

Přehledný referát

PEVNOST SKLA Z HLEDISKA LOMOVÉ MECHANIKY

MILAN VÍCH, VLADIMÍR NOVOTNÝ

Státní výzkumný ústav sklářský, Škroupova 957, 501 92 Hradec Králové

1. ÚVOD

Sklo má řadu předností před jinými materiály — průhlednost, odolnost proti působení chemikálií, vysoký elektrický odpor, dostatečnou tvrdost — lze jej používat při zvýšených teplotách ap. Jeho velkou nevýhodou je však relativně malá pevnost. Zatímco pevnost v tahu oceli se pohybuje v rozmezí od 300 do 1500 MPa a u speciálních druhů dosahuje až 3000 MPa, mají běžné sklářské výrobky průměrnou pevnost v tahu a v ohybu obvykle v rozmezí od 50 do 100 MPa, nejvýše do 150 MPa. K tomu přistupují další nevýhodné skutečnosti: značný rozptyl pevnosti jednotlivých vzorků či výrobků zdánlivě stejných i současně vyrobených, podstatné, až několikanásobné snížení pevnosti při poškození povrchu. Proto je dolní mez pevnosti (tj. namáhání, které skleněné výrobky vydrží s pravděpodobností 95 resp. 99 %) značně nižší než jejich průměrná pevnost, což ještě více zvýrazňuje, jak je v této oblasti sklo nevýhodně odlišné od tradičních konstrukčních materiálů.

Malá pevnost skla a nedostatečné znalosti o této důležité vlastnosti jsou v mnoha případech limitujícím činitelem dalšího rozšíření používání skleněných výrobků. Proto se v posledních letech věnuje studiu této závažné vlastnosti velká pozornost. V tomto článku jsme se pokusili podat přehled nejdůležitějších dosud dosažených poznatků.

2. TEORETICKÁ PEVNOST A PEVNOST DOSAHOVANÁ V PRAXI

Mírou pevnosti tuhých látek, tedy i skla, je napětí vyvolané vnějšími silami, při němž se materiál rozruší — zlomí, praskne nebo rozdrtí.

Sklo se při namáhání chová za normální teploty jako křehký materiál. To znamená, že se až do svého porušení deformuje pouze pružně (plastická deformace je na rozdíl od kovů zanedbatelná), pak náhle nastane křehký lom.

Křehkost skel souvisí s tím, že nejsou schopna plastické deformace při působení smykových napětí (pod transformačním intervalem). Nemožnost lokálních skluzů souvisí s velkým podílem směrových vazeb a s nemožností snadného vzájemného míjení iontů téhož znaménka.

Teoretická pevnost skla byla nejčastěji počítána z průběhu sil vzájemně poutajících atomů. Podle tohoto přístupu je teoretická pevnost skla napětí, které je třeba vyvinout k oddálení iontů skla od sebe do té míry, aby byly překonány jejich vazebné síly. Většinou se vychází z pevnosti vazeb Si—O. Takto byl pro teoretickou pevnost skla σ_{teor} odvozen (str. 454 [1]) vztah

$$\sigma_{\text{teor}} \approx \frac{E}{\pi}, \quad (1)$$

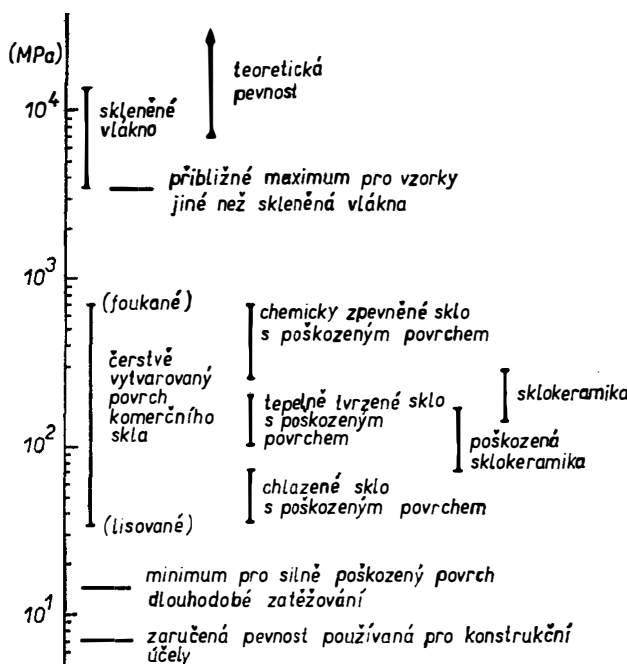
kde E je Youngův modul pružnosti.

Dosadíme-li do (1) hodnotu typickou pro sklo $E = 7 \cdot 10^4$ MPa, dostaneme $\sigma_{\text{teor}} = 2,2 \cdot 10^4$ MPa.

Orowan [2] při určování teoretické pevnosti vyšel z předpokladu, že práce, která je potřebná k prasknutí skla a vytvoření nového povrchu, je rovná práci potřebné k překonání meziatomových sil. To vede ke vztahu

$$\sigma_{\text{teor}} = \left(\frac{E\gamma}{a_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

kde γ je energie potřebná k vytvoření nového povrchu lomem, a_0 je meziatomová vzdálenost. Pro běžná sodnovápenatokřemičitá skla je průměrná hodnota $\gamma = 3 \text{ Jm}^{-2}$, $E = 1 \cdot 10^5$ MPa, $a_0 = 0,2 \text{ nm}$ (str. 101 [3]). Dosazením těchto hodnot do rovnice (2) dostaneme $\sigma_{\text{teor}} = 4 \cdot 10^4$ MPa.



Obr. 1. Pevnost skleněných výrobků a skelně krystalických materiálů [37,4].

Teoretická pevnost skla je tedy velmi vysoká. Avšak pevnost, kterou skutečně v praxi u skleněných výrobků dosahujeme, je pouze zlomkem teoretické hodnoty. Názorný přehled pevnosti skleněných výrobků je na obr. 1.

Teoretické pevnosti skla se blíží jedině pevnost skleněných vláken. Ostatní výrobky mají pevnost řádově $100\times$ až $1000\times$ menší než je pevnost teoretická.

Rozdíl mezi teoretickou a v praxi dosahovanou pevností skla vysvětluje Griffithova teorie a na ni navazující a dále ji rozvíjející lomová mechanika.

3. LOMOVÁ MECHANIKA

Lomová mechanika si klade za cíl popsat zákonitosti šíření trhlin tak, aby bylo možno předvídat jejich chování a zatěžovat tělesa za podmínek, kdy trhliny v nich existující dále neporostou. Ve své teoretické části vychází lomová mechanika z představy tělesa jako kontinua s trhlinou a snaží se zjistit účinek soustavy „vnější síly a napjaté těleso“ na šíření trhliny. Lomová mechanika se nezabývá otázkou nukleace trhin ani mikroskopickými mechanismy jejich šíření. Ve své experimentální části se snaží zjistit odpor materiálu proti šíření trhliny ze zkoušek na zkušebním vzorku s trhlinou za různých podmínek, např. při různých teplotách, v rozdílném prostředí apod. [5].

Metodu lomové mechaniky lze aplikovat na jakýkoli materiál, nejen na kovy, ale i na látky keramické a makromolekulární [38]. Není ani omezen a pouze na lom křehký; podobný postup je možno aplikovat i na nestabilní lomy tvárného charakteru a s jistými modifikacemi i na lomy probíhající stabilně, např. na únavové lomy.

Lom skla studuje tzv. lineární lomová mechanika, která vychází z předpokladu, že materiál se až do lomu řídí Hookovým zákonem a případná plastická deformace je omezena pouze na nejtěsnější okolí kořene trhliny.

V dalším pojednání se omezíme na křehký lom z hlediska lineární lomové mechaniky, který probíhá v případě lomu skla.

3.1. Křehký lom

Při zatěžování těles vnějšími silami dochází k pružné deformaci, plastické deformaci a k lomu.

