

考虑材料循环塑性的疲劳裂纹扩展模拟¹⁾

王燕群 刘应华 杨海元

(天津大学力学系, 天津 300072)

摘要 提出了一种考虑材料循环塑性性能的研究疲劳裂纹扩展与闭合行为的有限元模拟方法. 对所选用的循环塑性本构关系进行了基本实验检验. 探讨了在疲劳裂纹扩展有限元分析中网格尺寸的影响, 给出了网格优化准则. 研究了在循环硬化条件下考虑裂纹合效应时裂纹面张开廓形、裂纹尖端应力、应变场和正反向塑性区的演变规律. 对于循环硬化和不同循环应力比 R 等因素对裂纹张开应力水平的影响也作了考察.

关键词 疲劳裂纹的扩展与闭合, 循环塑性, 有限元方法

引言

自从 Elber^[1]于 1970 年指出裂纹在拉伸循环加载过程中的闭合现象并建议对计算疲劳裂纹扩展速率 da/dN 的 Paris 公式进行修正以来, 人们的认识有所深化并进行了大量的研究工作, 取得了相当多的成果^[2~5], 但由于问题的复杂性, 至今令人满意的模型及其有效描述方法仍未找到, 疲劳裂纹扩展规律仍是当前固体力学强度领域中一个重要的研究课题.

试验、理论分析和有限元数值模拟是研究疲劳裂纹扩展的三个不可缺少的方面. 三者各有优缺点, 要相互结合, 推动研究进展. 有限元模拟适于探索不同的材料、加载历史、几何尺寸和本构关系的影响, 可以给出任意时刻全场上的应力、应变和位移, 因此受到国内外重视, 不少学者在这方面进行了工作^[6~11].

以前的研究者在作疲劳裂纹扩展的有限元分析时大多采用理想塑性^[6]或双线性^[7]等应力应变关系. 这样处理, 作为初期探索虽已获得许多有用信息, 但毕竟是简单化了. McClung 等人^[8,9]采用了幂强化本构模型. 这种模型能描述棘轮效应和平均应力松弛等循环特性, 却没能反映材料在循环载荷下最基本的特征--循环硬化(或软化)的影响. 这种疏于考虑材料循环塑性行为的状况不能不影响到人们对于疲劳裂纹扩展规律的进一步研究.

本文将建议一种考虑材料循环塑性性能的有限元方法, 并用于疲劳裂纹扩展与闭合的模拟, 初步探讨一些规律性现象, 还将对有限元网格的影响予以研究.

1 循环塑性本构模型及弹塑性有限元方法

金属材料在循环载荷作用下呈现许多与单调加载时不同的性质, 如滞回特性、循环硬(软)化、循环蠕变、循环应力松弛、Masing 特性、记忆特性等循环塑性性质. 自 70 年代以来, 循环塑性研究比较活跃, 先后提出多种模型. Mroz, Besseling^[12,13]等提出了多层加载面的设想, 由此而发

1) 国家自然科学基金资助项目.

1996-01-29 收到第一稿, 1996-07-30 收到修改稿.

展成当前受到重视的各种两面模型. McDowell^[14]建立了一种比较有效的两面理论并给出了一个简化模型,该模型可通过一个参数来反映非比例加载情况,胡在谦、黄克智^[15]在塑性应变空间内通过材料变形历史定义了一系列记忆曲面,引入塑性应变幅和平均塑性应变的概念,建立了内变量型的本构方程.雷雨田、王勋成^[16]建立了离散型的本构方程,在循环加载过程中,通过参数或内变量方程的演化,模拟材料的循环塑性特征,并在每一加载单枝上保持了运动硬化经典理论的数学形式.

经分析及试用和比较^[17],本文采用了既能反映材料的循环塑性特征,又便于有限元实施的由雷雨田等提出的本构模型^[16].

