



## KINETICS OF FATIGUE CRACK GROWTH IN EUROFER 97 STEEL

T. Kruml\*, P. Hutař, L. Náhlík, S. Seitl, J. Polák

**Summary:** *The fatigue crack growth rate in the Eurofer 97 steel was measured by two different methodologies. Small crack growth data were obtained using cylindrical specimens with a shallow notch. No artificial crack starters were used. The growth of semicircular cracks of length between 10 – 2000  $\mu\text{m}$  were measured in symmetrical tension-compression cycling with constant strain amplitude ( $R_\varepsilon = -1$ ). Long crack data were measured using standard CT specimen and ASTM methodology in stress control with  $R = 0.1$ . The growth of fatigue cracks with length in the range of 10 – 30 mm was determined. It is shown that the crack growth rate of both types of cracks are in a very good agreement if J-integral representation is used and reasonable assumptions of the crack closure effects are taken into account.*

### 1. Úvod

Jeden z problémů při studiu únavy materiálů a materiálového výzkumu vůbec je otázka přenositelnosti výsledků naměřených v zjednodušených podmínkách na laboratorních vzorcích na reálné struktury. Podle normy ASTM [1] se kinetika šíření únavových trhlin měří na CT tělesech. Délka trhliny se při těchto měřeních pohybuje v řádu desítek milimetrů což je pro většinu aplikací netolerovatelná délka. Měření probíhají za podmínek, kdy plastická zóna na špičce trhliny je zanedbatelně malá; ani tato podmínka není u reálných struktur namáhaných nízkocyklovou únavou zaručena.

Je známo, že rychlosti růstu krátkých únavových trhlin jsou při stejném rozkmitu faktoru intenzity napětí  $\Delta K_I$  obecně vyšší než v případě dlouhých trhlin [2][3]. To může vést k nadhodnocenému odhadu zbytkové životnosti součásti s krátkou trhlínou, pokud se při výpočtu předpokládá rychlost růstu naměřená podle normy ASTM [1], vyjádřená nejčastěji Parisovým-Erdoganovým vztahem (1), [4]:

$$da / dN = C(\Delta K_I)^m \quad (1)$$

Důvody rozdílů v kinetice šíření krátkých a dlouhých únavových trhlin byly opakovaně diskutovány. Navrhované argumenty lze rozdělit do tří skupin: i) jevy spojené se zavíráním trhlin; ii) rozdíly v homogenitě a izotropii materiálu podél čela dlouhé a krátké trhliny, iii) vliv plastické zóny v okolí čela trhliny [2].

V této práci byly měřeny a srovnány rychlosti šíření dlouhých a krátkých únavových trhlin pomocí dvou odlišných experimentálních technik.

\* Tomáš Kruml: Ústav fyziky materiálů, Akademie věd České republiky, Žitkova 22, 61662 Brno, tel.: +420.532 290 379, fax: +420.541 218 657; e-mail: kruml@ipm.cz

## 2. Popis experimentu

### 2.1. Experimentální materiál

Materiálem byla temperovaná feriticko-martensitická ocel Eurofer 97. Její mikrostruktura a vlastnosti jsou podobné ocelím typu P91 nebo T91. Tato ocel je hlavním kandidátem na strukturní součásti budoucích reaktorů uskutečňujících jadernou fúzi. Při slučování jader deuteria a tritia bude docházet k intenzivnímu ozařování okolního materiálu neutrony; odhaduje se, že materiál bude ozářen dávkami v řádu stovek dpa (displacement per atom). V materiálu bude proto docházet k občasnému rozštěpení prvků na izotopy s nižším protonovým číslem. Proto je snahou vyhnout se v chemickém složení prvkům jako je Ni, Nb a Mo, které mohou vytvářet v podmínkách ozařování neutrony radioaktivní izotopy s dlouhou dobou rozpadu. V tabulce 1 je uvedeno základní chemické složení několika feriticko-martensitických ocelí. Oceli P91, T91 a DIN 1.4914 se používají v energetice. Další tři typy ocelí uvedených v tabulce 1 byly speciálně vyvinuty pro fúzní energetiku; používá se pro ně označení RAFM (reduced activation ferritic-martensitic steels, feriticko-martensitické oceli s omezenou aktivací). Všechny tři mají obdobný vysoký obsah chromu, a jsou legovány dalšími prvky jako W, V a Ta. Varianta JLF-1 byla vyrobena v Japonsku [5], F82H je starší evropská varianta a Eurofer 97 poslední evropská varianta RAFM ocelí [6]. Rozdíl mezi F82H a Euroferem leží ve zvýšeném obsahu Ta, který redukuje velikost původního austenitického zrna (90  $\mu\text{m}$  u F82H a 10-15  $\mu\text{m}$  u Eurofer 97) a zjemňuje tím mikrostrukturu. Existuje také varianta oceli Eurofer ODS s přidáním 0.3 hm.% jemné disperse oxidů yttria  $\text{Y}_2\text{O}_3$  [7]. V tabulce 2 je pak detailní chemické složení oceli Eurofer 97 použité v této studii.

Tabulka 1. Srovnání chemického složení (hm. %) feriticko-martensitických ocelí.

	Cr	Mo	W	Nb	Ni	Ta
P 91	9	1	-	0.07	0.3	-
T 91	9	1	-	0.06	0.2	-
DIN 1.4914	11	1	-	0.16	1	-
JLF-1	9	-	2	-	-	0.08
F82H	8	-	2	-	-	0.03
Eurofer 97	9	-	1	-	-	0.14

Tabulka 2. Chemické složení (hm. %) oceli Eurofer 97.