Nejlépe pochopené jsou vlastnosti pružné. Jsou charakterizovány konstantami pružnosti, které je možno určit z průběhu meziatomových sil. Elastická deformace je mikroskopicky homogenní, mění se při ní vzdálenosti mezi všemi sousedními atomy.

Plastická deformace je proces mnohem složitější, je totiž způsobena poruchami struktury látky a jejich pohybem. Nejpodrobněji byla prozkoumána u látek krystalických, kde základním mechanismem plastické deformace je skluz, způsobený pohybem dislokací.

Lom je dělení tělesa na dvě nebo více části. Experimentálně bylo zjištěno, že lom nikdy neproběhne v celém průřezu najednou, ale šíří se z určitého místa; lom je tedy procesem vzniku a šíření trhliny. V tělese může vznikat velký počet zárodků trhliny, ale závěrečné dělení tělesa, tj. šíření trhliny, probíhá pouze podél jedné nebo několika ploch. Lom je tedy proces diskretní, rozložený v tělese velice nehomogenně, koncentrovaný na nejbližší okolí čela trhliny [5].

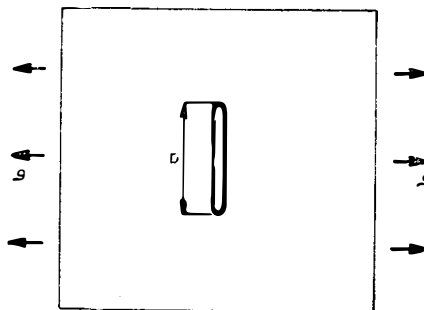
Dalším hlavním znakem křehkého lomu je jeho nestabilita, tj. náhlé a nekontrolovatelné šíření trhliny při dosažení určitého zatížení.

Již jsme uvedli, že lom je procesem vzniku trhliny a šíření trhliny. V krystalických materiálech s dislokacemi dochází při stoupajícím zatěžování nejprve k malé plastické deformaci, při které stoupá hustota dislokací. Při pokračujícím zatěžování dislokace se na místech změn struktury materiálu (hranice zrn, různé příměsi, vyloučené částice, apod.) hromadí, dochází ke koncentraci vnitřních napětí, které pak vedou ke vzniku mikrotrhlinek [5, 6]. Kromě uvedeného výkladu mechanismu nukleace trhin existuje řada dalších, a to jak pro krystalické, tak pro nekrystalické materiály, polymery apod. U skla vycházíme z předpokladu existence Griffithových

trhlinek před zatížením. Tyto submikroskopické trhlinky (rozměr je řádově desítky nm [1, 7]) vznikají na povrchu skla následkem tepelného a mechanického zpracování, nejsou tedy vlastní sklu jako materiálu, ale vznikají až dodatečně při jeho výrobě. U skla tedy dochází ke vzniku Griffithových trhlinek během jeho předchozího zpracování a při zatěžování jsou již zárodky trhlin ve vzorku obsaženy (apriorní povrchové trhlinky). Při zatěžování se sklo deformuje nejprve elasticky a při dosažení pevnosti v tahu (závislé na velikosti přítomných trhlinek) se náhle poruší křehkým lomem, vycházejícím z povrchu.

3.1.1. Šíření křehké trhliny

Výklad křehkého lomu z hlediska energetické bilance principiálně podal Griffith v roce 1920 [8]. Existuje-li v tělese zárodečná trhlina ● délce a (obr. 2) a působí-li kolmo k trhlině tahové napětí σ , bude se trhlina šířit, je-li $\sigma > \sigma_{GR}$, kde σ_{GR} se nazývá Griffithovo napětí.



Obr. 2. Trhlina v tělese zatěžovaném vnějšími silami; σ — tahové napětí, a — délka trhliny.

Velikost σ_{GR} je možno určit z požadavku, aby úbytek elastické energie tělesa a práce vykonané vnějšími silami při malém rozšíření trhliny stačily dodávat energii na vznik volných povrchů. Dostáváme tak vztah

$$\sigma_{GR} = \left(2\gamma \frac{E}{a} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

kde E je Youngův modul pružnosti, a je délka trhliny, γ je povrchová energie, která má pro většinu materiálů hodnotu řádově 1 J/m^2 .

Z tohoto vztahu vyplývá, že při dané délce trhliny a je kritérium stability trhliny

$$\sigma < \sigma_{GR} = \left(\frac{2\gamma E}{a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Takovýmto způsobem se při $\sigma > \sigma_{GR}$ šíří trhlina v materiálech zcela křehkých, bez schopnosti plastické deformace, např. ve skle nebo v zakalené oceli při nízkých teplotách. Mechanismem šíření trhliny u skla je porušování atomových vazeb na čele trhliny vlivem koncentrace napětí, které lokálně dosahuje hodnot teoretické pevnosti (cca E/π). V technických konstrukčních materiálech však dochází na čele trhliny k lokalizované plastické deformaci a k další absorpci energie, takže

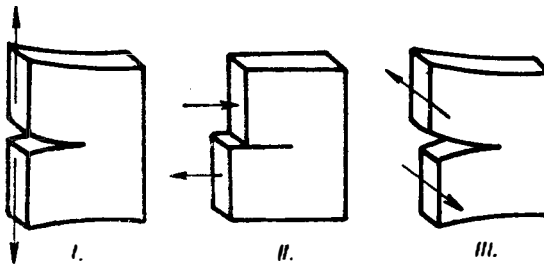
k vytvoření jednotky plochy trhliny je třeba efektivní energie $\gamma_{ef} \gg 2\gamma$ a trhlina o délce a se šíří až při větším napětí

$$\sigma_{GR} = \left(\gamma_{ef} \frac{E}{a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

3.1.2. Faktor intenzity napětí

Trhlina může být zatěžována a rozevírána třemi základními způsoby (obr. 3):

- I. tahovým napětím, kolmým k rovině trhliny;
- II. smykovým napětím, rovnoběžným s rovinou trhliny a kolmým k jejímu kraji;
- III. smykovým napětím, rovnoběžným s rovinou trhliny i jejím okrajem.



Obr. 3. Základní způsoby rozevírání trhliny [9].

Všechny ostatní případy zatěžování jsou kombinací těchto tří základních způsobů.

Nejdůležitější pro studium pevnosti skla je první případ zatěžování tahem, označovaný indexem I.

Trhliny působí jako koncentrátor napětí. Největší napětí je u kořene trhliny. Lokální napětí u kořene trhliny závisí na napětí v jejím okolí, na rozměru trhliny (přesněji na druhé odmocnině rozměru), na jejím tvaru a umístění v tělese a na rozměru zatěžovaného tělesa. K vystižení této skutečnosti byl zaveden parametr K_N , nazývaný *součinitelem (faktor) intenzity napětí*. Je definován [10] vztahem

$$K_N = \sigma Y a^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

kde N je způsob namáhání trhliny podle obr. 3 (I, resp. II či III), σ je napětí, kterým je trhlina zatěžována, a je rozměr trhliny, Y je součinitel (faktor), závislý na tvaru trhliny, na jejím umístění v tělese a na rozměru tělesa: pro trhlínu ve středu tenké nekonečné desky, procházející napříč celou tloušťkou této desky a zatížené tahovým napětím kolmým k rovině trhliny je $Y = \pi^{\frac{1}{2}}$.

Ze vztahu (6) je zřejmé, že stejné hodnoty součinitele intenzity napětí, a tedy i stejné napětí u kořene trhliny, lze dosáhnout při různých kombinacích zatěžujícího napětí a hloubky trhliny. Můžeme např. při zmenšování hloubky trhliny odpovídajícím způsobem zvětšit napětí, které ji zatěžuje, aniž by se zvětšil součinitel intenzity napětí, a tedy i lokální napětí u kořene trhliny.

