

蠕变损伤材料中缺口尖端稳定扩展的应力场^{*}

孟庆华, 梁文彦, 王振清

(哈尔滨工程大学 航天与建筑工程学院,哈尔滨 150001)

(本刊编委王振清来稿)

摘要: 研究了在拉伸载荷和反平面载荷作用下蠕变损伤材料缺口尖端稳定扩展的应力场. 假设材料的应力及位移势函数,得到了缺口尖端场的各参数分量,进而在小范围蠕变条件下,建立了缺口尖端稳定扩展的蠕变损伤控制方程,并考虑缺口尖端蠕变钝化作用和问题的边界条件,对控制方程进行了数值分析,得到了缺口尖端的应力场,并讨论了缺口尖端应力场随各影响参数的变化规律. 结果表明,缺口尖端的应力具有 $r^{1/(1-n)}$ 的奇异性,应力率具有 $r^{n/(1-n)}$ 的奇异性, n 是蠕变指数.

关键词: 稳定扩展; 蠕变损伤; 缺口尖端; 控制方程; 应力场

中图分类号: O346 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2013.03.002

引 言

在航空航天、能源及石油化工等工业装置中,许多构件的工作温度都超过了其材料蠕变温度的阈值,对于大多数金属材料,当环境温度高于其0.3倍的熔点温度时就会产生明显的蠕变变形.在许多的构件中又会经常会出现V型缺口,而这些构件的失效绝大多数是由于缺口的蠕变断裂造成的,因此,研究缺口尖端的蠕变损伤机理具有十分重要的现实意义.

为了预测多晶体金属在拉伸载荷作用下的蠕变断裂寿命,Kachanov^[1]提出了连续度的概念来描述材料的损失程度,并以此预测材料的蠕变断裂寿命.后来,Robotnov^[2]拓展了连续度的概念,并且引入了新的损失变量.Lemaitre^[3],Ridel^[4]和Murakami^[5]又进一步的发展并完善了蠕变损伤理论.

对于缺口的损伤断裂问题,国内外的学者已经做了大量的研究. Williams^[6]运用解特征函数的方法研究了线弹性体的V型缺口问题,得到了应力奇异性场.理论分析表明,由于应力的奇异性,缺口尖端的弹性应力趋向于无穷大. Bassani^[7]应用双曲正弦蠕变模型研究了反平面剪切载荷作用下的缺口问题. Kuang和Xu^[8]对V型缺口拉伸板进行了渐近分析,得到了随缺口角度变化的应力和应变奇异性原则. Yang和Chao^[9]给出了弹塑性材料缺口尖端的渐近变

* 收稿日期: 2012-12-31; 修订日期: 2013-01-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11272096);高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20112304110015)

作者简介: 孟庆华(1988—),男,山东人,博士生(E-mail:mengqinghua@hrbeu.edu.cn);
王振清(1962—),男,黑龙江人,教授,博士,博士生导师(通讯作者.Tel: +86-451-82589364; E-mail: wangzhenqing@hrbeu.edu.cn).

形和应力场。Chao 和 Yang^[10]研究了平面应变条件下线性硬化材料 I 型缺口尖端问题。Xia 和 Wang^[11]讨论了幂律硬化材料在对称和反对称载荷条件下 V 型缺口尖端的奇异性行为。Chen 和 Ushijima^[12]提出了一种新的方法分析了 V 形缺口尖端的塑形应力奇异性。Zhu 等^[13]研究了平面应变条件下幂律蠕变材料 V 型缺口附近的奇异性场。Ayatollahi 等^[14]研究了对称的几何形状和加载条件下缺口结构的断裂行为的第一非奇异应力项。

对于绝大多数的缺口尖端的渐近分析,并没有考虑到缺口的扩展问题。鉴于此,本文将应用多轴应力条件下的蠕变损伤理论对拉伸载荷和反平面载荷作用下的缺口尖端稳定扩展问题进行研究。在小范围蠕变条件下,建立缺口尖端稳定扩展的控制方程,并考虑缺口尖端蠕变钝化作用和问题的边界条件,对控制方程进行数值分析,得到缺口尖端的应力场,并对结果进行讨论。

1 基本方程

图 1 给出了拉伸载荷或反平面载荷作用下开口角度为 2β 的缺口尖端示意图。 (x, y) 表示直角坐标系, (r, θ) 表示与缺口尖端同时运动的极坐标系。假设缺口尖端以恒定的速度沿着 x 方向扩展。