C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Mo	V	Ta	W
0.110	0.031	0.55	0.001 0	0.001	0.013	8.95	0.005	0.202	0.120	1.06

Ti	Cu	Nb	Al	N <sub>2</sub>	B	Co	As+Sn+ Sb+Zr	O <sub>2</sub>
0.001	0.005	0.005	0.009	0.022	0.0009	0.004	0.009	0.0007

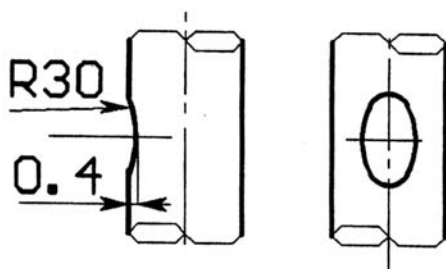
Materiál byl vyroben firmou Böhler Edelstahl. Tepelné zpracování materiálu bylo následující: austenitizace na  $980\text{ }^{\circ}\text{C}$  po dobu 31 min následovaná chlazením na vzduchu, temperováním po dobu 90 minuta na teplotě  $760\text{ }^{\circ}\text{C}$  a ochlazení na vzduchu.

Mikrostruktura studované oceli byla popsána podrobně např. v [8]. V primárních austenitických zrnech se během ochlazení vytvořily pakety martenzitických jehlic o šířce cca  $0.7\text{ }\mu\text{m}$ . Průměrná velikost paketů byla odhadnuta na  $5\text{--}8\text{ }\mu\text{m}$ , v jednom austenitickém zrnu tedy typicky vznikly jen 2-3 pakety. Během temperování došlo k rozpadu martenzitických jehlic na přibližně rovnoosá subzrna o průměru daném velikostí jehlic, tedy zhruba  $0.7\text{ }\mu\text{m}$ . Vzájemná rozorientace subzrn byla v řádu několika stupňů, často i méně než 1 stupeň. Vysokohlávové hranice byly vytvořeny na místech hranic původních austenitických zrn a mezi pakety. V materiálu byly přítomny dva typy karbidických částic. Největší karbidy o velikosti do  $300\text{ }\mu\text{m}$  se nacházely na hranicích původních austenitických zrn.

## 2.2 Měření kinetiky šíření krátkých trhlin

Únavové zkoušky probíhaly s použitím servohydraulického stroje MTS 880 řízeném elektronikou FlexTest v režimu tah-tlak. Amplituda celkové deformace byla konstantní během experimentu a byl zvolen symetrický cyklus ( $R_{\epsilon} = -1$ ).

Byly použity válcové vzorky o průměru 8 mm. Ve střední části měrné délky byl vybroušen mělký vrub, který byl následně pečlivě mechanicky a elektrolyticky vyleštěn (obr. 1). Koncentrace napětí v tomto vrubu je natolik nízká, že téměř neovlivní únavovou životnost materiálu, nicméně zajistí, aby únavové trhliny nukleovaly v oblasti tohoto vrubu. Únavové zkoušky byly pravidelně přerušovány a oblast vrubu byla pozorována a systematicky snímkována pomocí světelného mikroskopu s dlouhou ohniskovou délkou připevněným ke konstrukci stroje. Nepravidelně byly vzorky také vyjmuty z čelistí stroje a pozorovány v rastrovacím elektronovém mikroskopu Jeol 6460. Délka trhliny  $a$  byla definována jako polovina povrchové délky trhliny promítnuté do kolmého směru k ose zatěžování.

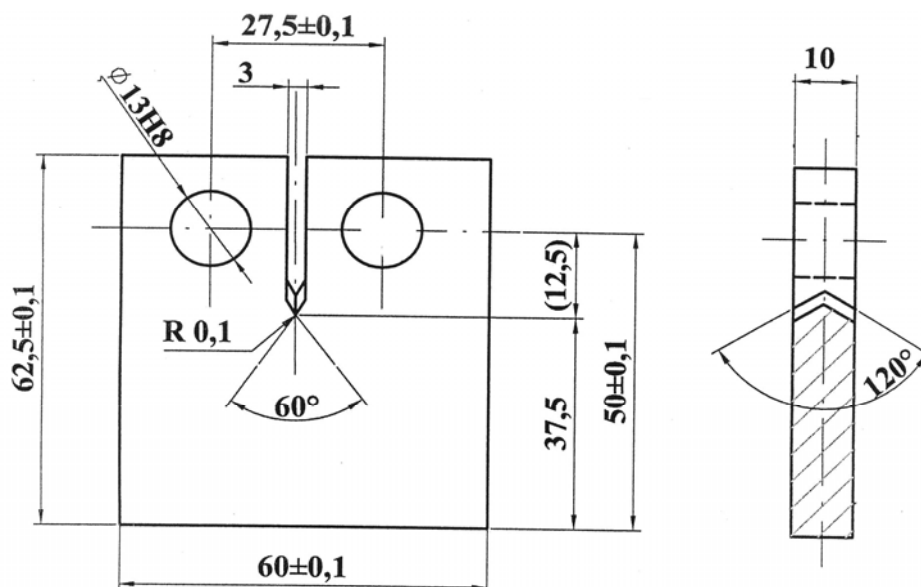


Obrázek 1. Mělký vrub použitý pro sledování krátkých trhlin.

## 2.3 Měření kinetiky šíření dlouhých trhlin

CT vzorky o rozměrech a geometrii uvedené na obr. 2 byly použity pro měření kinetiky šíření dlouhých trhlin. Střední část obou povrchů vzorků byla vyleštěna pro usnadnění pozorování trhliny. Zatěžování bylo provedeno na rezonančním pulzátoru Amsler 20 kN při řízení síly a při poměru napětí  $R = \sigma_{\min}/\sigma_{\max} = 0.1$ . Postupným snižováním napětí byla rychlost šíření trhliny snížena až do řádu  $10^{-8}$  mm/cykus. Rychlost šíření trhliny byla měřena při cyklování s

konstantní amplitudou síly. Délka trhliny byla měřena na obou stranách vzorku s použitím světelných mikroskopů vybavených CCD kamerami. Přesnost měření délky trhliny byla přibližně 0,01 mm. Průměrná hodnota délky trhliny z obou měření byla použita pro výpočet rychlosti šíření. Typické měřené délky trhlin se pohybovaly mezi 10 – 30 mm.