Lineární lomová mechanika předpokládá, že pro každý materiál existuje kritická hodnota K_{Ic} součinitele intenzity napětí, pro niž platí, že při $K_I < K_{Ic}$ je trhlina stabilní, nešíří se a bude se šířit teprve při $K_I > K_{Ic}$ [5, 11]. Hodnoty K_{Ic} jsou materiálové konstanty, které pro různé typy skla uvádí např. Chermant a ost. [12]. Parametr K_{Ic} se nazývá též *lomová houževnatost* (*fracture toughness*).

Dalším parametrem, užívaným v lineární lomové mechanice, je *hnací síla trhliny* G .

Veličinu G můžeme chápat jako sílu působící na čele trhliny, která vykonává práci při posunu čela [5]. Hnací síla trhliny je definována vztahem

$$G_N = -\partial W_c / \partial a, \quad (7)$$

kde N je způsob namáhání trhliny podle obr. 3 (I, resp. II či III), W_c je celková mechanická energie soustavy, a je délka trhliny.

Veličina G má i druhý význam: je rovna energii, kterou mechanická soustava + + vnější síly uvolní, když se plocha trhliny zvětší o jednotku plochy. Nazývá se proto též *měrná uvolňovaná energie* [5] nebo *rychlost uvolňování elastické energie* (*strain energy release rate*) [13, 14]. Má rozměr $J \cdot m^{-2}$.

Přímý výpočet G_N z definice (7) je obtížný, ukážeme proto vztah hnací síly trhliny G_N k součiniteli intenzity napětí K_N . Z odvození, které uvádí např. [5], vyplývá, že pro případ rovinné deformace (tj. pro případ, kdy deformace kolmá k dané rovině je nulová) platí vztah

$$G_N = \frac{K_N^2}{E} (1 - \mu^2), \quad (8)$$

kde μ je Poissonovo číslo a pro případ rovinné napjatosti (tj. pro případ, kdy napětí kolmé k dané rovině je nulové) platí výraz

$$G_N = \frac{K_N^2}{E}. \quad (9)$$

Jestliže např. uvažujeme případ I a nekonečné těleso, pro které K_I z (6) má tvar $K_I = \sigma (\pi a)^{\frac{1}{2}}$, dostaneme použitím výrazu (8) pro případ rovinné deformace vztáh

$$\sigma = \left(\frac{1}{\pi (1 - \mu^2)} \cdot \frac{EG_I}{a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Podmínky stability trhliny možno obecně definovat výrazem

$$G_N < G_{Nc}, \quad (11)$$

tj. pro případ I (obr. 3) vztahem

$$G_I < G_{Ic}. \quad (12)$$

Kritické hodnoty hnací síly trhliny G_{Nc} jsou materiálové konstanty, udávající energii, kterou je v daném materiálu nutné dodat na rozšíření trhliny o jednotku plochy, a jsou tedy svým významem totožné s efektivní povrchovou energií trhliny γ_{ef} z rovnice (5) [38].

Kritérium stability trhliny pro rovinnou deformaci nekonečného tělesa, vyplývající ze vztahu (10)

$$\sigma_K = \left[\frac{1}{\pi(1 - \mu^2)} \cdot \frac{EG_{Ic}}{a} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

je možno chápat jako významné zobecnění Griffithova kritéria. Hnací síla trhliny G patří k parametrům závislým na elastických konstantách; necharakterizuje totiž napětí, ale energii. Při daném napětí je deformace, a tudíž i deformační energie nepřímo úměrná modulu pružnosti.

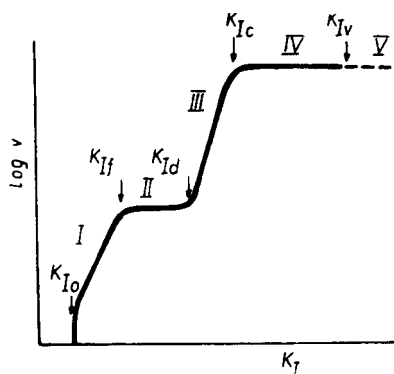
Nový povrch, vzniklý při lomu, je $2 \times$ větší než lomová plocha. Někteří autoři [15, 16] vztahují kritickou energii k nově vzniklému povrchu a tuto hodnotu označují γ_{Ic} – *kritická energie praskání (critical fracture energy)*. Mezi oběma veličinami je přirozeně vztah

$$\gamma_{Ic} = \frac{G_{Ic}}{2}. \quad (14)$$

3.1.3. Podkritický růst trhliny a časový průběh lomu

Lomový proces spočívá v postupném šíření trhliny tělesem. Trhлина vychází vždy z nějakého defektu, který se při určitém zatížení začne zvětšovat. Není-li toto zatížení příliš velké, roste trhлина zpočátku velmi pomalu, a protože výchozí defekt má zpravidla mikroskopické rozměry, ani tuto fázi lomu nepozorujeme. Teprve když napětí v jejím kořeni dosáhnou vyšší hodnoty, přechází její růst do rychlé fáze, jež končí obvykle porušením tělesa. Nemusí to však být vždy. Přestanou-li zatěžující síly v určitém okamžiku působit, dojde k uvolnění pole napjatosti v okolí trhliny, a tím i k dočasnému poklesu lokálního napětí u kořene trhliny (viz rovnice 6). Růst trhliny se může zpomalit nebo i zastavit. Znovu se začne šířit až při dosažení kritického napětí σ_K , odpovídajícího kritické velikosti trhliny a_K , které se dosáhne až v dalším průběhu zvyšování zatěžující síly, ale už při jiných podmínkách v okolí trhliny (změna konstanty Y).

Závislost růstu trhliny na zatížení je vyjadřována pomocí tzv. *diagramu $K_I - v$* , v němž je vyneseno logaritmus rychlosti růstu trhlín v v závislosti na součiniteli K_I . Průběh diagramu $K_I - v$ je závislý na teplotě a na chemickém složení prostředí, obklopujícího trhlínu. Je v něm možno rozlišit 6 oblastí, z nichž 4 patří do oblasti



Obr. 4. Schematické znázornění diagramu $K_I - v$; K_I – součinitel intenzity napětí, v – rychlost šíření trhliny.

podkritického růstu trhliny (obr. 4). Pro oblast $K_I < K_{I0}$ trhlina neroste a dané zatížení může působit libovolně dlouho. V oblasti $K_{I0} < K_I < K_{If}$ lze rychlost šíření trhliny vyjádřit vztahem

$$v = AK_I^n, \quad (15)$$

kde A a n jsou konstanty. Tato oblast bývá označována symbolem I (obr. 4 a 5). V této oblasti tzv. podkritického růstu trhliny hrají značnou roli chemické reakce mezi napjatou skelnou sítí v kořeni trhliny a okolním prostředím (tzv. koroze pod napětím). Potom následuje oblast plata pro $K_{If} < K_I < K_{Id}$ (označovaná II), kdy rychlost šíření trhliny nezávisí na K_I , ale stále ještě závisí na okolním prostředí. Pro $K_{Id} < K_I < K_{Ic}$ (označovaná III), se rychlost šíření rychle zvětšuje rovněž podle vztahu typu rovnice (15). Teprve pro $K_I > K_{Ic}$ se lom šíří katastroficky. Tato rychlá fáze lomu je někdy označována jako atermická, protože se již neuplatňují chemické vlivy okolí ani teplota. Hlavní roli hrají materiáloví a strukturní činitelé. Rychlost šíření trhliny se v této fázi lomu prudce zvyšuje až k mezní rychlosti, která je dána výrazem

$$v_{\max} = kv_z, \quad (16)$$

kde v_{\max} je maximální rychlost šíření trhliny v daném prostředí (u většiny skel se nachází v rozmezí 1500 až 2200 m. s⁻¹), v_z je rychlost zvuku v materiálu, k je konstanta, jejíž hodnota je přibližně 0,4.