1.1 本构模型简介

采用运动硬化形式的 Mises 屈服面方程

$$F = \frac{1}{2} (S_{ij} - \bar{\sigma}_{ij}) (S_{ij} - \bar{\sigma}_{ij}) - \frac{1}{3} k^2 = 0 \tag{1}$$

式中 S_{ij} 为应力偏量张量, $\bar{\sigma}_{ij}$ 为背应力张量, $\sqrt{\frac{2}{3}} k$ 是屈服面半径, k 为内变量的函数,这里将内变量取为等效塑性应变,即

$$k = k(\bar{\epsilon}^p), \bar{\epsilon}^p = \left[\frac{2}{3} d_{ij}^p d_{ij}^p \right]^{1/2} \quad \text{内外} \tag{2}$$

d_{ij}^p 为塑性应变张量. 背应力张量,按 Prager,取为

$$d_{ij}^p = c d_{ij}^p \tag{3}$$

其中 c 为某待定函数. 采用关联流动法则

$$d_{ij}^p = d \frac{\partial F}{\partial \bar{\sigma}_{ij}} \tag{4}$$

由一致性条件 $dF = 0$, 得

$$d = \frac{-\frac{\partial F}{\partial \bar{\sigma}_{rs}} d_{rs} - \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial d} d}{c \frac{\partial F}{\partial \bar{\sigma}_{mn}} \frac{\partial F}{\partial \bar{\sigma}_{mn}}} \tag{5}$$

对于具有 Masing 特性的材料,在循环加载中,屈服面大小保持不变,符合运动硬化规律

$$k = k_s \tag{6}$$

式中 k_s 为初始屈服面半径. 对于非 Masing 特性的材料,在循环加载过程中,屈服面大小会发生变化,若循环稳定时的屈服面半径为 $\sqrt{\frac{2}{3}} k$, 可设

$$k = k_s + m_s (\bar{\epsilon}_{\max}^p) \tag{7}$$

其中 $m_s (\bar{\epsilon}_{\max}^p)$ 为非 Masing 硬化应力,可由实验决定, $\bar{\epsilon}_{\max}^p$ 是一个具体的离散记忆参数,记忆循环加载历史上最大塑性应变幅的影响. 从实验结果得知,非 Masing 硬化多是一个指数变化过程,每一加载单枝的非 Masing 硬化量与剩余总量之比为常数,即

$$\frac{k_j - k_{j-1}}{k - k_{j-1}} = H_v \tag{8}$$

式中 $j = 1, 2, \dots$, 为加载单枝数, H_v 为循环硬化速度参数. 由(8)式可得

$$k - k_j = (1 - H_v)^j (k - k_0)$$

给合上式及(7)式, 最后有

$$k_j = k_0 + m_s \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_{\max}} \right) [1 - (1 - H_v)^j] \quad (9)$$

按式(6)或(9)取 k 值后, 应有

$$\frac{\partial k}{\partial \bar{\rho}} = 0 \quad (10)$$

注意到式(10), (5)及式(1), 式(4)化为

$$d_{ij}^p = \frac{3}{2} \frac{1}{ck^2} (S_{ij} - \bar{s}_{ij}) (S_{rs} - \bar{s}_{rs}) d_{rs} \quad (11)$$

通过计算等效应变增量 $d\bar{\rho}$ 及等效应力增量

$$d\bar{\rho} = \left(\frac{3}{2} dS_{ij} dS_{ij} \right)^{1/2} \quad (12)$$

可得塑性模量

$$E^p = \frac{d\bar{\rho}}{d\bar{\rho}^p} \frac{3}{2} c \quad (13)$$

以之代入(11)式, 最后有

$$d_{ij}^p = \frac{9}{4} \frac{1}{E^p k^2} (S_{ij} - \bar{s}_{ij}) (S_{rs} - \bar{s}_{rs}) d_{rs} \quad (14)$$

这便是雷雨田等^[16]所得到的塑性应变增量算式.

为有限元实施, 需导出全应变增量与应力增量间的关系式. 令 d 、 d 及 d^p 依次为应力增量、应变增量及塑性应变增量列阵, 则有最后结果

$$d = [D^{ep}] d \quad (15)$$

式中 $[D^{ep}]$ 为弹塑性矩阵, 且

$$[D^{ep}] = [D^e] - [D^p] \quad (16)$$

其中 $[D^e]$ 为弹性常数矩阵, 而

$$[D^p] = \frac{[D^e] S - S - {}^T [D^e]}{\frac{4}{9} k^2 E^p + S - {}^T [D^e] S} \quad (17)$$