Obrázek 2. CT vzorek pro měření kinetiky šíření dlouhých únavových trhlin.

### 3. Výsledky

#### 3.1 Kinetika šíření krátkých trhlin

Pozorování povrchu mělkého vrubu ukázalo, že místem iniciace únavových trhlin jsou povrchové skluzové pásy (persistent slip markings, PSM). Ve sledované oblasti byla vždy pozorována iniciace většího množství krátkých trhlin. Jejich růst je proto ovlivňován i vzájemným působením trhlin a jejich spojováním. Příklad šíření trhliny která vedla k lomu vzorku cyklovaném  $\varepsilon_a = 0.18\%$  je uveden na obr. 3. 39 experimentálních bodů závislosti  $a(N)$  odpovídá 39 přerušením cyklování a nasnímkování celé centrální oblasti vrubu. Na obr. 3 je zřejmé počáteční stádium pomalého růstu, zrychlování rychlosti růstu při prodlužování délky trhliny a 4 skoková prodloužení trhliny, která jsou důsledkem spojování dvou trhlin v jedinou. Polák se spolupracovníky na stejném typu vzorku ukázal pro několik materiálů, že závislost na obr. 3 lze dobře aproximovat exponenciálou [9][10][11], tedy lze psát:

$$a = a_i \cdot e^{k_g \cdot N} \quad (2)$$

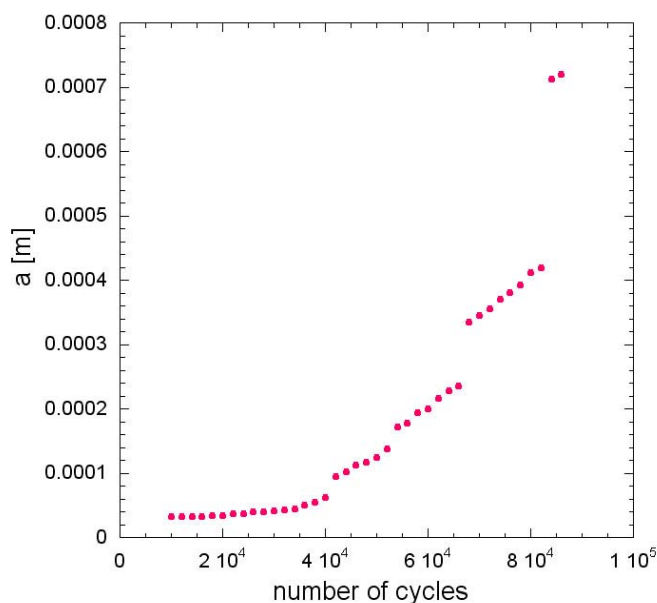
kde  $k_g$  je koeficient růstu trhliny (crack growth coefficient) a  $a_i$  průsečík nafilované exponenciály s osou  $y$ . Derivací podle  $N$  lze snadno ukázat, že v tom případě je rychlost růstu trhliny přímo úměrná její délce:

$$da / dN = a_i \cdot k_g \cdot e^{k_g \cdot N} = k_g \cdot a \quad (3)$$

Dále, pokud je uvažován Parisův-Erdoganův vztah [4] např. ve tvaru (1) a pro popis kinetiky růstu krátkých trhlin je použit rozkmit faktor intenzity napětí  $\Delta K_I$  podle vzorce pro polokruhovou trhlinu [12]:

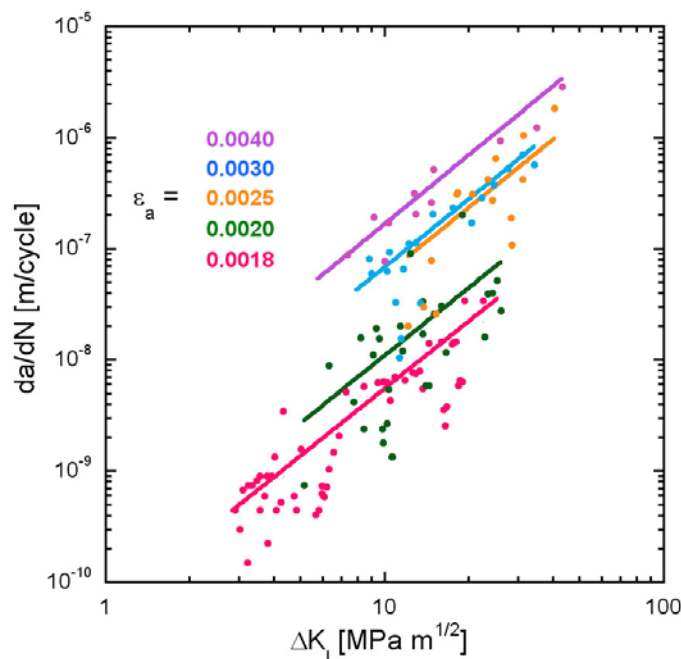
$$\Delta K_I = 1.12 \frac{2}{\pi} \Delta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (4)$$

Ize dosazením rovnice (4) do (1) a srovnáním (1) a (3) odvodit, že exponenciální závislost  $a$  na  $N$  implikuje hodnotu exponentu  $m$  v Parisově-Erdoganově vztahu rovnu dvěma.



Obrázek 3. Naměřená závislost povrchové délky trhliny  $a$  (definované v části 2.2) na počtu cyklů pro vzorek cyklovaný s konstantní  $\varepsilon_a = 0.18\%$ .