Při těchto rychlostech je pro chování trhliny rozhodující předávání kinetické energie okolnímu prostředí a teoreticky lze takové šíření trhliny studovat jako proces, probíhající v elastickém prostředí. Po dosažení maximální hodnoty v_{\max} je rychlost šíření trhliny s rostoucím $K_I > K_{Ic}$ konstantní (oblast IV) až do dosažení určité hodnoty K_{Iv} , kdy se charakter lomu změní. Při $K_I \geq K_{Iv}$ (oblast V) se změni napětí na čele trhliny, a pokud se nejedná např. o krystal s výraznou rovinnou snadného štěpení, lomová plocha se zakřivuje a větví, dochází ke tvorbě tzv. sekundárních trhlin. Napěťové vlny vysílané z čela trhliny po odrazech na povrchu vzorku ovlivňují šíření trhliny. Na lomové ploše se tvoří jednak tzv. Wallnerovy čáry, mající tvar okamžitého čela trhliny, jednak dochází i k dalším složitějším jevům, např. napěťová vlna před čelem trhliny může nukleovat nové trhliny, které rostou směrem k původní trhlině. To znamená, že dochází buď ke zhrubnutí lomové plochy, nebo častěji k rozvětvení hlavní trhliny na několik trhlin, které se dále šíří samostatně. Oba jevy vedou ke zvětšení lomových ploch, a protože spotřebovaná energie je těmto plochám úměrná, zůstává energetická bilance zachována.

Tabulka 1

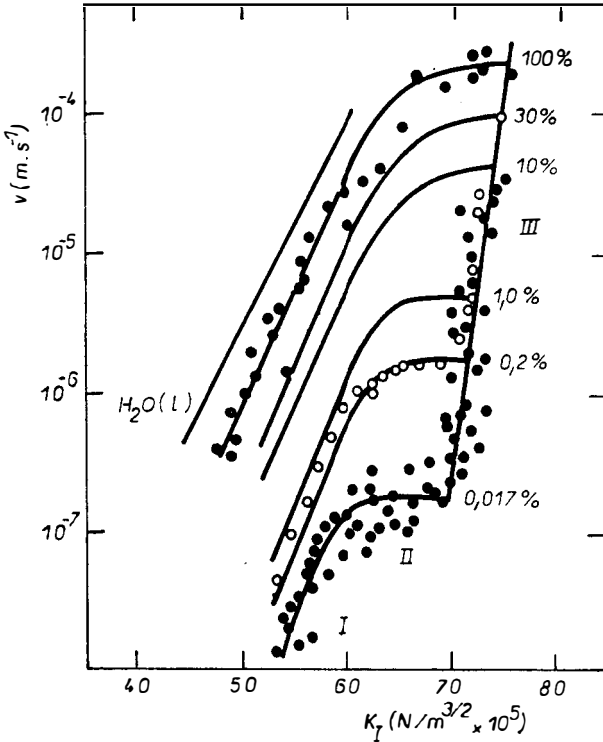
Šíření trhliny 10 μm v sodnovápenatokřemičitém skle. Prostředí — toluen, počáteční zatížení $K_I = 0,5 K_{Ic}$ (K_I postupně roste s délkou trhliny)

Oblast diagramu $K_I - v$	K_I	Doba šíření trhliny (s)
část I	$0,5 K_{Ic} < K_I < K_{If}$	$4,14 \cdot 10^3$
II	$K_{If} < K_I < K_{Id}$	46,7
III	$K_{Id} < K_I < K_{Ic}$	4.22

Když je sklo s trhlinou zatěžováno tak, že K_I roste od K_{I0} do K_{Ic} , růst trhliny projde postupně uvedenou oblastí I až III (obr. 4) a po překročení K_{Ic} dojde k úplnému prasknutí předmětu. Čas, kterým se šíří trhlina oblastí II a III (tj. pro $K_{If} < K_I < K_{Ic}$) je obecně velmi krátký ve srovnání s časem šíření trhliny oblasti I ($K_{I0} < K_I < K_{If}$). Jako příklad je uváděno v práci [18] šíření praskliny počátečního rozměru $10 \mu\text{m}$ v sodnovápenatokřemičitém skle zatíženém $0,5 K_{Ic}$ v prostředí toluenu (tab. I).

Proto v úvahách o životnosti těles a předvídání lomu bývá určována jen doba šíření trhliny v oblasti I, doba šíření v oblasti II a III bývá zanedbávána.

Diagram $K_I - v$ (oblast I až III) pro sodnovápenatokřemičité sklo v prostředí dusíku o různé relativní vlhkosti a v prostředí vody je uveden na obr. 5.



Obr. 5. Závislost rychlosti šíření trhliny na součiniteli intenzity napětí (diagram $K_I - v$) pro sodnovápenatokřemičité sklo v prostředí dusíku resp. vody. (Podle [17]). Procenta relativní vlhkosti jsou vyznačena v pravé části diagramu; K_I — součinitel intenzity napětí, v — rychlost šíření trhliny.

3.2. Použití lomové mechaniky

Užití lineární lomové mechaniky je bezesporně výhodné pro ty materiály, které se chovají elasticky až k lomu, jako je sklo a některé kovalentní látky. Mechanismem růstu trhliny je v těchto látkách přerušování meziatomových vazeb v kořeni trhliny vlivem dostačující koncentrace vnějších napětí. Trhlinu v těchto mate-

riálech je možno pokládat za elementární poruchu, tj. nesloženou z poruch jiných, s jednoduchým specifickým způsobem šíření [5].

Jednou z cest, které nabízí lomová mechanika na základě teoretického i experimentálního studia podkritického šíření trhlin při statické nebo tepelné únavě, je vyjádření odolnosti materiálu proti únavě a předvídání času do lomu.

3.2.1. Vyjádření odolnosti materiálu proti únavě

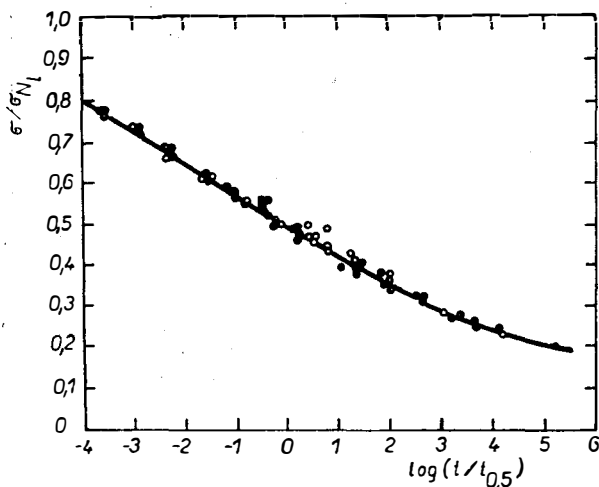
Představme si, že sklo je vystaveno určitému trvalému napětí. V případě, že je toto namáhání dostatečně vysoké, sklo se okamžitě poruší, jakmile napětí začne působit. Jestliže však je toto namáhání dosti nízké, nedojde k lomu ani při jeho delším působení, které je však časově omezeno. Čím je větší působící napětí, tím je kratší doba, za kterou dojde k porušení sledovaného vzorku. Tomuto jevu říkáme *statická únava*. Její velikost závisí na mnoha faktorech, zejména však na okolním prostředí a na složení skla.

Problematika statické únavy skla byla studována mnoha autory, avšak první obsáhlá studie tohoto jevu byla podána až Mouldem a Southwickem [19]. Jejich tzv. „univerzální únavová křivka“, uvedená na obálku 6, vyjadřuje závislost

$$\frac{\sigma}{\sigma_{N_1}} = f\left(\frac{t}{t_{0,5}}\right), \quad (17)$$

kde t je doba, za kterou dojde k prasknutí skla při napětí σ , σ_{N_1} je napětí, při kterém dojde k prasknutí skla se stejným povrchovým zpracováním v prostředí kapalného dusíku, $t_{0,5}$ je doba, za kterou dojde k prasknutí skla při napětí $\sigma = 0,5\sigma_{N_1}$.

„Univerzální únavová křivka“ závisí vedle složení skla na okolním prostředí, na teplotě a jak ukázal další výzkum [20], také na typu povrchových trhlinek.



