeho těsné blízkosti. Tam spolu „soupeří“ dvě roviny s lokálně extrémním namáháním. V rovině trhliny působí (z hlediska celého čela relativně nízké) tahové napětí a přibližně v rovině smykového okraje působí smykové napětí, které je vůbec největší z celé oblasti kolem dlouhého čela. Vypočítané podmínky, za nichž k přechodu od tahového ke smykovému módu šíření došlo, zatím neumíme zobecnit. Kromě známého vlivu prostředí se zřejmě uplatňuje i vývoj charakteru napěťového a deformačního pole při růstu trhliny. Po vzniku skloněné lomové plochy se okraj trhliny šíří dál ve smíšeném módu I+II+III a použitý jednoduchý model přestává platit.

## 6. Závěr

Výsledky elastoplastické simulace růstu únavové trhliny s reálně zakřiveným čelem ve stěně CCP tělesa pomocí metody konečných prvků vedou k následujícím hlavním závěrům:

1. Při absenci vlivu zavírání trhliny a různé úrovně stísnění deformace je mechanika cyklické deformace na čele trhliny řízena rozkmitem faktoru intenzity napětí  $\Delta K$ .
2. V obecném případě průběh  $\Delta K$  a dokonce ani  $\Delta K_{eff}$  podél zakřiveného čela trhliny nestačí k predikci jeho pohybu. Ten závisí i na průběhu stísnění deformace (charakteru napjatosti), který by mohl být charakterizován průběhem vhodného parametru pole triaxiality napětí.
3. Plastický deformační a napěťový cyklus podél reálně zakřiveného čela trhliny odpovídá na rozdíl od čela přímého vžitě představeně. Ve velmi tenké povrchové vrstvě je kvalitativně podobný plastickému cyklu při rovinné napjatosti a ve zbytku čela souhlasí velmi dobře s plastickým řešením za předpokladu rovinné deformace.
4. Užívané kritické lomové parametry pro lokální nízkocyklovou únavu materiálu na čele únavové trhliny nejsou obecně ani při stejném módu porušování konstantní pro celé čelo, ale závisí na lokálním stísnění deformace.
5. Iniciace smykového okraje na kraji čela může souviset s tím, že přibližně v rovině smykového okraje zde působí vůbec největší smykové napětí z okolí celého čela.

## 7. Poděkování

Tato práce vznikla za podpory grantu Grantové Agentury ČR č. 101/03/0331: „Simulace šíření únavových trhlin ve složitých provozních podmínkách metodou konečných prvků“.

## 8. Literatura

- Oliva, V., Cséplö, L., Materna, A., Bláhová, L. (1997) FEM simulation of fatigue crack growth, *Materials Sci & Engineering*, A234-236, pp. 517-520
- Oliva, V., Materna, A. & Michlík, P. (2001) Three-dimensional FEM model of the fatigue crack growth in a thick specimen, in: *Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Materials Structure & Micromechanics of Fracture*, Inst. of Physical and Mater. Engng, Brno University of Technology, Brno, pp. 368-378
- Oliva, V. & Materna, A. (2000) 3-D simulations of fatigue crack growth in: *Proc. Int. Conf. Engineering Mechanics 2000*, (J. Náprstek and J. Minster eds), *Institute of Solid Mechanics*, Brno University of Technology, Brno, pp. 13-18
- Balášová, M., Beránková, I. & Pánek, M. (1998) Charakteristiky šíření únavové trhliny v MT tělesech tloušťky 6 mm, vyrobených z leteckého konstrukčního materiálu 2024-T42. *Zkušební zpráva Z-3669/98*, VZLÚ, Praha-Letňany
- Kunz, J. (2001) Vliv smykových okrajů na rychlost šíření únavové trhliny, in: *VII. celoštát. konf. Degradácia vlastností konštrukčných materiálů únavou*, Strojnícka fakulta ŽU, Žilina-Rajecké Teplice, pp. 91-96