Derivací experimentálních dat z obr. 3 a výpočtem  $\Delta K_I$  podle (3) je možné sestavit graf závislosti  $da/dN$  ( $\Delta K_I$ ). Problémem je technika derivace experimentálních dat, kdy prostý výpočet sklonu mezi dvěma sousedními body vede ke značnému rozptylu dat, zejména v okamžicích spojování dvou trhlin a skokovému nárůstu  $a$  (viz. obr. 3). Připustíme-li platnost rovnice (2), je také možné nejprve nafitovat na experimentální data exponenciálu a provést derivaci analyticky. Na obr. 4 je vynesena zmíněná závislost pro 5 různých amplitud celkové deformace  $\varepsilon_a$ . Pro každou úroveň cyklování jsou vynesena data  $da/dN$  vypočtená jako sklon spojnice dvou sousedních bodů a také jako nafitovaná mocninná závislost s  $m = 2$ . Jakákoli vyhlazovací procedura použitá při výpočtu  $da/dN$  by vedla k hodnotám mezi těmito dvěma extrémními přístupy. Je evidentní, že pro stejné  $\Delta K_I$  rychlost šíření trhliny narůstá s rostoucí  $\varepsilon_a$  a že tedy  $\Delta K_I$  nepostačuje jako parametr charakterizující rychlost šíření trhliny ve studovaném materiálu. Znamená to tedy, že podmínka zanedbatelné velikosti plastické zóny na špičce trhliny (small scale yielding, SSY), při které lze použít koncept  $\Delta K_I$ , není pro všechny krátké trhliny splněna.



Obrázek 4. Rychlosti šíření krátkých trhlin v závislosti na  $\Delta K_I$ .

Jako vhodnější charakteristika než napět'ový přístup využívající  $\Delta K_I$  pro rychlost šíření krátkých trhlin se nabízí energie potřebná pro šíření trhliny včetně energie nutné k vytvoření plastické zóny na špici trhliny, tedy koncepce J-integrálu. Rozkmit elastické části J-integrálu  $\Delta J_{el}$  je v přímé relaci s  $\Delta K_I$  :

$$\Delta J = \Delta J_{el} + \Delta J_{pl} = (\Delta K_I)^2/E + \Delta J_{pl} \quad (5)$$

Výpočet plastické části J-integrálu  $\Delta J_{pl}$  je obtížnější. Shih a Hutchinson [13] uvedli výpočet pro centrální trhlínu v nekonečně velké desce. Nedávno Findley et al. [14] publikovali výpočet pomocí metody konečných prvků pro polokruhovou trhlínu ve válcovém vzorku, tedy geometrii která je blízká podmínkám v této práci.

$$\Delta J_{pl} = \Delta \varepsilon_p \Delta \sigma a \left( \frac{\pi d^2}{4 A_{lig}} \right)^{m'+1} \frac{\sigma_{0c}}{\alpha' E} F_1 F_e \quad (6)$$

Jejich výpočet obsahuje jednak materiálové parametry podle Rambergovy-Osgoodovy rovnice (7), jednak korekční faktory  $F_1$  a  $F_e$ , které samotné také závisí na  $m'$ . V rovnici (6) je  $d$  průměr válcového vzorku,  $A_{lig}$  je zbytkový průřez vzorku bez části s trhlínou,  $E$  je Youngův modul. Rambergova-Osgoodova rovnice byla použita ve tvaru:

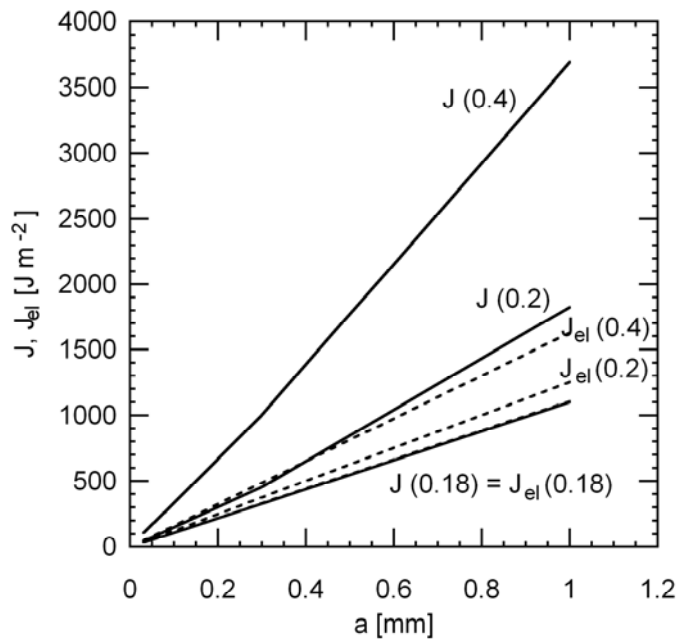
$$\Delta\varepsilon = \Delta\sigma / E + 2\alpha' \left( \frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{0c}} \right)^{m'} \quad (7)$$

kde  $\alpha'$  a  $m'$  jsou materiálové parametry,  $\sigma_{0c}$  je cyklická mez kluzu. Pro daný materiál přinesla regresní analýza dat únavových zkoušek tyto výsledky:

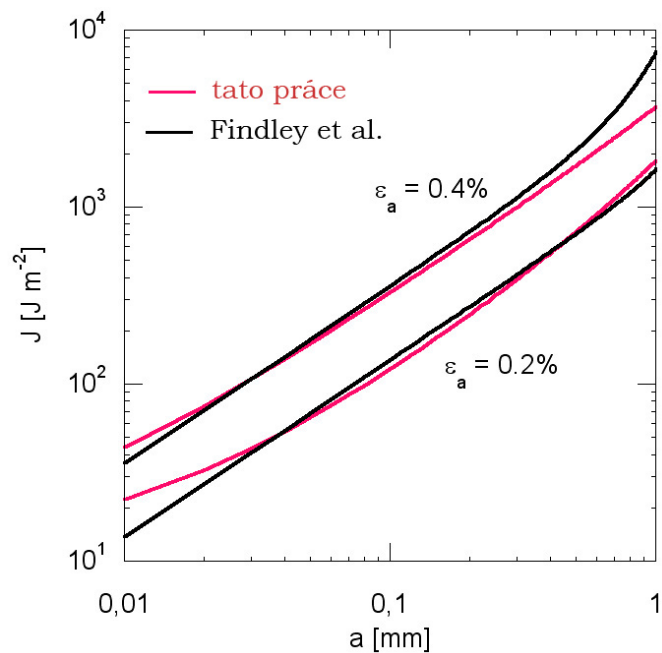
$$\sigma_{0c} = 400 \text{ MPa}; \alpha' = 0.000183; m' = 15.58$$