Obr. 6. Univerzální únavová křivka pro sodnovápenatokřemičité sklo s různě poškozeným povrchem [4]; t — doba, za kterou dojde k prasknutí skla s daným poškozením povrchu při napětí σ , N_1 — napětí, při kterém dojde k prasknutí skla s daným poškozením povrchu v prostředí kapalného dusíku, $t_{0,5}$ — doba, za kterou dojde k prasknutí skla s daným poškozením povrchu při napětí $\sigma = 0,5\sigma_{N_1}$.

Z toho vyplývá, že její praktické použití je limitováno, neboť ji ovlivňuje značný počet faktorů.

Jednotlivé materiály jsou různě odolné proti statické únavě. Proto byl zaveden např. v práci [18] index, jímž lze tuto vlastnost kvantitativně vyjádřit ve vztahu ke standardnímu, zvolenému materiálu.

Index odolnosti proti statické únavě materiálu (*delayed failure resistance index* — DFRI) je logaritmus poměru vypočtených časů, za nichž dojde k prasknutí dvou materiálů — porovnávaného a standardního, majících vadu (trhlinu) stejného rozměru a zatěžovaných $0,5K_{Ic}$. Jako druhý standardní materiál se obvykle volí sodnovápenatokrémicité sklo v prostředí destilované vody. Index lze pak vypočítat [18] ze vztahu

$$DFRI = -4,086 - n_x \log 0,5K_{Ic,x} - \log (n_x - 2) - \log A_x, \quad (18)$$

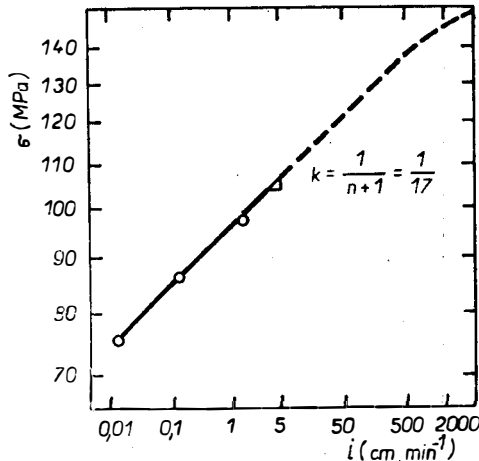
kde n_x , A_x jsou konstanty porovnávaného materiálu z rovnice (15) pro rychlost šíření trhliny v jednotkách ($m \cdot s^{-1}$), $K_{Ic,x}$ je kritická hodnota K_I porovnávaného materiálu v jednotkách ($Nm^{-3/2}$).

Hodnota tohoto indexu se pohybuje v rozmezí od 0 pro standard — sodnovápenatokrémicité sklo v prostředí vody — do 61 — pyrolytický grafit v prostředí vzduchu. Index se určuje pomocí konstant A , n , vyhodnocených z diagramu $K_I - v$.

V práci [18] byla též navržena alternativní definice indexu odolnosti proti opožděnému praskání, podle které je tento index vyjadřován pomocí součinitele intenzity napětí K_I (v jednotkách ($Nm^{-3/2}$), při němž se trhлина šíří rychlostí $10^{-6} m \cdot s^{-1}$. Index (DFRI)' je definován vztahem

$$\log (DFRI)' = 2 + \log K_{I(v=10^{-6} m \cdot s^{-1})} - \log K_{Ic}. \quad (19)$$

Nevýhodou takto definovaného indexu (DFRI)' je, že jednak necharakterizuje dostatečně názorně velké rozdíly v odolnosti různých materiálů vůči statické



Obr. 7. Vliv rychlosti zatěžování na výslednou pevnost sodnovápenatokrémicitého skla ([3] — upraveno); σ — pevnost, l — rychlost posunu zatěžovacích čelistí (které je úměrná rychlost zvyšování napětí σ) při měření napětí, k — směrnice znázornění přímkové závislosti, n — exponent ze vztahu (15).

Tabulka II

Hodnoty konstant lomové mechaniky a indexu odolnosti proti statické únavě (DFRI), resp. (DFRI)', některých technických materiálů [18]

Materiál	Prostředí	Konstanty rovnice (15)		K_{Ic} (Nm ^{-3/2})	DFRI	log K_I pro $v = 10^{-6}$ m . s ⁻¹	(DFRI)'
		n	log A				
sodnovápenatokřemičité sklo	voda	17,68	— 103,82	7,49 . 10 ⁵	0	5,533	45,53
sodnovápenatokřemičité sklo	vzduch 30% vlhkosti	23,12	— 138,50	7,49 . 10 ⁵	4,23	5,731	71,90
sodnovápenatokřemičité sklo	toluen	16,29	— 100,24	7,49 . 10 ⁵	4,21	5,785	81,41
boritokřemičité sklo	voda	33,41	— 193,51	7,58 . 10 ⁵	1,54	—	—
křemenné sklo	voda	53,28	— 309,61	7,98 . 10 ⁵	5,39	—	—
portlandský cement	voda	36,00	— 200,00	2,90 . 10 ⁵	8,57	5,389	84,43
porcelán	voda	28,45	— 174,20	12,76 . 10 ⁵	3,54	5,912	64,01
polykrystalický kysličník hlinitý	vzduch 50% vlhkosti	24,02	— 161,78	54,00 . 10 ⁵	1,87	6,485	56,63
polykrystalický kysličník hlinitý	toluen	35,11	— 238,40	54,00 . 10 ⁵	6,99	6,619	77,06
skelný uhlík	voda	178,00	—1037,00	7,60 . 10 ⁵	34,47	5,792	81,53
pyrolytický grafit	vzduch	216,00	—1384,00	25,02 . 10 ⁵	60,58	—	—

Pozn.: Hodnoty konstant jsou uváděny pro v v [m . s⁻¹] a K_I v [Nm^{-3/2}].

únavě, jednak není v souladu se způsobem zatěžování materiálů v praxi. Běžně se totiž materiály zatěžují napětím, které je definováno ve vztahu ke kritickému napětí a ne ve vztahu ke zvolené rychlosti šíření trhliny. Proto je doporučováno používat index DFRI definovaný vztahem (18).

Indexy DFRI, event. (DFRI)', některých technických materiálů spolu s konstantami n , A , vztahu (15), K_{Ic} ev. $\log K_{I(v=10^{-3} \text{ m. s}^{-1})}$ jsou uvedeny v tab. II.

Vedle statické únavy známe i *dynamickou únavu skla*, která se projevuje v případě konstantní rychlosti zatěžování (konstatní rychlosti zvyšování napětí ve skle): Čím je větší rychlost zatěžování, tím je výsledná pevnost skla větší, jak nám ukazuje obrázek 7. (K této skutečnosti se přihlíží při zkouškách pevnosti skla — musí být dodržena předepsaná rychlost zatěžování.)

Tento efekt se vysvětluje účinky tzv. napěťové koroze, neboť při nižší rychlosti zatěžování je více času na reakce probíhající v kořeni trhliny vlivem vodní páry, což vede k rychlejšímu růstu trhliny během zatěžování. Závislost pevnosti σ na rychlosti zatěžování vyjadřuje [39, 3] vztah

$$\sigma = k\dot{\sigma}^{\frac{1}{n+1}}, \quad (20)$$

kde k je konstanta, $\dot{\sigma}$ je rychlost zvyšování napětí, n je exponent ze vztahu (15).

3.2.2. Předvídání lomu

U výrobků technického charakteru, vystavených při používání namáhání, je důležité znát jejich zaručenou životnost, tj. dobu používání, za niž nedojde k prasknutí výrobku.

Lomová mechanika nám umožňuje předvídat čas do prasknutí výrobku při daném způsobu zatěžování, a tedy i navrhnout pro požadovanou zaručenou životnost výrobek vhodně dimenzovaný.