应力分量可以由应力函数 $\Phi = \Phi(r, \theta)$ 导出,表示如下:

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}, & \sigma_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2}, \\ \sigma_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right). \end{cases} \quad (1)$$

对于准静态问题,时间导数可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\quad) &= (\dot{\quad}) = -V \frac{\partial}{\partial x}(\quad) = \\ &V \left(\sin \theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} - \cos \theta \frac{\partial}{\partial r} \right) (\quad), \end{aligned} \quad (2)$$

这里 V 表示缺口尖端的扩展速度。应力率为

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_{rr} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \dot{\Phi}}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial r}, & \dot{\sigma}_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 \dot{\Phi}}{\partial r^2}, \\ \dot{\sigma}_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial \theta} \right). \end{cases} \quad (3)$$

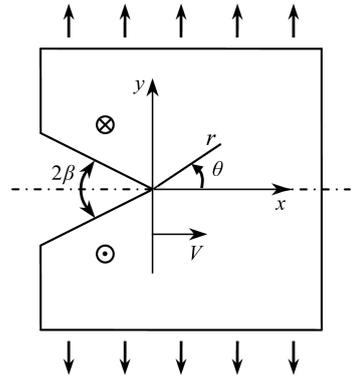


图 1 拉伸或反平面载荷作用下缺口尖端示意图

Fig. 1 Schematic of the notch tip under tensile or shear load

位移分量可以由位移函数 Ω 导出,表达式为

$$u_{rr} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}, \quad u_{\theta\theta} = \frac{\partial \Omega}{\partial r}. \quad (4)$$

应变分量为

$$\varepsilon_{rr} = -\varepsilon_{\theta\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right), \quad \varepsilon_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \theta^2} \right). \quad (5)$$

应变率分量为

$$\dot{\varepsilon}_{rr} = -\dot{\varepsilon}_{\theta\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\Omega}}{\partial \theta} \right), \quad \dot{\varepsilon}_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \dot{\Omega}}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\Omega}}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \dot{\Omega}}{\partial \theta^2} \right). \quad (6)$$

多轴应力条件下的稳态蠕变本构方程具有如下形式:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{3}{2} B \sigma_e^{n-1} s_{ij}, \quad (7)$$

式中, B 和 n 都是与温度有关的材料常数, σ_e 是等效应力, ε_{ij} 是蠕变应变分量, s_{ij} 是应力偏量. 假设材料是不可压缩的, 如果同时考虑弹性变形和蠕变变形, 极坐标系下的本构方程可以表示为

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_{rr} - \dot{\varepsilon}_{\theta\theta} = \frac{1}{2G} (\dot{\sigma}_{rr} - \dot{\sigma}_{\theta\theta}) + \frac{3}{2} B \sigma_e^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}), \\ \dot{\varepsilon}_{r\theta} = \frac{1}{2G} \dot{\sigma}_{r\theta} + \frac{3}{2} B \sigma_e^{n-1} \sigma_{r\theta}, \end{cases} \quad (8)$$

其中 G 是剪切模量. 等效应力表示为

$$\sigma_e = \sqrt{3} \left[\frac{1}{4} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + \sigma_{r\theta}^2 \right]^{1/2}, \quad (9)$$

蠕变失效条件为

$$\frac{1}{4} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + \sigma_{r\theta}^2 = \sigma^2, \quad (10)$$

式中 σ 表示蠕变失效应力.

2 渐近方程

对于小范围蠕变情况, 考虑缺口尖端场具有指数奇异性, 假设应力函数有如下形式:

$$\Phi = \sigma r^{\delta+2} f(\theta). \quad (11)$$

将式(11)代入式(2), 得到

$$\dot{\Phi} = V \sigma r^{\delta+1} \zeta, \quad (12)$$

式中

$$\zeta = f' \sin \theta - (2 + \delta) f \cos \theta. \quad (13)$$

将式(11)代入式(1), 应力分量可以表示为

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \sigma r^{\delta} [f'' + (2 + \delta)f'], & \sigma_{\theta\theta} = \sigma r^{\delta} (2 + \delta)(1 + \delta)f, \\ \sigma_{r\theta} = -\sigma r^{\delta} (1 + \delta)f'. \end{cases} \quad (14)$$