Korekční faktory  $F_1$  a  $F_e$  ve výpočtu  $\Delta J_{pl}$  nejsou v práci [14] uvedeny pro  $m'$  blízké naměřené hodnotě a proto lze výpočet (6) použít jen s jistou mírou nejistoty. Jako nejlepší kompromis byly zvoleny hodnoty  $F_1 = 0.23$  a  $F_e = 1$ .

Z důvodu jisté neurčitosti ve faktorech  $F_1$  a  $F_e$  byla plastická část J-integrálu vypočtena přímo pro daný vzorek včetně mělkého vrubu metodou konečných prvků. Výsledky jsou uvedeny na obr. 5. Je z něj vidět, že pro  $\varepsilon=0.18\%$  je J-integrál tvořen prakticky pouze svou elastickou složkou. Pro  $\varepsilon=0.20\%$  je plastická část J-integrálu malá avšak pro  $\varepsilon=0.40\%$  tvoří většinu celkové velikosti J-integrálu. Na obrázku 6 je uvedeno srovnání výpočtu J-integrálu provedeného autory a výpočtu dle rovnice (6). Je vidět, že oba výsledky se dobře shodují pro  $a$  kolem 0.1 mm, ale mírně se liší pro nejkratší a nejdelší detekovatelné krátké trhliny.

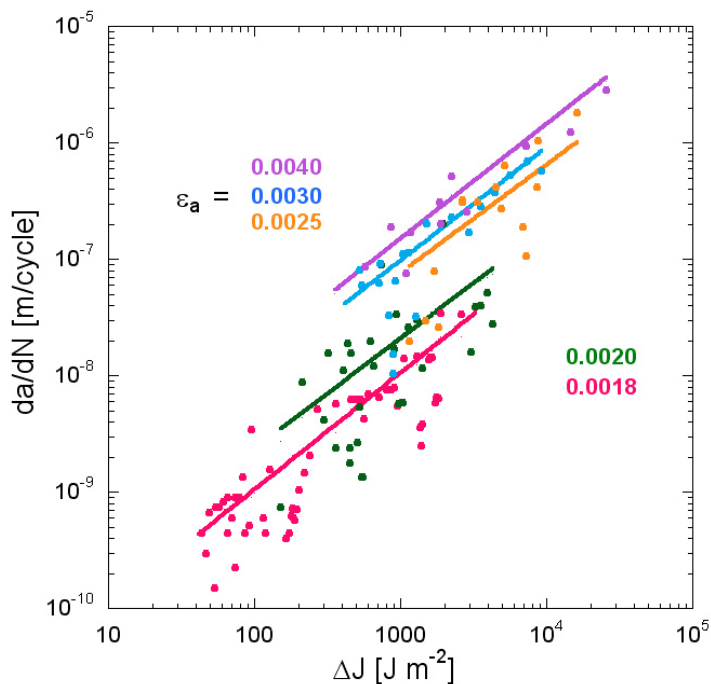


Obrázek 5. Celková hodnota J-integrálu a jeho elastická část pro deformace 0.18, 0.20 a 0.40% v závislosti na délce trhliny.



Obrázek 6. Srovnání výpočtu J-integrálu v této práci a z literatury [14].  
Rozsah  $a < 0.01 - 1 >$  mm odpovídá měřeným délkám krátkých trhlin.

Celková velikost rozkmitu J-integrálu  $\Delta J$  byla vypočtena na základě modelu vytvořeného pro tuto studii, jehož výsledky jsou částečně uvedeny na obr. 5. Údaje o rychlostech šíření krátkých trhlin uvedené na obr. 4 byly vyneseny tentokrát v závislosti na  $\Delta J$  na obr. 7.



Obrázek 7. Rychlosti šíření krátkých trhlin v závislosti na  $\Delta J$ .



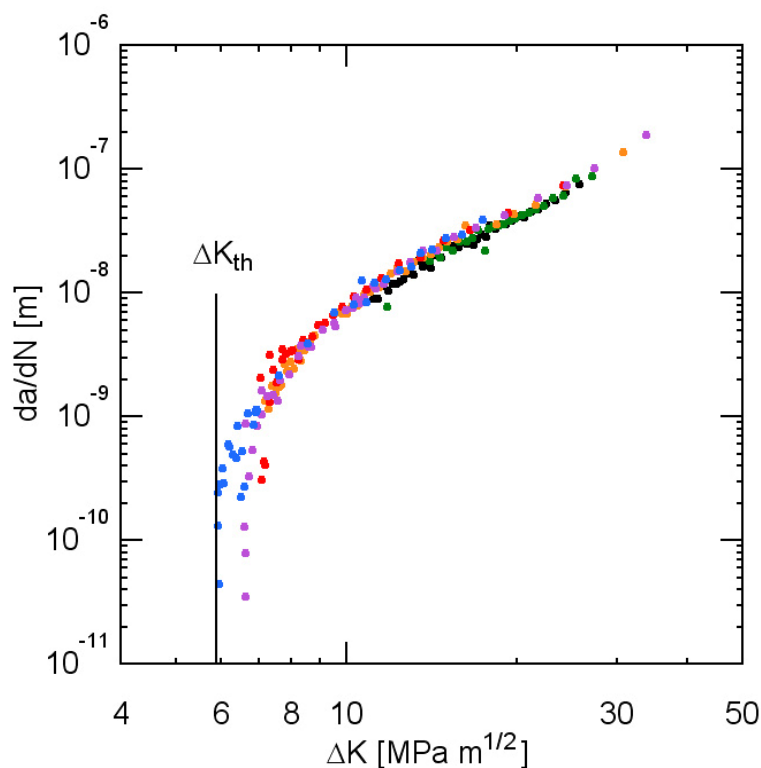
Na obrázku 7 lze vidět zejména: i) rozdíly mezi rychlostí šíření únavové trhliny se stejným  $\Delta J$  pro různé úrovně zatěžování jsou menší než při reprezentaci pomocí faktoru intezity napětí (obr. 4), nicméně existují; ii) zdá se, že všechny trhliny s výraznou plastickou zónou před čelem trhliny ( $\epsilon_a > 0.2\%$ ) mají obdobnou kinetiku šíření v závislosti na  $\Delta J$ . Trhliny, u kterých je plastická zóna před špicí trhliny malá, se šíří pomaleji při stejném  $\Delta J$ .