Životnost tělesa je definována jako doba, za niž napětí na nejnebezpečnější trhlíně stoupne z počáteční hodnoty K_{I0} na kritickou hodnotu K_{Ic} . Působí-li na trhlínu konstantní tahové napětí platí pro rychlost zvětšování K_I vztah (21), odvozený derivací vztahu (6)

$$\frac{dK_I}{dt} = \frac{\sigma Y}{2a^{\frac{1}{2}}} v, \quad (21)$$

kde $v = \frac{da}{dt}$ = rychlost šíření (zvětšování) trhliny.

Z toho lze dosazením z (6) a úpravou odvodit

$$dt = \frac{2}{\sigma^2 Y^2} \cdot \frac{K_I}{v} dK_I. \quad (22)$$

Integrací vztahu (22) od počáteční hodnoty K_{I0} do kritické hodnoty K_{Ic} stanovíme (za předpokladu $Y = \text{konst}$) dobu t_f , za niž dojde k prasknutí tělesa při konstantním napětí.

Dobu t_f , za niž dojde k prasknutí tělesa při konstantním napětí, vyjadřuje rovnice

$$t_f = \frac{2}{\sigma^2 Y^2} \int_{K_{I0}}^{K_{Ic}} \frac{K_I}{v} dK_I. \quad (23)$$

Jde o obecný vztah pro výpočet životnosti tělesa při konstantním napětí. Dobu, za niž dojde k prasknutí, lze z něj určit po dosazení příslušných hodnot pro K_I a v .

Mají-li mít výrobky dostatečně dlouhou životnost, je nutné, aby trhliny podkritické velikosti se v nich zvětšovaly velmi pomalu, rychlostí $v \ll 10^{-6} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ [10]. V této oblasti růstu trhlin platí pro rychlost šíření trhlin vztah (15). Dosazením vztahu (15) do rovnice (23) dostaneme pro uvažovaný případ

$$t_f = \frac{2}{n-2} \frac{1}{\sigma^2 Y^2 A} [K_{I0}^{2-n} - K_{Ic}^{2-n}]. \quad (24)$$

Poněvadž pro sklo je $n > 13$ [4, 21, 22, 42] a $K_{I0} < K_{Ic}$, lze druhý člen v závorce zanedbat [21, 23]. Čas t_f , za který praskne těleso s trhlinou při zatěžování konstantním napětím σ , lze tedy přibližně určit ze vztahu

$$t_f \doteq \frac{2}{n-2} \frac{K_{I0}^{2-n}}{\sigma^2 Y^2 A}. \quad (25)$$

Maximální přípustné napětí σ_{mp} pro žádanou životnost t_f pak bude

$$\sigma_{mp} = \left(\frac{2}{n-2} \frac{\sigma^{(2-n)/2}}{A Y^n} \frac{1}{t_f} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (26)$$

Je-li rychlost růstu trhliny konstantní, lze pro životnost tělesa s trhlinou, zatěžovaného konstantním napětím σ , odvodit z rovnice (23) hodnotu t_f

$$t_f = \frac{K_{I0}^2 - K_{Ic}^2}{\sigma^2 Y^2 v}. \quad (27)$$

Určení doby t_f , za niž dojde k prasknutí tělesa při jeho zatěžování proměnlivým napětím, je složitější [10, 40]. Vychází ze vztahu

$$\int_0^{t_f} \sigma^n dt = \frac{2}{(n-2) Y^n A} [a_0^{1-\frac{n}{2}} - a_K^{1-\frac{n}{2}}], \quad (28)$$

kde a_0 , resp. a_K je počáteční resp. kritická délka trhliny.

Doba t_f nebo napětí, při němž dojde k prasknutí při zatěžování proměnlivým napětím, se vypočte z rovnice (28) dosazením závislosti napětí na čase a integrací. Dobu t_f lze vypočítat též ze vztahu (25) tak, že se za σ dosadí tzv. ekvivalentní statické napětí σ_{es} , což je takové konstantní napětí, které za určitou dobu vyvolá stejné zvětšení trhliny jako proměnlivé napětí σ_t za stejnou dobu [40,41].

Způsoby určování konstant, potřebných pro výpočet životnosti podle výše uvedených rovnic, jsou uvedeny v [24].

Metody pro předvídaní lomu křehkých látek, jako je sklo a keramika, lze rozdělit do tří základních skupin [10]:

1. metody založené na statistické teorii pevnosti, určující pravděpodobnost lomu z naměřených hodnot pevnosti výrobků [24–26];

2. metody předpovídající lom podle velikosti, tvaru a rozmístění vad ve výrobku;

3. metody předpovídající lom pomocí naměřených hodnot součinitele intenzity napětí.

První skupina metod je považována [10] za nejméně efektivní, neboť nebere patřičný zřetel na skupiny odlišných, vadných výrobků, vznikajících při každé produkci. Druhá skupina metod, detekující vady pomocí různých ultrazvukových, penetračních a mikroskopických technik, je značně náročná vzhledem k malým, rozměrům vad ve skleněných a keramických materiálech. Nejvhodnější je třetí skupina metod, z nichž nejefektivnější je bezpečnostní zkouška (proof test).

3.2.3. Bezpečnostní zkouška (proof test)

Principem této zkoušky je krátkodobé přetížení výrobku předtím, než je použit v praxi. Jestliže během provozu je výrobek namáhán tak, že v něm vznikne napětí σ_a , pak se při bezpečnostní zkoušce krátkodobě vyvine napětí zkušební σ_p . Bezpečnostní poměr $R = \sigma_p / \sigma_a > 1$ se volí na základě poznatků o šíření trhlin v materiálu tak, aby se zajistilo, že výrobek, který nepraskne při bezpečnostní zkoušce, vydrží v provozu žádanou minimální dobu do lomu t_{\min} . Ty výrobky, které by během provozu praskly před dobou t_{\min} , se již při bezpečnostní zkoušce poruší křehkým lomem a jsou tak předem vyřazeny.

Matematicky můžeme princip bezpečnostní zkoušky vyjádřit rovnicí [10]

$$K_{Ip} \leq K_{Ic}, \quad (29)$$

kde K_{Ip} je součinitel intenzity napětí při zkušební napětí σ_p .

V místě existujících trhlin se při zkoušce dosáhne součinitel intenzity napětí

$$K_{Ip} = \sigma_p Y \sqrt{a_p}, \quad (30)$$

kde a_p je délka trhlin na konci bezpečnostní zkoušky. Pokud výrobek nepraskne, platí, že $K_{Ip} < K_{Ic}$, a ve výrobku tak známe horní odhad apriorních trhlin, aniž bychom a_p měřili.

Z teorie podkritického šíření trhlin (rov. 8) pak odvodíme vztah pro t_{\min} [10, 23, 27—29]. Odkazy [10, 29] uvádějí výraz pro t_{\min} ve formě

$$t_{\min} = 2 \left[\left(\frac{\sigma_p}{\sigma_a} \right)^{n-2} - 1 \right] / [(n-2) A \sigma_a^2 Y^2 K_{Ic}^{n-2}]. \quad (31)$$

Poněvadž pro sklo je $n \geq 13$, lze pro $\frac{\sigma_p}{\sigma_a} > 1,2$ druhý člen v závorce zanedbat a vztah (31) přechází [23, 27, 28] na výraz

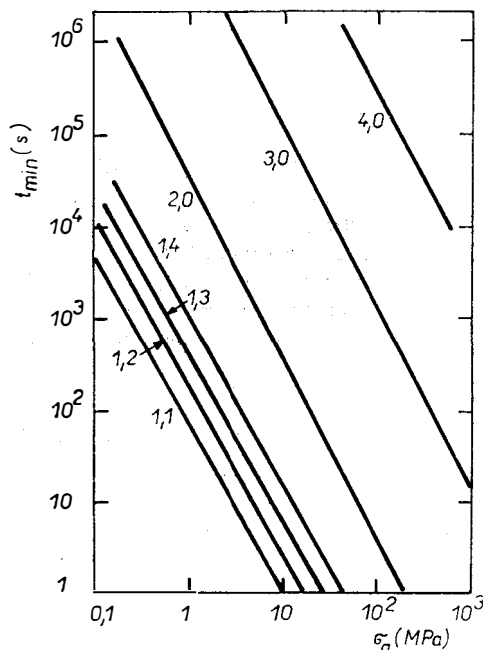
$$t_{\min} = 2 \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_a} \right)^{n-2} / [(n-2) A \sigma_a^2 Y^2 K_{Ic}^{n-2}] \quad (32)$$

nebo ve funkční formě

$$t_{\min} = \sigma_a^{-2f} \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_a} \right). \quad (33)$$

K odhadu potřebného poměru $R = \sigma_p / \sigma_a$ může sloužit při zadaném t_{\min} rovnice (32), kde σ_a je pevnost, kterou zatěžovaný výrobek musí během provozu vydržet; zkušební napětí σ_p odhadneme z technických požadavků, tj. z možného krátkodobého přetížení. Bezpečnostní poměr můžeme též určit na základě statistiky postupem uvedeným v odkazu [30].