由式(9), 等效应力可以表示为

$$\sigma_e = \sqrt{3} \sigma r^{\delta} \left\{ \frac{1}{4} [f'' - (2 + \delta)\delta f']^2 + [(1 + \delta)f']^2 \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

式(12)代入式(3)得到

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_{rr} = V \sigma r^{\delta-1} [\zeta'' + (1 + \delta)\zeta], & \dot{\sigma}_{\theta\theta} = V \sigma r^{\delta-1} (1 + \delta)\delta\zeta, \\ \dot{\sigma}_{r\theta} = -V \sigma r^{\delta-1} \delta\zeta'. \end{cases} \quad (16)$$

考虑应变协调性, 假设位移函数为

$$\Omega = \frac{\sigma}{2G} r^{\delta+2} g(\theta), \quad (17)$$

则

$$\dot{\Omega} = V \frac{\sigma}{2G} r^{\delta+1} \eta, \quad (18)$$

其中

$$\eta = g' \sin \theta - (2 + \delta) g \cos \theta. \quad (19)$$

位移分量为

$$u_{rr} = -\frac{\sigma}{2G} r^{\delta+1} g', \quad u_{\theta\theta} = \frac{\sigma}{2G} (\delta + 2) r^{\delta+1} g. \quad (20)$$

将式(17)代入式(5),应变分量表示为

$$\varepsilon_{rr} = -\varepsilon_{\theta\theta} = -\frac{\sigma}{2G} r^{\delta} (1 + \delta) g', \quad \varepsilon_{r\theta} = \frac{\sigma}{4G} r^{\delta} [(2 + \delta)\delta g - g'']. \quad (21)$$

由式(6),应变率分量为

$$\dot{\varepsilon}_{rr} = -\dot{\varepsilon}_{\theta\theta} = -V \frac{\sigma}{2G} r^{\delta-1} \delta \eta', \quad \dot{\varepsilon}_{r\theta} = V \frac{\sigma}{4G} r^{\delta-1} [(\delta^2 - 1)\eta - \eta'']. \quad (22)$$

通过以上分析,将式(14)、(15)、(16)和式(22)代入蠕变本构方程(8),并比较 r 的奇异性,可以得到下列两个方程:

$$\begin{cases} \zeta'' + (1 - \delta^2)\zeta + 2\delta\eta' + KF^{n-1}[f'' - (2 + \delta)\delta f] = 0, \\ \eta'' + (1 - \delta^2)\eta - 2\delta\zeta' - 2KF^{n-1}[(1 + \delta)f'] = 0, \end{cases} \quad (23)$$

式中

$$\begin{cases} K = 3^{(n+1)/2} BG\sigma^{n-1}/V, \quad F = \left\{ \frac{1}{4} [f'' - (2 + \delta)\delta f]^2 + [(1 + \delta)f']^2 \right\}^{1/2}, \\ \delta = 1/(1 - n). \end{cases} \quad (24)$$

式(23)即为缺口尖端场的控制方程.

3 边界条件及数值分析

在蠕变缺口扩展过程中,由于蠕变变形造成了缺口尖端钝化,从而使缺口尖端呈半圆形.缺口尖端附近钝化边界 Γ 如图2所示.钝化边界的位置在 $\theta = \pm\pi/2$ 处,由钝化缺口表面应力自由的条件可以得到

$$f(\pi/2) = f'(\pi/2) = 0. \quad (25)$$

考虑问题的对称性,则

$$f'(0) = f''(0) = g(0) = 0. \quad (26)$$

将控制方程(23)代入边界条件(25)和(26)可以通过数值方法求解.本文采用 MATLAB 隐式微分方程组的求解函数求解此方程,求解过程中,除了初始条件(26), $f(0)$ 和 $g'(0)$ 的初始条件需要指定以满足缺口表面应力自由的条件式(25).计算结果对初始条件非常敏感.由于材料参数给定以后,式(24)中 K 的值为常数,为了简化计算,考虑 $K = 1$ 的情况求解.

角度函数 $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 随着角度的变化如图3和图4所示.考虑 $n = 6, 10, 20$ 和 100 的情况,从图中可以看出,函数 $f(\theta)$ 随着角度 θ 的增大而逐渐减小为0,而 $g(\theta)$ 随着角度 θ 的增大而从0逐渐增大.当 n 取值较小时, θ 到达 $\pi/4$ 后 $g(\theta)$ 开始下降.同时,随着 n 的增大, $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 的值逐渐减小. $n = 20$ 和 100 时, $f(\theta)$ 的值变化很小,因此,取 $n = 100$ 的结果来代替 $n = \infty$ 的情况.