Toto pozorování ukazuje, že charakterizace podmínek na špicí trhliny pomocí  $\Delta J$  je fyzikálně správnější než použití  $\Delta K_I$ , avšak nedostačuje k vysvětlení rozdílů mezi rychlostí šíření krátkých trhlín při různých úrovních cyklické deformace.

V dalších kapitolách budou srovnány dosud uvedené výsledky s měřením kinetiky růstu dlouhých trhlín a poté budou experimentální data opravena o korekci na jev zavírání trhliny.

### 3.2. Kinetika šíření dlouhých trhlín

Experimentální data získaná z měření podle ASTM normy na šesti CT tělesech jsou vynesena na obr. 8. V oblasti platnosti Parisova-Erdoganova zákona se všechna data velmi dobře překrývají. V oblasti prahové hodnoty šíření únavové trhliny  $\Delta K_{th}$  se data měřená na různých vzorcích mírně rozcházejí; jako prahová hodnota byla určena minimální hodnota  $\Delta K_{th}$  při které byl ještě zaznamenán růst trhliny, tedy  $5.9 \text{ MPa m}^{1/2}$ . Parisův-Erdoganův vztah ve tvaru (1) je dobře splněn v centrální části této závislosti, kterou lze v logaritmických osách na obr. 8 považovat za přímkovou. Materiálové parametry rovnice (1) byly určeny jako  $C = 2.271 \times 10^{-11} \text{ m/cyklus}$  and  $m = 2.534$ .

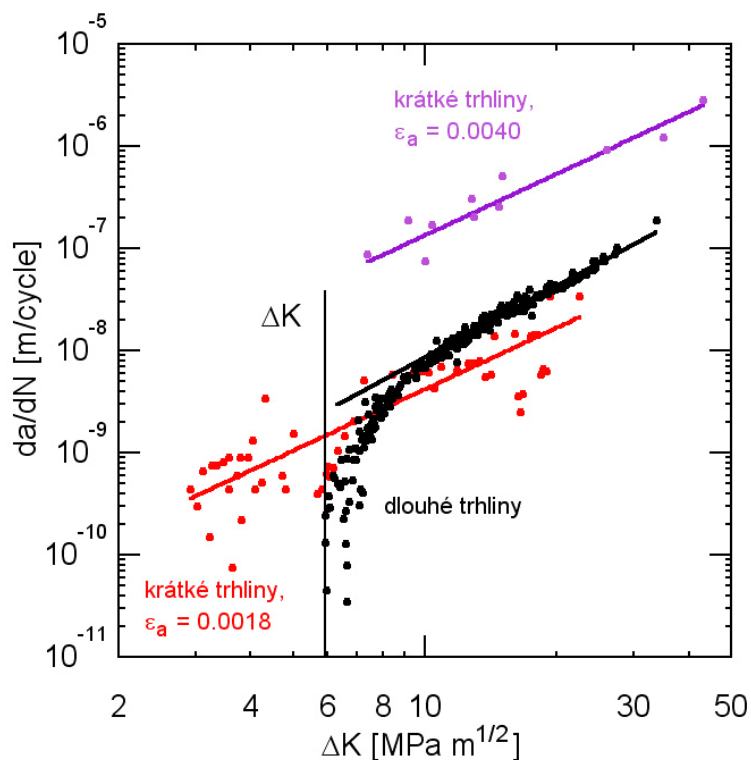


Obrázek 8. Kinetika šíření dlouhých trhlín měřených na 6 CT tělesech.

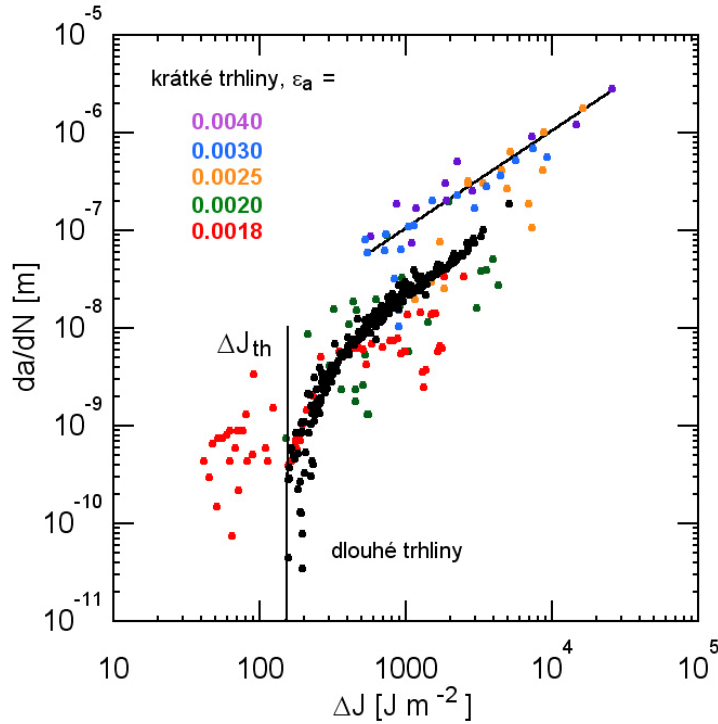
#### 4. Srovnání kinetiky šíření dlouhých a krátkých únavových trhlin