Při praktickém provádění bezpečnostní zkoušky se pro zkoušené výrobky zhotovují diagramy sestrojené podle rovnice (33). Příklad takového diagramu, sestrojeného pro různé poměry R , je uveden na obr. 8. Řada dalších je uvedena v odkazech [23, 27–31].



Obr. 8. Bezpečnostní diagram pro sodnovápenatokřemičité sklo ve vodním prostředí, ukazující závislost minimálního času do lomu t_{\min} na provozním napětí σ_a pro hodnoty bezpečnostního poměru

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_a} = 1,1 \text{ až } 4,0 [3].$$

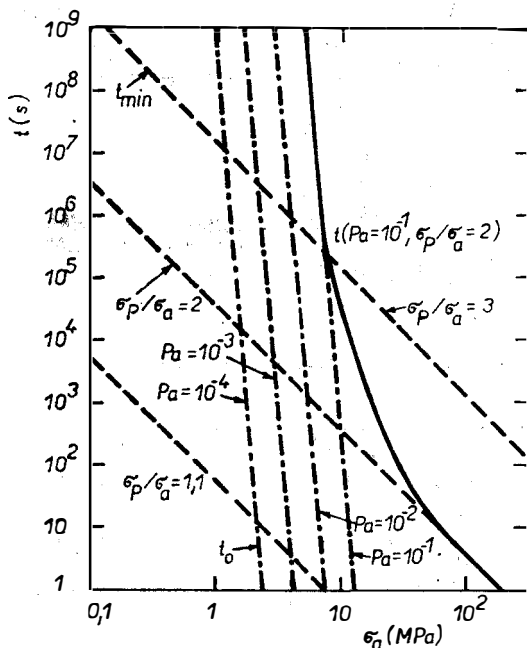
Důležitým předpokladem bezpečnostní zkoušky je požadavek, aby během ní nedošlo k vážnému podkritickému růstu trhlin, protože jinak by neplatily podmínky, za kterých byl lomový diagram zkonstruován. V praxi se toho dosahuje zejména velkou rychlostí zatížení a odtížení a dobrou kontrolou prostředí při bezpečnostní zkoušce [29, 31]. Je proto výhodné provádět bezpečnostní zkoušky v intertním prostředí (kapalný N_2), kdy nenastává podkritický růst trhlin vlivem napěťové koroze [28, 32]. Jinou možností je snímání akustické emise během bezpečnostní zkoušky. Vychází se z předpokladu, že jestliže není při bezpečnostní zkoušce indikována žádná akustická emise, nevyskytuje se žádný podkritický růst trhlin, a pro zkoumaný vzorek tudíž platí podmínky, za kterých byl lomový diagram sestrojen [30].

Pro platnost lomového diagramu je dále nutné, aby po bezpečnostní zkoušce nedošlo k žádnému dodatečnému poškrábání výrobku.

V některých případech je výhodné doplnit lomový diagram, vyplývající z bezpečnostní zkoušky, statistickým lomovým diagramem [10], kde je odhadnut čas do lomu bez provedení bezpečnostní zkoušky, na základě Weibulovy statistické

teorie. Potom je možné učinit rozhodnutí o tom, zda provést či neprovést bezpečnostní zkoušku předpověděnou pravděpodobností lomu, odečtenou z diagramu (obr. 9).

Důležitým předpokladem pro sestavení lomového diagramu z bezpečnostní zkoušky je přesné určení konstant n , A , K_{Ic} v rovnici (32). Je nutné, aby měření, za kterých určujeme výše uvedené konstanty, byla prováděna ve stejném prostředí, jakému bude výrobek během provozu vystaven. Metody měření uvedených konstant jsou popsány např. v [24].



Obr. 9. Statistický a bezpečnostní lomový diagram sodnovápenatokrémčitého skla, namáhaného na ohyb ve vodním prostředí. Závislost minimálního času do lomu t_{min} , vyplývající z bezpečnostní zkoušky, času do lomu t_0 , vyplývající z Weibullové statistické teorie a času do lomu t , vyplývající z bezpečnostní zkoušky i statistické teorie na provozním napětí σ_a pro různé bezpečnostní poměry $\frac{\sigma_p}{\sigma_a}$ a různé pravdě-

podobnosti lomu P_a .

— — — t_{min} , — — — t_0 , — — — t .

Akustická emise

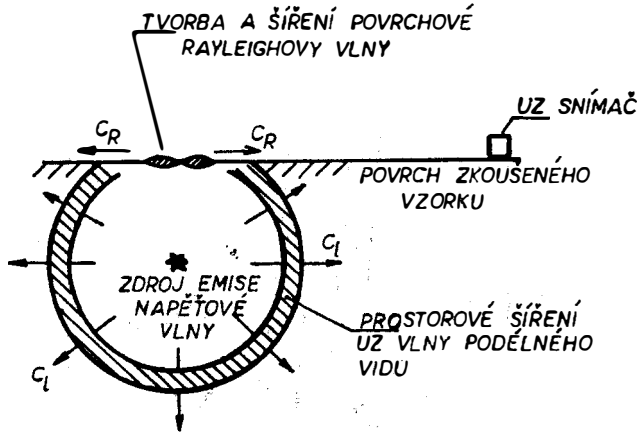
Další metodou, pomocí které je možno určit dobu do lomu na základě experimentálního vyšetřování, je metoda akustické emise.

Pod pojmem akustická emise rozumíme mechanické kmity, které se objevují v materiálu následkem náhlého uvolnění energie uvnitř materiálu (zpravidla při mechanickém nebo tepelném namáhání) [33].

Z fyzikálního hlediska je vznik akustické emise (AE) určován jako okamžitý vnější projev nastupující a probíhající materiálové deformace, zvláště v podmínkách počínajícího lomu. Vzniká uvolňováním nahromaděné deformační energie,

a to nejvýrazněji v místě počátku probíhajících změn při vznikajícím porušení strukturálních vazeb materiálu [34].

Jak již bylo řečeno, jsou následkem náhlého uvolnění energie uvnitř materiálu (mikropraskání, šíření trhlinek apod.) emitovány tranzitní napěťové vlny. Napěťové vlny se šíří tělesem (např. zkušebním vzorkem) od místa zdroje na volný povrch (obr. 10).



Obr. 10. Schéma tvorby, šíření a detekce ultrazvukového emisního signálu [34].

Průchodem napěťové vlny materiálem se část uvolněné energie mění v teplo, část vyvolá na povrchu materiálu povrchovou tzv. Rayleighovu vlnu a zbytek energie se vrací do materiálu prostřednictvím odražené vlny. Povrchová vlna je potom vhodným snímačem snímána a přeměněna na elektrický signál, kterému říkáme emisní signál. Princip měření akustické emise spočívá v přeměně povrchové elastické vlny v ultrazvukové signály a ve změření těchto signálů, které vede ke stanovení pravděpodobnosti porušení při dalším mechanickém nebo tepelném namáhání, popř. k určení místa závady [34].