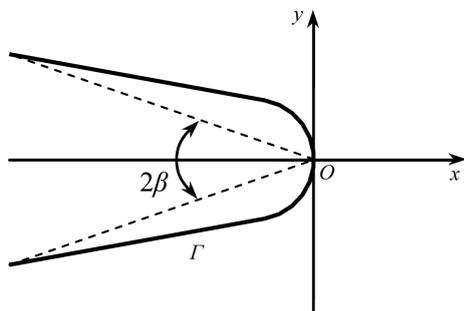


图2 缺口尖端附近钝化边界 Γ 示意图

Fig. 2 Schematic of blunting boundary Γ near the notch tip

应力分量可以通过应力函数导出,通过式(14)可以看出,应力具有 $r^{1/(1-n)}$ 的奇异性.当 $\theta = 0$ 时,等效应力随 r 的变化曲线如图5所示.等效应力的最大值出现在缺口尖端($r = 0, \theta = 0$),并且随着 r 的增大,等效应力的值逐渐减小.考虑应力的分布随角度 θ 的变化规律时,为了减小 r 的变化产生的影响,取 $r = 1$ 的情况.当 $n = 6, 10, 20$ 和 100 时,等效应力随角度的变化如图6所示,等效应力随着角度的增大而增大.同时,由式(16)可以看出,应力率分量具有 $r^{n/(1-n)}$ 的奇异性.

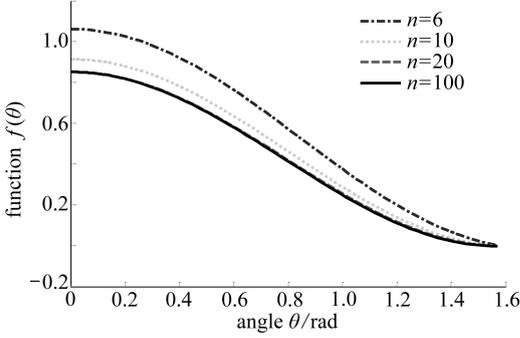


图3 函数 $f(\theta)$ 随角度的变化曲线

Fig. 3 Angular variation of function $f(\theta)$

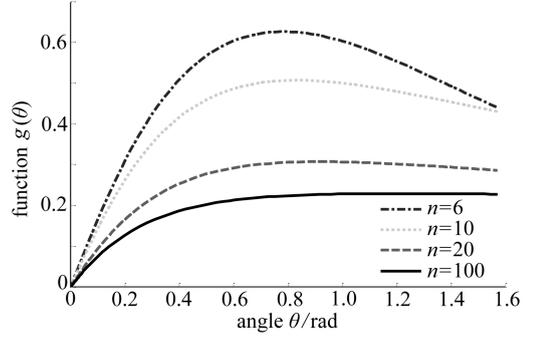


图4 函数 $g(\theta)$ 随角度变化的曲线

Fig. 4 Angular variation of function $g(\theta)$

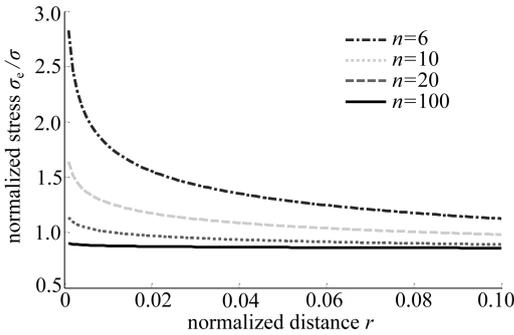


图5 等效应力 σ_e 随位移变化的曲线

Fig. 5 Distance variation of the equivalent stress σ_e

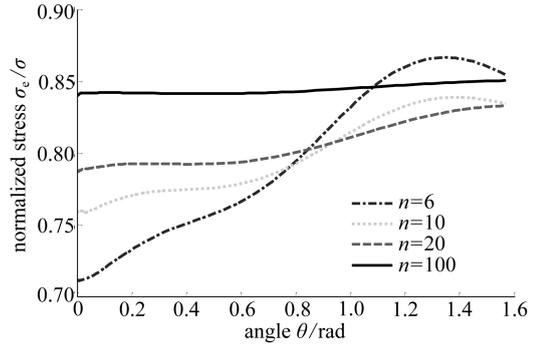


图6 等效应力 σ_e 随角度变化的曲线

Fig. 6 Angular distribution of the equivalent stress σ_e

4 反平面剪切问题的解答

对于反平面问题,在极坐标系中,应力分量和应变分量分别为 τ_r, τ_θ 和 γ_r, γ_θ .多轴应力条件下的本构方程可以表示为

$$\dot{\gamma}_i = \frac{\dot{\tau}_i}{G} + \sqrt{3}^{n+1} A \tau_e^{n-1} \tau_i, \quad i = r \text{ 或 } \theta, \quad (27)$$