Nejprve jsou srovnány rychlosti šíření dlouhých a krátkých trhlin v závislosti na rozkmitu faktoru intenzity napětí (obr. 9). Kinetika krátkých trhlin, u kterých je plastická zóna na špičce trhliny zanedbatelná a je tedy v platnosti podmínka SSY, souhlasí velmi dobře s rychlostí růstu dlouhých trhlin. Průměrná rychlost krátkých trhlin je při stejném  $\Delta K_I$  o něco nižší než v případě dlouhé trhliny, což lze přičíst výraznému rozdílu ve středním napětí během únavových zkoušek (symetrický cyklus pro krátké trhliny a  $R = 0.1$  pro dlouhé trhliny). Krátké trhliny ve vzorku cyklovaném s  $\varepsilon_a = 0.4\%$  rostou asi o řád rychleji při stejném  $\Delta K_I$ , než trhliny dlouhé. Nebezpečí tohoto jevu je evidentní: pokud je identifikována únavová trhlina o délce kolem 1 mm, která např. díky vrubovému účinku roste tak, že na její špičce neplatí podmínka SSY, a je předpokládán její růst podle Parisova-Erdoganova zákona naměřeného na CT tělesech podle normy ASTM, je očekávaná rychlost jejího růstu o řád pomalejší než bude její skutečná rychlost šíření.

Situace je o něco vylepšena při použití J-integrálu (obr. 10). Rozdíl mezi rychlostí šíření dlouhých a krátkých trhlin je zanedbatelný pro krátké trhliny rostoucí v podmínce SSY a menší než na obr. 9 pro krátké trhliny s výraznou plastickou zónou na čele trhliny.



Obrázek 9. Srovnání kinetiky šíření dlouhých a krátkých trhlin v závislosti na  $\Delta K_I$ .



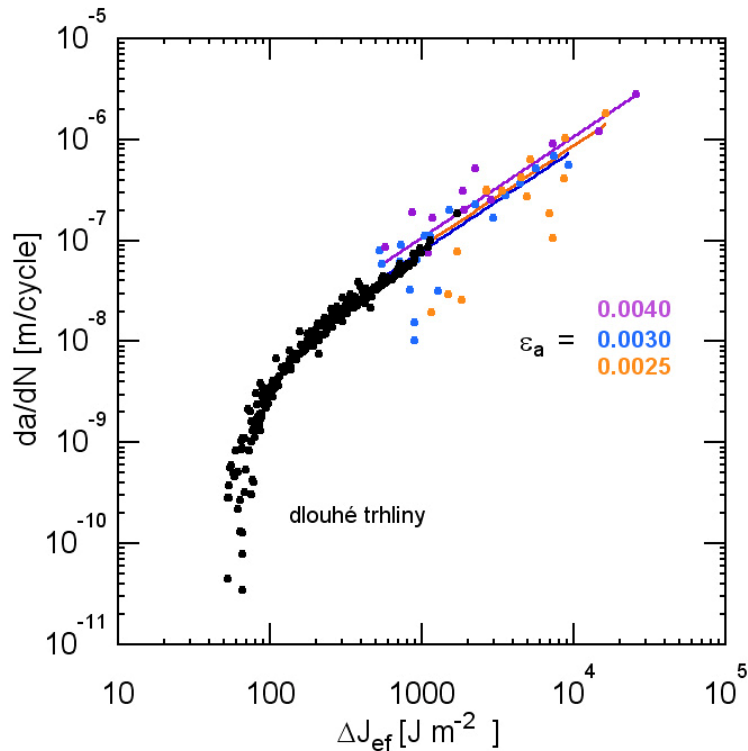
Obrázek 10. Srovnání kinetiky šíření dlouhých a krátkých trhlin v závislosti na  $\Delta J$ .

Je tedy zřejmé, že existence plastické zóny na čele krátké trhliny způsobuje její rychlejší růst ve srovnání s trhlínami se zanedbatelnou plastickou zónou na čele trhliny. Jedno z možných vysvětlení se opírá o jev zavírání trhlin. Pokud se v části cyklu volné povrchy v blízkosti čela trhliny o sebe vzájemně opírají, napětí na špici trhliny prudce poklesne a trhlina přestane růst. V tom případě by její rychlost měla záviset nikoli na  $\Delta K_I$ , nýbrž na efektivní hodnotě rozkmitu faktoru intenzity napětí  $\Delta K_{Ief}$ . Tuto hodnotu lze vypočítat z rovnice (4), ve které místo  $\Delta\sigma$  je nutné použít  $\Delta\sigma_{ef} = \sigma_{max} - \sigma_{op}$ , kde  $\sigma_{max}$  je maximální hodnota napětí v jednom cyklu a  $\sigma_{op}$  je minimální napětí, při kterém je trhlina ještě zcela otevřena. V literatuře existují empirické vzorce pro výpočet  $\Delta K_{Ief}$ , např. Schijve [15] uvádí rovnici (8), která byla získána srovnáním dat v Parisově-Erdoganově oblasti pro dlouhé trhliny měřené s různým R:

$$\Delta K_{eff} = (0.55 + 0.3R + 0.12R^2) \cdot \Delta K \quad (8)$$

Protože Schijveho empirická rovnice (8) byla získána pro dlouhé trhliny rostoucí v podmínce SSY, můžeme z ní přímo vypočíst efektivní hodnotu rozkmitu J-integrálu  $\Delta J_{ef}$  (plastická část J-integrálu je zanedbatelná).