关于塑性模量 E^p , 按式[16], 可写为

$$E^p = E_0^p + \frac{dg(\bar{\rho}^p)}{d\bar{\rho}^p} \quad (18)$$

其中 E_0^p 为材料常数, $\bar{\rho}^p$ 为离散记忆参数, 是记忆循环塑性历史的内变量, 在每个加载单枝中保持常数, 循环稳定时 $\bar{\rho}^p = 1$, 与式(18)对应的曲线方程为

$$\bar{\rho}^p = E_0^p \bar{\rho}^p + g(\bar{\rho}^p) \quad (19)$$

式中 $\bar{\sigma}$ 和 $\bar{\epsilon}^p$ 分别是当前屈服点起算的等效应力和等效应变. 根据实验得到的 $\bar{\sigma}-\bar{\epsilon}^p$ 曲线的几何性质, 函数 $g(\bar{\epsilon}^p)$ 可取如下形式

$$g(\bar{\epsilon}^p) = \frac{\bar{\epsilon}^p}{a \bar{\epsilon}^p + b} \tag{20}$$

式中 a, b 为材料常数. 1 表明了典型的循环过程及 y 值的确定方法. 设新的单枝由 N 开始加载, D 为新的屈服点, 则由 F, D 两点的应力差 $\bar{\sigma}_{DF}$ 和塑性应变差 $\bar{\epsilon}_{DF}^p$ 可确定该曲线的 y , 即

$$y = \frac{\bar{\sigma}_{DF} - E_0^p \bar{\epsilon}_{DF}^p}{g(\bar{\epsilon}_{DF}^p)} \tag{21}$$

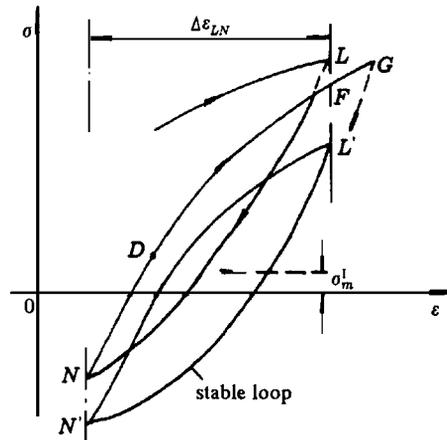


图 1 典型的循环过程及 y 值的确定

Fig. 1 Typical cyclic hardening process and determination of the value of y

1.2 弹塑性增量分析的有限元格式

本文采用张敬宇和杨海元给出的杂交有限元格式^[18], 建立了循环弹塑性分析的增量型任意四边形四节点有限单元, 并引入了上述选定的本构方程, 详细推导请参阅^[18,10], 不再赘述.

为保证计算精度, 提高计算效率, 采用增量法和初应力迭代法相结合的混合法. 将每加载单枝的载荷分成若干增量步, 在每一增量步开始之前修改一次刚度, 并对上一载荷增量步得到的应力作平衡修正, 然后反复迭代本增量步直至收敛. 在循环迭代中本构关系的积分精度和效率决定着总的精度和效率, 在此采用了效果较好的切向预测径向返回的子增量法.

2 基本实验验证^[17,20]

为考查本构关系的适用性, 对铝合金试件进行了循环加载实验和有限元模拟计算并进行对照. 实验在天津大学材料力学试验室的 Instron-1343 型电液伺服试验机上进行.

验证例题 1 $LY12-CZ$ 铝合金无裂纹的光滑试件, 该材料表现出明显的循环硬化特性, 由实验测得材料在上述本构模型中的参数如下: 弹性模量 $E = 70\ 700\ \text{MPa}$, 屈服应力 $\sigma_s = 343\ \text{MPa}$, 波松比 $\mu = 0.343$, 稳定环的渐近线斜率 $E_0^p = 4\ 941\ \text{MPa}$, 循环硬化速度参数 $H_v = 0.46$, 材料几何特征常数 $a = 1.14 \times 10^{-3}$, $b = 8.40 \times 10^{-7}$.

得到了试件在对称循环应变幅 $\pm 0.8\%$ 控制下滞回环结果和前 5 周的有限元模拟结果(限于篇幅, 未给出), 两者符合较好.

验证例题 2 带中心圆孔 L Y11-CZ 铝合金板试件, 材料常数为: $E = 70\ 455\ \text{MPa}$, $\nu = 282\ \text{MPa}$, $\mu = 0.343$, $p_0 = 4\ 452\ \text{MPa}$, $H_v = 0.07$, $a = 4.29 \times 10^{-3}$, $b = 1.41 \times 10^{-5}$. 试件宽 80 mm, 长 120 mm, 厚 4.0 mm, 中心圆孔直径 8.0 mm, 试件两端受均匀拉力.