式中, A 为与温度有关的材料常数.等效应力表示为

$$\tau_e = (\tau_r^2 + \tau_\theta^2)^{1/2}. \quad (28)$$

蠕变失效条件为

$$(\tau_r^2 + \tau_\theta^2)^{1/2} = \tau, \quad (29)$$

其中, τ 表示蠕变剪切失效力.

假设应力函数 φ 表示如下:

$$\varphi = \tau r^{1+\lambda} f(\theta), \quad (30)$$

则, 应力分量为

$$\tau_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = -\tau r^\lambda f', \quad \tau_\theta = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \tau(1+\lambda)r^\lambda f. \quad (31)$$

等效应力为

$$\tau_e = \tau r^\lambda [f'^2 + (1+\lambda)^2 f^2]^{1/2}. \quad (32)$$

应力率分量为

$$\dot{\tau}_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \theta} = -V \tau r^{\lambda-1} \zeta', \quad \dot{\tau}_\theta = \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial r} = V \tau \lambda r^{\lambda-1} \zeta, \quad (33)$$

式中

$$\zeta = f' \sin \theta - (1+\lambda) f \cos \theta. \quad (34)$$

假设位移函数 w 为

$$w = \frac{\tau}{G} r^{1+\lambda} g. \quad (35)$$

应变分量为

$$\gamma_r = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\tau}{G} (1+\lambda) r^\lambda g, \quad \gamma_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} = \frac{\tau}{G} r^\lambda g'. \quad (36)$$

应变率分量为

$$\dot{\gamma}_r = \frac{\partial \dot{w}}{\partial r} = V \frac{\tau}{G} \lambda r^{\lambda-1} \eta, \quad \dot{\gamma}_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{w}}{\partial \theta} = V \frac{\tau}{G} r^{\lambda-1} \eta', \quad (37)$$

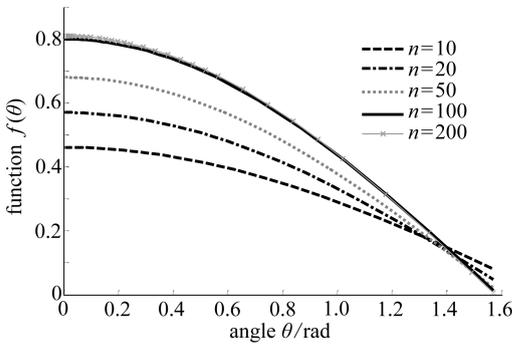


图7 反平面载荷作用下函数 $f(\theta)$ 随角度的变化曲线

Fig. 7 Angular variation of function $f(\theta)$ under antiplane

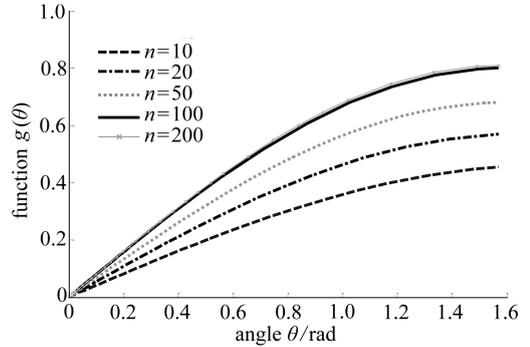


图8 反平面载荷作用下函数 $g(\theta)$ 随角度变化的曲线

Fig. 8 Angular variation of function $g(\theta)$ under antiplane

其中

$$\eta = g' \sin \theta - (1+\lambda) g \cos \theta. \quad (38)$$

将式(31)、(32)、(33)和式(37)代入蠕变方程(27),并考虑到 r 的奇异性,可以得到以下方程:

$$\begin{cases} \sin \theta [f'' + (1+\lambda)f' + \lambda g'] - \lambda \cos \theta [f' + (1+\lambda)g] + NS^{n-1} f' = 0, \\ \sin \theta [g'' + (1+\lambda)g' - \lambda f''] - \lambda \cos \theta [g' - (1+\lambda)f] - NS^{n-1} (1+\lambda)f = 0, \end{cases} \quad (39)$$