Podle Schijveho je tedy na data naměřená pro dlouhé únavové trhliny nutné aplikovat opravu na efekt zavírání trhliny podle (8). Tato oprava byla provedena na obr. 11 pro dlouhé trhliny. U krátkých trhlín s výraznou plastickou zónou na jejich špici lze rozumně předpokládat, že otupením čela trhliny díky plastické deformaci dojde k tomu, že trhlina je zcela otevřena po celý cyklus a tedy  $\Delta J_{ef} = \Delta J$ .



Obrázek 11. Rychlost růstu dlouhých únavových trhlin včetně opravy na jev zavírání trhliny a rychlost růstu krátkých únavových trhlin s výraznou plastickou zónou na čele bez této opravy.

Souhlas mezi takto zpracovanými daty získanými dvěma zcela odlišnými experimentálními postupy je velmi dobrý. Je tedy možné se domnívat, že hypotézy použité při konstrukci obr. 11 jsou blízké skutečnosti.

## 5. Shrnutí

- Kinetika šíření únavových trhlin byla měřena dvěma způsoby. Krátké únavové trhliny rostly v podmínkách symetrického cyklování ( $R_\epsilon = -1$ ), měly přibližně půlkruhový tvar a typické délky mezi 10-1000 mikrometry. Jejich růst byl ovlivňován vzájemným působením a spojováním s dalšími trhlinami. Růst dlouhých únavových trhlin byl sledován v CT tělesech cyklovaných s  $R = 0.1$ , trhliny měly uvnitř tělesa přibližně lineární čelo a typicky délky 10-30 mm.
- Výpočtem plastické části J-integrálu pomocí metody konečných prvků bylo ukázáno, že některé krátké únavové trhliny rostly s výraznou plastickou zónou na čele trhliny a že tedy popis rychlosti jejich šíření pomocí rozkmitu faktoru intenzity napětí není oprávněný.
- Rychlosti šíření únavových trhlin v závislosti na  $\Delta J$  se zhruba shodují pro dlouhé trhliny a ty z krátkých trhlin, které mají na svém čele jen malou plastickou zónu (rostou tedy v podmínce SSY). Krátké trhliny s výraznou plastickou zónou rostou podstatně rychleji při stejném  $\Delta J$ .
- Data pro všechny typy trhlin (dlouhé, krátké rostoucí v podmínce SSY, krátké s výraznou plastickou zónou na čele trhliny) lze sjednotit v jedinou závislost, pokud předpokládáme,

že u dlouhých a krátkých trhlin rostoucích v podmínce SSY dochází k uzavírání trhlin během cyklování, zatímco u krátkých trhlin s plasticitou otupeným čelem k uzavírání nedochází.

## Poděkování

Práce byla podporovaná granty GAČR 106/09/1954 a 101/09/0867, materiál poskytla organizace EFDA.

## Literatura

- [1] E 647-00, Standard Test Method for Measurement of Fatigue Crack Growth Rates, ASTM, (2001).
- [2] M.J. Caton, J.W. Jones, Boileau, J. M., Allison, J. E., The effect of solidification rate on the growth of small fatigue cracks in a cast 319-type aluminum alloy, Metallurgical and Materials Transaction A. 30A (1999) 3055-3068.
- [3] A. Shyam, J. Allison, J. Jones, A small fatigue crack growth relationship and its application to cast aluminum, Acta Materialia. 53 (2005) 1499-1509.
- [4] P. Paris, M. Gomez, W. Anderson, A rational analytic theory of fatigue, The Trend in Engineering. 13 (1961) 9-14.
- [5] A. Kimura, R. Kasada, A. Kohyama, H. Tanigawa, T. Hirose, K. Shiba, et al., Recent progress in US-Japan collaborative research on ferritic steels R&D, Journal of Nuclear Materials. 367-370 (2007) 60-67.
- [6] B. van der Schaaf, F. Tavassoli, C. Fazio, E. Rigal, E. Diegele, R. Lindau, et al., The development of EUROFER reduced activation steel, Fusion Engineering and Design. 69 (2003) 197-203.
- [7] R. Lindau, A. Möslang, M. Rieth, M. Klimiankou, E. Materna-Morris, A. Alamo, et al., Present development status of EUROFER and ODS-EUROFER for application in blanket concepts, Fusion Engineering and Design. 75-79 (2005) 989-996.
- [8] P. Marmy, T. Kruml, Low cycle fatigue of Eurofer 97, Journal of Nuclear Materials. 377 (2008) 52-58.
- [9] J. Polák, P. Zezulka, Short crack growth and fatigue life in austenitic-ferritic duplex stainless steel, Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures. 28 (2005) 923-935.
- [10] J. Polák, K. Obrtlík, A. Vasek, Short crack growth kinetics and fatigue life of materials, Materials Science and Engineering A. 234-236 (1997) 970-973.
- [11] J. Polák, Plastic strain-controlled short crack growth and fatigue life, International Journal of Fatigue. 27 1192-1201.
- [12] D. Broek, The practical use of fracture mechanics, Springer, 1989.
- [13] C. Shih, J. Hutchinson, Fully Plastic Solutions and Large Scale Yielding Estimates for Plane Stress Crack Problems, J. Engineering Materials and Technology. 98 (1976) 289-295.
- [14] K. Findley, S. Koh, A. Saxena, J-integral expressions for semi-elliptical cracks in round bars, International Journal of Fatigue. 29 (2007) 822-828.
- [15] J. Schijve, Fatigue of Structures and Materials, 1st ed., Springer, 2009.