得到了试件水平对称轴上孔壁一点的循环加载试验结果和相应点的前 10 周有限元模拟结果(未给出). 两者亦符合较好.

由以上两个例题可见, 本构模型对材料循环塑性模拟是成功的.

3 模拟疲劳裂纹的有限元网格尺寸

为兼顾计算的可靠性和经济性, 有必要探讨有限元网格对数值结果的影响, 寻找一个网格优化原则, Newman^[11]考查了常应变三角形单元网格划分对计算结果的影响, 指出最小网格应不大于正向塑性区尺寸, McClung 等人^[8,9]比较了两种不同的四节点等参元网格的结果, 也支持上述观点.

现在对两种应力比, 不同应力水平下的疲劳裂纹扩展问题采用三套网格进行数值模拟, 以考查网格尺寸的影响.

研究一均匀拉伸-压缩下 I 型中心裂纹平板试件. 试件尺寸为: 半长 $L = 80\ \text{mm}$, 半宽 $w = 40\ \text{mm}$, 厚度 $t = 1\ \text{mm}$. 初始半裂纹长度 $a_0 = 6.0\ \text{mm}$. 试件材料仍为 L Y12-LZ 铝合金. 有限元局部网格图见图 2. 三种网格分别为: (a) 232 个单元, 最小单元尺寸 $a = 0.375\ \text{mm}$; (b) 310 个单元, $a = 0.125\ \text{mm}$; (c) 382 个单元, $a = 0.0625\ \text{mm}$.

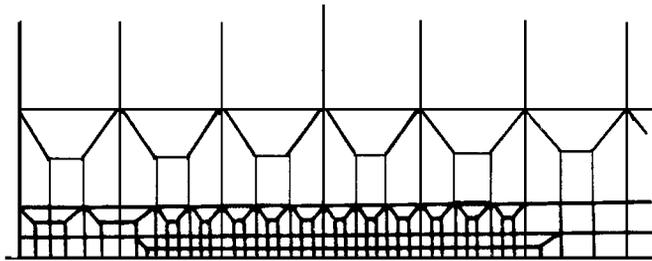


图 2 有限元网格图

Fig. 2 The finite element mesh

数值模拟结果如下:

1) 纹尖前沿裂纹线应力、应变分布. 三种网格分布趋势相同, 但网格越细越能反映纹尖附近分布梯度.

2) 裂纹表面张开位移. 较细网格, 对应较大的张开位移.

3) 纹尖附近塑性区, 较细风格, 对应较大的正、反向塑性区.

4) 裂纹张开应力水平. 模拟结果见图 3.

i) 在同一应力比 R 和相同的最大应力 S_{max}/s 下, 一般是网格越细, 张开应力水平越高.

ii) 三套网格在两种应力比下的张开应力曲线都出现了虚假峰值. 这一现象十分突出地反映了网格粗细的影响, 虚假峰值的产生主要是由于在该段 S_{max}/s 作用区域内, 网格的细化程度还不能完全反映卸载过程中纹尖出现的反向塑性, 乃至拉伸塑性保留过多. 图中峰值左侧部分还显示: 随着 S_{max}/s 减小, S_{open}/S_{max} 迅速下降, 这是由于在这段载荷用范围内, 所采用的纹尖网格尺寸连正向塑性区也不能充分描述了.

由以上结果和分析中可以看到,网格越精细程度越高,但代价也越大.考虑到疲劳裂纹扩展中闭合效应的影响,本文认为 Newman^[11]和 McClung^[8]等人仅仅基于正向塑性区选取最小网格尺寸是不够的,还应该考虑反向塑性区的影响,具体建议:当 $R = 0$ 时,宜选取 $a_{min}/r_p = 1.0$; $R = 1$ 时,选取 $a_{min}/r_p \leq 0.65$ (r_p 为反向塑性区尺寸).采用这样的网格优化原则进行疲劳裂纹扩展的数值模拟,已可以满足一般研究工作的需要.

4 疲劳裂纹扩展与闭合的数值模拟结果

现在用前面建立的循环弹塑性有限元方法就 LY12-CZ 铝合金中心穿透裂纹平板试件来做疲劳裂纹数值模拟.计算在 M 340-S 中型机上进行.因受可用存储空间限制(4096 K),在裂纹线及其附近按优化原则使用了密集网格.总单元数有两种:382 个及 310 个.可保证结果的可靠性.