式中

$$\begin{cases} N = 3^{(n+1)/2} AG\tau^{n-1}/V, S = [f'^2 + (1 + \lambda)^2 f^2]^{1/2}, \\ \lambda = 1/(1 - n). \end{cases} \quad (40)$$

式(39)即为反平面载荷作用下缺口尖端场的控制方程。

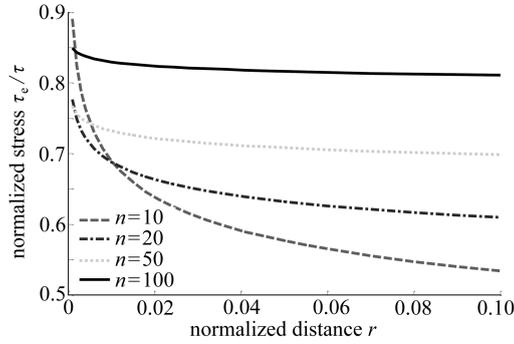


图9 反平面载荷下等效应力 τ_e 随位移变化的曲线

Fig.9 Distance variation of the equivalent stress τ_e

反平面载荷作用下缺口尖端附近钝化边界与拉伸载荷下的相同(如图2)。缺口表面应力自由,则

$$f(\pi/2) = 0. \quad (41)$$

由问题的对称条件得

$$f'(0) = 0, g(0) = 0. \quad (42)$$

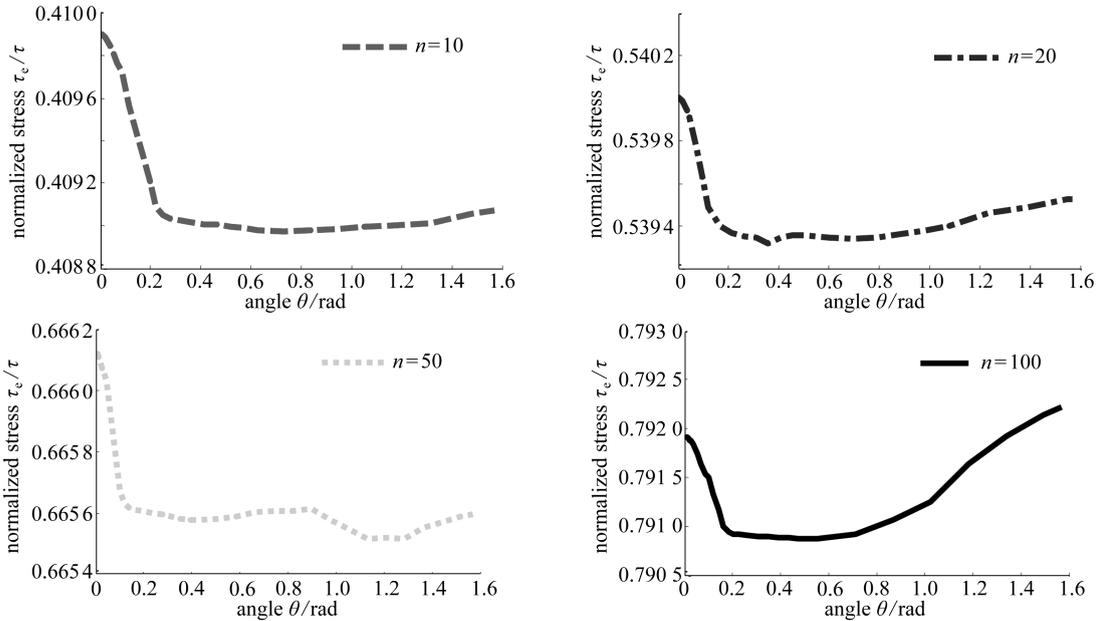


图10 反平面载荷下等效应力 τ_e 随角度变化的曲线

Fig.10 Angular distribution of the equivalent stress τ_e

将控制方程(39)代入边界条件(41)和(42)可以得到数值解答. 求解过程与拉伸载荷情

况下相同.图7和图8中给出了角度函数 $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 的变化曲线.从图中可以看出,在 $n=100$ 和 $n=200$ 的情况下, $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 的值基本相同,所以,考虑 $n=100$ 的情况来代替 $n=\infty$.由式(31)和式(33)可以看出,应力具有 $r^{1/(1-n)}$ 的奇异性,应力率具有 $r^{n/(1-n)}$ 的奇异性.等效应力随 θ 变化的分布和随 r 变化的分布如图9和图10所示.