Akustickou emisi lze pozorovat při zatěžování nejrozličnějších pevných látek (kovů, spojovacích materiálů, betonů, skla, keramiky, žárovzdorných a kompozitních materiálů apod.). Děje, na nichž je tento jev založen, mohou být mikroskopických, submikroskopických, ale i makroskopických rozměrů. Frekvenční spektrum zvukových impulsů (napěťových vln) je širokopásmové, od oblasti slyšitelných zvuků až daleko do ultrazvukové oblasti.

Předpokladem vzniku impulsů AE je zatížení materiálu (mechanické nebo tepelné). Metoda AE je běžně zařazována mezi nedestruktivní metody, proto je důležité, aby již při velmi nízkém zatížení zkoumaného materiálu byly počáteční signály AE zachyceny a daly tak prvou výstrahu o možném budoucím porušení při dalším zvyšování zatížení.

Použití metody akustické emise pro předpověď lomu vychází ze závislosti rychlosti akustické emise na rychlosti růstu trhliny. Četnost impulsů, dN/dt , je proto úměrná rychlosti šíření trhliny $v = da/dt$ a závisí tak na součiniteli intenzity napětí pro tuto trhlinu. Platí tento vztah [18]

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} = \beta K_I^{n^*} \equiv \frac{\beta}{A^{1/n}} \left(\frac{da}{dt} \right)^{\frac{n^*}{n}}, \quad (34)$$

kde n je koeficient závislý na struktuře vzorku, zvláště na rozměrech zru, na vzdálenosti částecek atd.,

$$n^0 = n + \Phi, \quad \text{přičemž } \Phi = 0 \div 5 \quad [30].$$

Tak můžeme z akustické emise principiálně určit součinitel intenzity napětí K_I a spolu s kritickou hodnotou K_{Ic} jej užít k předpovězení doby do lomu, podobně jako u bezpečnostní zkoušky. Pro čas do lomu t platí podle [10] výraz, který získáme kombinací rovnic (24) a (34)

$$t = \frac{2}{A(n-2)\sigma_a^2 Y^2} \left\{ \left[\frac{\beta}{dN_t/dt} \right]^{\frac{n-2}{n_0}} - \frac{1}{K_{Ic}^{n-2}} \right\}. \quad (35)$$

Ve skutečnosti je ovšem využití metody akustické emise pro předpověď lomu složitější v tom, že indikuje nejen impulsy od šíření hlavní trhliny, ale i impulsy od ostatních dějů, jak na povrchu (např. mikropraskání), tak uvnitř vzorku a také pulsy parazitní [35, 36].

4. ZÁVĚR

V posledních desetiletích se věnuje zvýšená pozornost pevnosti skleněných výrobků a studiu podmínek, za kterých dochází k lomu. V souvislosti s tím se ve sklářském výzkumu začaly používat nové metody a veličiny, převzaté převážně z lomové mechaniky. V tomto článku je podán jejich přehled.

V navazujícím příspěvku o pevnosti skla bude uveden souhrn výsledků zkoumání vlivu poškození povrchu na pevnost skleněných výrobků.

Literatura

- [1] Pye L. D., Stevens H. J., La Course W. C.: *Introduction to glass science*. Plenum Press N. Y. — London 1972.
- [2] Orowan E.: *Rep. Prog. Phys.* 12, 185 (1949).
- [3] Rawson H.: *Properties and applications of glass*. Elsevier, Amsterdam — Oxford — N. Y. 1980.
- [4] Uhlmann D. R., Kreidl N. J.: *Glass: Science and technology*, Vol. 5. Elasticity and strength in glasses. Academic Press, N. Y. 1980.
- [5] Kroupa F.: *Československý časopis pro fyziku*, A 23, 101 (1978).
- [6] Kroupa F.: *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*. 1, 1 (1980).
- [7] Anderson ● L.: The Griffith Criterion for Glass Fracture. In: *International Conference on the Atomic Mechanism of Fracture*. Swampscott Massachusetts, 1959.
- [8] Griffith A. A.: *Philos. Trans. of Royal. Soc. A* 221, 163 (1920).
- [9] Menčík J.: *Sklář a keramik* 32, 283 (1982).
- [10] Evans A. G., Langdon T. G.: *Progress in Materials Science* 21, 171 (1976).
- [11] Höschl C.: *Principy a zákony mechaniky poddajných těles*. 2. část. Dům techniky ČSVTS, Praha 1979.
- [12] Chermant J. L., Ostertock F., Vadam E.: *Verres Réfract.* 33, 843 (1979).
- [13] Kingery W., Bowen H. K., Uhlman D. R.: *Introduction to ceramics*, 2. vyd., Wiley and Sons, New York 1976.
- [14] Irwin G. R., Paris P. v knize: *Fracture* (red. H. Liebowitz), III. díl. Academic Press, N. Y. 1971.
- [15] Mecholsky J. J., Rice R. W., Freiman S. W.: *J. Mater. Sci.* 11, 1310 (1976).
- [16] Mecholsky J. J., Rice R. W., Freiman S. W.: *J. Amer. Ceram. Soc.* 57, 440 (1974).
- [17] Wiederhorn S. M. v knize: *Fracture mechanics of ceramics* (red. R. C. Brandt, D. P. Hasselmann) II. díl, str. 613—646. Plenum Press, N. Y. 1974.
- [18] Nadeau J. S., Hay J. M.: *J. Canad. Ceram. Soc.* 43, 31 (1974).
- [19] Mould R. E., Southwick R. D.: *J. Am. Ceram. Soc.* 42, 582 (1959).

- [20] Wiederhorn S. M., Bolz L. H.: J. Am. Ceram. Soc. 53, 543 (1970).
- [21] Wiederhorn S. M.: Strength of glass — A fracture mechanics approach. In: *Sborník X. mezinár. sklář. kongresu, Kyoto, 1974*, sv. 11, s. 1—15.
- [22] Wiederhorn S. M. a kol.: J. Amer. Cer. Soc. 58, 336 (1974).
- [23] Evans A. G., Wiederhorn S. M.: Int. J. Fract. Mech. 10, 379 (1974).
- [24] Vích M., Novotný V.: *Nové přístupy ke sledování pevnosti skla*. SVÚS, Hradec Králové 1983.
- [25] Weibull A. G.: A Statistical Theory of the Strength of Material. Ingeniör vetenskaps akademien Hantligrar č. 151, Stockholm 1939.
- [26] Weibull A. G.: J. Appl. Mech. 18, 293 (1951).
- [27] Wiederhorn S. M.: J. Am. Ceram. Soc. 56, 227 (1973).
- [28] Wiederhorn S. M., Evans A. G., Fuller E. R., Johnson H.: J. Am. Ceram. Soc. 57, 319 (1974).
- [29] Evans A. G., Fuller E. R.: Materials Science and Engineering 19, 69 (1975).
- [30] Evans A. G., Johnson H.: J. Am. Ceram. Soc. 58, 244 (1975).
- [31] Ritter J. E.: J. Mat. Science 15, 2275 (1980).
- [32] Wachtman J. B.: J. Am. Ceram. Soc. 57, 509 (1974).
- [33] Rath J., Hanuš J.: Sklář a keramik 27, 238 (1977).
- [34] Dubenský R.: *Akustická emise*. Faktografická informace pro vedoucí hospodářské pracovníky. UTRIN, Praha 1978.
- [35] Vích M.: Verres Réfract. 38, 27 (1984).
- [36] Novotný V., Vích M.: Sklář a keramik 37, 2 (1987).
- [37] Novotný V., Kavka J., Vích M.: Sklář a keramik 37, 2 (1987).
- [38] Kroupa F.: Silikáty 27, 365 (1983).
- [39] Charles R. J.: J. appl. Phys. 20, 1657 (1958).
- [40] Menčík J.: J. Amer. Ceram. Soc. 67, C-37 (1984).
- [41] Menčík J.: Silikáty 30, 81 (1986).
- [42] Kurkjian Ch. R.: *Strength of anorganic glass*. Plenum Press, N. Y. 1985.