计算中关于裂纹张闭的处理.(a)张开:采用节点力判据.加载过程中,每一增量步均计算已闭合点的节点力.当某一点的 y 向节点力由压变为拉时,该点即为张开点.释放该点约束,将约束力反向加到该点上,并完成相应计算.(b)闭合:采用节点位移判据.卸载中,每一增量步 p 均检查是否有已张开节点 y 向位移 ≤ 0 ,若有,则该点应闭合.这时,(1)要找出对应载荷 p , (2)退回到本增量步 p 之前的状态,(3)加 p ,然后在该点 y 向加约束,使成闭合点,(4)施加本增量步剩余部分 $p = p - p$,完成计算.因对每一 p 需迭代多次,每次迭代,均应注意闭合现象.

4.1 疲劳裂纹的张开位移(FCOD)

4.1.1 静止裂纹 FCOD 的数值模拟结果

在从零加至最大载荷 ($S/S_{max} = 1.0$) 时纹尖出现较大塑性变形,产生钝化.卸载时钝化程度减小,但裂纹尖端附近仍有残余应变而不能再锐化,在卸载到零时裂纹表面亦未能闭合.此时裂纹中心处的张开位移最小,靠近纹尖渐大.这是与 Elber^[1]所指出的裂纹闭合现象一致的.

若卸载至零后断续加上反向载荷,在 $S/S_{max} = -0.0483$ 时裂纹面中心处首先闭合,随着继续加压,裂纹面上其它点依次闭合.纹尖处因已钝化,闭合较难,直到加载到 $S/S_{max} = -0.708$ 时紧靠纹尖的节点才闭合.在下一加载单枝,加载到 $S/S_{max} = -0.626$ 时紧靠纹尖的节点最先张开.继续加载,从纹尖节点开始到裂纹中心节点依次张开.在 $S/S_{max} = -0.0395$ 时裂纹中心处节点最后张开.

4.1.2 扩展裂纹的 FCOD

裂纹从 $a_0 = 6.0$ mm 开始扩展, $a = 0.125$ mm,经 4 步扩展至 $a = 6.50$ mm.图 4(a), (b) 分别是循环应力比 $R = 0$ 和 $R = -1$ 时,不同载荷下 FCOD 的变化情况.

从图 4(a) 知:在脉动载荷下,初始存在的裂纹部分当卸载至零时是不闭合的,而裂纹扩展部分则是完全闭合的.随着重新加载,闭合部分以楔形顺次张开,当 $S/S_{max} = 1.0$ 时裂纹表面完

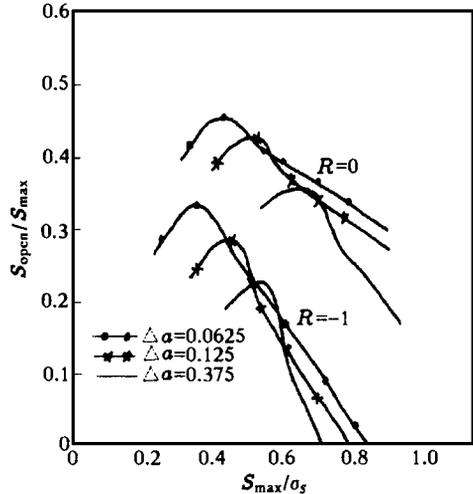


图 3 网格尺寸对张开应力水平的影响
Fig. 3 Influence of mesh size on the crack opening stress level

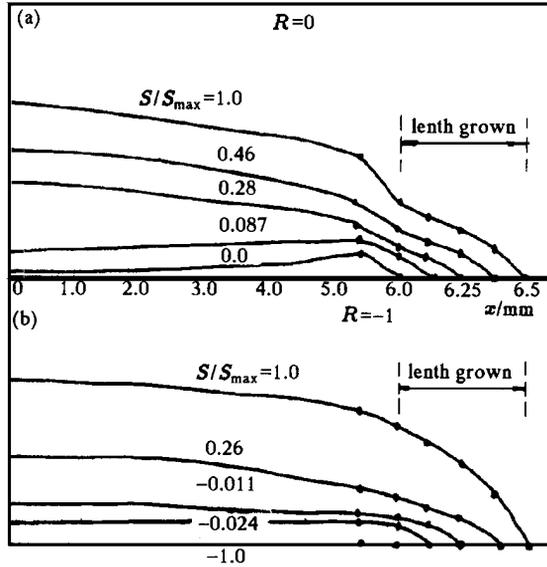


图 4 扩展裂纹的张开位移

Fig. 4 Evolution of the opening profile of a growing crack

全张开.