5 结 论

1) 通过假设应力势函数和位移势函数可以得到缺口尖端场的各个参数,将各参数代入材料的蠕变本构方程可以求得缺口尖端场的控制方程,进而通过边界条件可以得到其数值解答.

2) 从求解的结果可以看出,在拉伸载荷或反平面载荷作用下,蠕变指数 $n=100$ 时的缺口尖端场能够替代 $n=\infty$ 的情况.

3) 从应力及应力率的表达式可以看出,拉伸载荷或反平面载荷作用下,蠕变缺口尖端的应力具有 $r^{1/(1-n)}$ 的奇异性,应力率具有 $r^{n/(1-n)}$ 的奇异性.

参考文献(References):

- [1] Kachanov L M. On rupture time under creep conditions[J]. *Izvestia Akademi Nauk SSSR Otd Tekhn Nauk*, 1958, **8**(1): 26-31.
- [2] Robotnov Y N. *Creep of Structure Element*[M]. Moskva: Nauka, 1966.
- [3] Lemaitre J. Evaluation of dissipation and damage in metals submitted to dynamic loading [C]//*Proceedings ICM 1*, Kyoto, Japan, 1971.
- [4] Ridel H. *Fracture at High Temperature*[M]. Berlin: Springer, 1987.
- [5] Murakami S. *Continuum Damage Mechanics*[M]. Berlin: Springer, 2012.
- [6] Williams M L. Stress singularities resulting from various boundary conditions in angular corners of plates in extension[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1952, **19**(4): 526-528.
- [7] Bassani J L. Notch-tip stresses in a creeping solid[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1984, **51**(3): 475-480.
- [8] KUANG Zhen-bang, XU Xiao-peng. Stress and strain fields at the tip of a sharp V-notch in a power-hardening material[J]. *International Journal of Fracture*, 1987, **35**(1): 39-53.
- [9] Yang S R, Chao Y J. Asymptotic deformation and stress fields at the tip of a sharp notch in an elastic-plastic material[J]. *International Journal of Fracture*, 1992, **54**(3): 211-224.
- [10] Chao Y J, Yang S R. Singularities at the apex of a sharp V-notch in linear hardening material [J]. *International Journal of Fracture*, 1992, **57**(1): 47-60.
- [11] XIA Lin, WANG Tzu-chiang. Singular behaviour near the tip of a sharp V-notch in a power law hardening material[J]. *International Journal of Fracture*, 1993, **59**(1): 83-93.
- [12] Chen D H, Ushijima K. Plastic stress singularity near the tip of a V-notch[J]. *International Journal of Fracture*, 2000, **106**(2): 117-134.
- [13] ZHU Hong-lai, XU Jin-quan, FENG Miao-lin. Singular fields near a sharp V-notch for power law creep material[J]. *International Journal of Fracture*, 2011, **168**(2): 159-166.
- [14] Ayatollahi M R, Dehghany M, Nejati M. Fracture analysis of V-notched components-effects of first non-singular stress term[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2011, **48**(1): 1579-1589.

Stress Fields of Creep Damage Notch Tip in Steady Propagation

MENG Qing-hua, LIANG Wen-yan, WANG Zhen-qing

(College of Aerospace and Civil Engineering, Harbin Engineering University,
Harbin 150001, P. R. China)

Abstract : The stress fields of the steady propagation notch tip in creep damage materials under tensile loading and antiplane shear loading were investigated. The stress potential function and the displacement potential function were adopted. The governing equations of the steady propagation notch tip were obtained under small scale creep conditions. The governing equations were solved numerically considering the effect of notch tip blunting and the boundary condition of problems. The stress fields of the notch tip were obtained. Variations of the stress fields near the notch tip as the parameter were discussed. The results show that the stress has an $r^{1/(1-n)}$ singularity and the rates of stress possess the $r^{n/(1-n)}$ singularity near the notch tip, where n is the creep exponent.

Key words: steady propagation; creep damage; notch tip; governing equation; stress field