从图 4(b) 知:在交变载荷作用下,卸载时裂纹面从紧靠纹尖处的节点开始,随即也从裂纹中心节点开始,依次闭合,当 $S/S_{max} = -1.0$, 裂纹面全部闭合.重新加载时,从初始纹尖节点向两侧依次张开^[19].

比较上述两图可知,预先存在的裂纹部分在脉动和交变两种加载情况下的 COD 廓形基本上相似,而裂纹扩展部分的廓形却有较大差别.这主要是由于脉动情况下扩展裂纹面上的拉伸残余变形大而使 COD 减小.

4.2 循环硬化下纹尖应力应变场

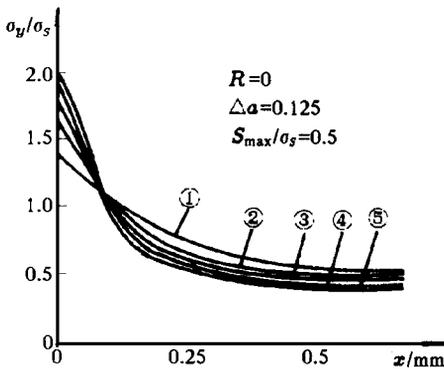


图 5 循环硬化对纹尖应力分布的影响

Fig. 5 The influence of cyclic hardening on stress distribution ahead of crack tip

裂纹长 $a_0 = 6.0\text{mm}$, 纹尖单元尺寸 $a = 0.125\text{mm}$, 最大载荷 $S_{max} = 0.5 s_s$.

材料循环硬化特性的影响由塑性模量方程 $E^p = E_0^p + g(\bar{\epsilon}^p)$ 来反映.离散记忆参数在加载循环中由零逐渐变化到稳定状态的 1.循环过程中静止裂纹前方裂纹线上的应力 σ_y 演变规律见图 5.图中(1), (2), ..., (5)表示循环数.由图可见,由于纹尖附近的循环塑性区经历反复的塑性变形而不断发生循环硬化,纹尖附近应力不断增加,越靠近纹尖循环硬化程度越高,应力梯度也越大,按模拟方案,经过十多个循环后达到循环稳定状态,这时纹尖前方应力分布基本上保持不变.

因限于篇幅,关于静止及扩展裂纹,在 $R = 0$ 及 $R = -1$ 时沿裂纹线的应力、应变曲线不再给出,这里只针对循环稳定情况,指出以下三点: (a) 随裂纹扩展,纹尖前应力、应变分布形状基本保持不变,只向前平移。(b) 在卸载至零时 ($S/S_{max} = 0$), 扩展裂纹尖端前后产生残余压应力。它与裂纹的张闭现象有密切关系。(c) 扩展裂纹在最大载荷时 ($S/S_{max} = 1.0$), 脉动和交变两种情况下,应力分布基本相同,而应变分布却有较大差异,是交变载荷下较大的反向塑性减少了裂纹表面正向残余变形造成的。

4.3 纹尖塑性区

图 6 为 $a_0 = 6.0 \text{ mm}$ 静止裂纹在脉动载荷下,加载到最大值时纹尖塑性区随着循环次数而变化的情况。从图中可知,随着循环硬化程度增加,塑性区在循环过程中逐渐收缩最后趋于稳定。

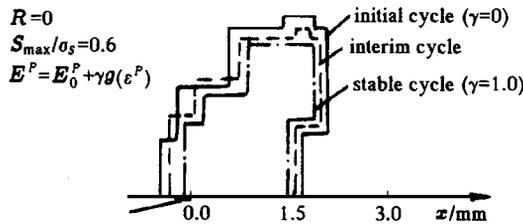


图 6 循环过程中塑性区的演变

Fig. 6 Evolution of plastic zone following the increase of loading cycle

图 7 表示在脉动和交变两种加载方式下裂纹从 $a_0 = 6.0 \text{ mm}$ 扩展到 $a = 6.25 \text{ mm}$ 时纹尖正反向塑性区。图中阴影部分表示反向塑性区,随着裂纹扩展,纹尖正反向塑性区(包括扩展后裂纹表面塑性尾迹)均逐步扩大。数值结果还表明,在交变载荷情况下扩展裂纹的反向塑性区明显比静态裂纹时小(限于篇幅,后者未示出),这是由于在载荷达到最大压缩值之前,纹尖已闭合,应力集中随之减弱所致。

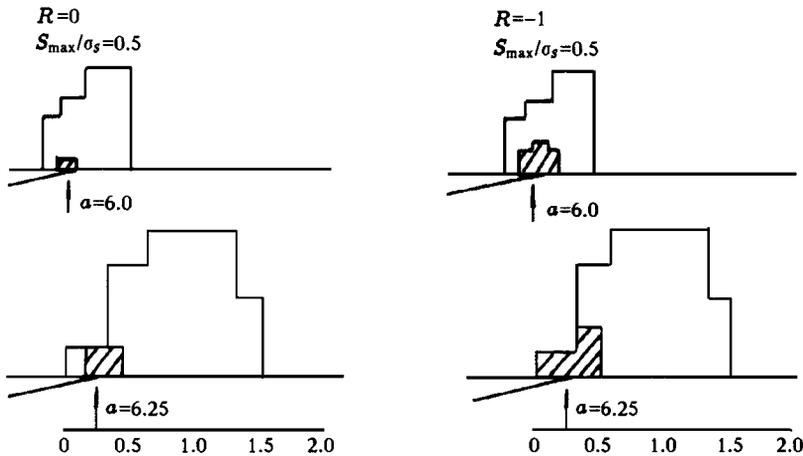


图 7 扩展裂纹尖端的正反向塑性区

Fig. 7 The forward and reverse plastic zones of a growing crack

4.4 循环硬化对张开应力水平的影响

循环硬化下张开应力水平与最大载荷的关系见图 8. 为了比较, 图中还包括了没有循环硬化现象的线性强化材料的曲线, 其 $E^p = E_0^p$, 即令式 (18) 中的 $\gamma = 0$, 由图可见, 在较低的最大应力时, 两条曲线比较接近. 这是由于纹尖正反向塑性区均较小, 而且现在采用的方案是每循环一周

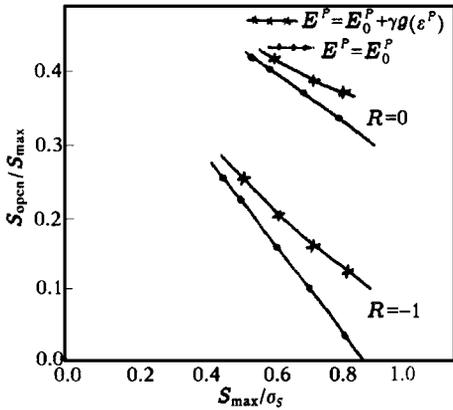


图 8 循环硬化对张开应力水平的影响
Fig. 8 The influence of cyclic hardening on the crack opening stress level

裂纹向前扩展一个网格尺寸. 一个单元, 从进入正向塑性区算起, 只经过较少的循环次数即达到纹尖而开裂, 循环硬化程度 d 相对较小, 对张开应力水平影响不大. 随着最大载荷增加, 正、反向塑性区加大, 纹尖单元开裂前经历的塑性循环次数增加, 循环硬化程度提高, 反向塑性应变相对减小, 使张开应力水平提高. 当 S_{max}/σ_s 一定时, 这里所得到的, 材料循环硬化使裂纹张开应力水平提高的现象, 是与试验结果^[20]一致的. 图中所见的, 无论是否存在循环硬化, 相对张开应力水平 S_{open}/S_{max} 皆随 S_{max}/σ_s 增加而迅速减小的趋势, 则是与裂纹张开位移 COD 迅速增加相伴随的.

4.5 循环应力比 R 对张开应力水平的影响

考虑了材料的循环硬化, 不同应力比 R 下裂纹张开应力水平计算结果见图 9. 可见, 在 S_{max}/σ_s 不变的情况下, 随着 R 增加, S_{open}/S_{max} 也增加, 这显然是残余变形增长所致.

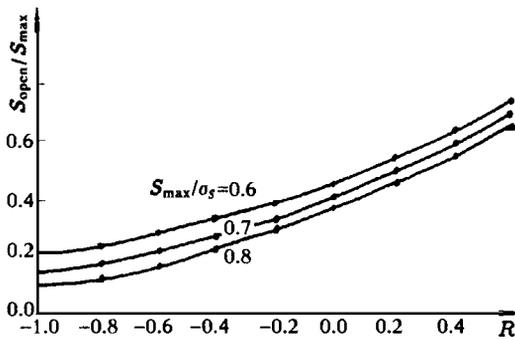


图 9 循环应力比 R 对张开应力水平的影响
Fig. 9 The influence of stress ratio R on the crack opening stress level

5 结 论

- 1) 采用离散型循环塑性本构模型模拟疲劳裂纹扩展是可行的.
- 2) 用有限元方法模拟疲劳裂纹, 其最小网格尺寸 a_{min} 应与纹尖反向塑性区尺寸 p 相联系, 建议当 $R = 0$ 时, 取 $a_{min}/p \leq 1.0$; 当 $R = -1$ 时, 取 $a_{min}/p \leq 0.65$.
- 3) 纹尖应力、应变场依赖于所采用的本构关系. 在循环稳定循环阶段, 扩展中裂纹尖端前沿裂纹线的应力、应变分布规律基本上保持不变, 仅随裂纹扩展而平移.

4) 材料的循环硬化特性对裂纹的张开、闭合应力水平有影响,随着循环硬化程度提高,张开应力水平也提高,循环硬化使纹尖正、反向塑性区有所减小。

5) 循环应力比 R 对裂纹张开应力水平有明显影响。在最大载荷不变的情况下,随着应力比 R 提高,张开应力 S_{open} 也提高。 $R < 0$ 时的张开应力水平明显低于 $R > 0$ 者,这也支持了周克民等^[21]关于循环载荷压半周将促进疲劳裂纹扩展的结论。

参 考 文 献

- 1 Elber W. *Engrg Fracture Mech*, 1970, 2: 37 ~ 45
- 2 Ohji K et al. *Int J Fracture*, 1974, 10: 123 ~ 124
- 3 Ogura K et al. Proc. ICF4, Canada, 1977: 1035
- 4 Gómez PM et al. *AIAA J*, 1980, 18: 1110 ~ 1117
- 5 Gómez PM et al. *Int J Frac*, 1976. 178
- 6 Newnan JC et al. *AIAA*, 1975, 13: 1077 ~ 1023
- 7 宫本博,杨秉宪,王幼复编译.弹塑性断裂力学.太原:山西人民出版社,1983
- 8 McClung RC et al. *Eng Fract Mech*, 1989, 33: 237 ~ 252
- 9 McClung RC et al. *Eng Fract Mech*, 1989 33: 253 ~ 272
- 10 曹方. [硕士论文]. 天津,天津大学,1988
- 11 Mewman Jr. J C. *ASTM STP 590*, 1976. 281 ~ 301
- 12 Mroz Z. *J Mech Phys Solis*, 1967, 15
- 13 Bessling J F. *Trans ASME*, 1958, 25: 529 ~ 531
- 14 David L, McDowe UU. *J Eng Mech*, 1987, 113: 378 ~ 379
- 15 胡在谦,黄克智,周春田.力学学报,1989,21(6)
- 16 雷雨田,王勳成.力学学报,1988,20(2)
- 17 张益民.循环弹塑性本构关系研究:[硕士论文].天津,天津大学,1993
- 18 张敬宇,杨海元.天津大学学报,1984,2(增): 1 ~ 8
- 19 陈洋.循环载荷下疲劳裂纹弹塑性数值模拟:[硕士论文].天津,天津大学,1990
- 20 沈珉.材料塑性性能与循环硬化对疲劳裂纹扩展与闭合的影响:[硕士论文].天津,天津大学,1990
- 21 周克民,杨海元.第五届全国疲劳学术会议论文集.山东威海,1991.513 ~ 518

NUMERICAL MODELING OF FATIGUE CRACK GROWTH WITH CYCLIC HARDENING OF MATERIALS

Wang Yanqun Liu Yinghua Yang Haiyuan

(Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract A method of finite element modeling of fatigue crack growth and closure behavior is presented. The cyclic plastic hardening behavior of materials is taken into account. The chosen cyclic plasticity constitutive model has been examined. After a discussion about the influence of finite element mesh on the numerical results, a mesh optimization criterion is suggested. Employing the suggested numerical method and considering the crack closure effect, we investigate the evolution of the profile of crack surfaces, the stress and strain fields ahead of the crack tip and the forward and reversed plastic zones. The influence of cyclic hardening and stress ratio on the crack opening stress level is discussed as well.

Key words growth and closure of fatigue crack, cyclic plastic, finite element method