

文章编号: 1000-0887(2002) 04-0381-10

基于有限元的金属基短纤维复合材料 MMC 的一种统计蠕变模型*

岳珠峰^{1,2}

(1. 西北工业大学 工程力学系, 西安 710072; 2. 鲁尔大学 材料研究所, 波鸿 D44780, 德国)

(周承侗推荐)

摘要: 在有限元分析的基础上建立了一个单向应力状态下金属基短纤维复合材料(MMC)的统计蠕变模型。首先建立细胞模型并进行有限元分析, 得到了单向应力状态下材料细观尺寸及载荷方向对宏观蠕变响应的影响规律。通过在细胞模型中增加一界面层(考虑材料特性和厚度)来研究基体和纤维的界面对 MMC 宏观蠕变响应的影响。基于细胞模型的数值结果, 提出了一适用于纤维平面随机分布的随机统计模型, 该模型考虑了纤维的断裂。通过试验获得纤维的统计分布规律。分析结果表明随机统计模型可以满意地描述试验结果。进一步讨论了材料细观尺寸, 纤维的断裂特性以及界面层的材料特性和厚度对 MMC 宏观蠕变响应的影响。

关键词: 细胞模型; 有限元; MMC; 蠕变响应; 纤维断裂; 统计模型;
细观纤维尺寸与分布

中图分类号: TG113 **文献标识码:** A

引 言

短纤维金属基复合材料(MMC)的蠕变规律取决于以下一些因素: 基体的蠕变性能、纤维的弹性和断裂特性、纤维的分布规律和纤维/基体的界面特性等。在研究时需要同时研究诸如载荷由基体转移到纤维、纤维周围的位错密度的增加、纤维周围的受压变性、热处理带来的内应力等等机理^[1~5]。由于试验表明在蠕变的较早阶段纤维即发生断裂, 因此模型中要考虑此点。一般认为, 单向应力状态下的 MMC 的蠕变响应可以用下式描述

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma, T, \epsilon_m, V_f, \lambda_p, \theta, \sigma_{int}, \sigma_{bf}), \quad (1)$$

式中, σ 为外施加应力, T 为温度, ϵ_m 为基体的蠕变特性, V_f 为纤维的体积分数, λ_p 为纤维的几何分布参数, θ 为施加外载相对于纤维的方向, σ_{int} 为纤维/基体界面特性, σ_{bf} 为纤维的断裂应力。上式(1)完整的形式尚未得。

过去研究 MMC 的蠕变细观变形机理的方法可以分为三类: 第一类为剪切-拖迤(shear-lag)方法^[6], 该方法假设基体发生剪切变形, 载荷通过剪应力由基体转移到纤维上。此方法可用于研究纤维的受力状态和界面状态, 但由于模型本身的不精确, 其预测结果也是不精确的。第二

* 收稿日期: 2000-10-10; 修订日期: 2001-12-21

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50005016)

作者简介: 岳珠峰(1965—), 男, 江苏丹阳人, 教授, 博士(zfzue@hotmail.com)。

类为 Eshelby 的平均应力法^[7], 此方法针对椭圆夹杂有一定的精度, 但此方法假设基体处于相同应力状态(平均应力)并不为有限元(FEM)所证实。FEM 方法可以给出 MMC 的很精确的内应力和应变分布^[1, 2, 4], 一般为通过细胞模型来分析 MMC 的蠕变响应, 但规则的细胞模型并不能和实验结果一致。需要做更深入的研究。

1 材料和有限元模型

1.1 材料

研究材料为 Al 基 MMC, 含 15% AlMg 纤维。该 MMC 的制备见[8]。

该 MMC 为一纤维平面随机分布 MMC。在纤维平面切割标准蠕变试样, 350℃进行蠕变试验^[8], 应力为 20 至 40 MPa, 实验结果见下面有关节。为了便于 FEM 的计算, 同时对纯基体材料进行蠕变试验, 温度相同。试验结果表明纯基体的稳定蠕变状态可用下式描述:

$$\dot{\epsilon} = 9.24 \times 10^{-9} \sigma^3 \quad (2)$$

1.2 有限元模型 细胞模型

为了计算的方便, 模拟含 1/4 纤维的细胞模型。细胞模型意味着纤维规整的排列在基体中, 即整个材料的蠕变特性可以由此细胞模型来描述。

三维的细胞模型示于图 1。中心含 1/4 纤维, 周围为基体。细胞模型可由 l/L , d/D , d_y/D 三个参数唯一确定。加载方向由图 1 所示角 θ 确定。通过在基体和纤维之间引入一界面层来研究界面特性。这种方法在某些情况时是合适的^[9]。界面层具有与基体和纤维不同的性能, 但很难确定其厚度和材料特性, 为此本文做了系统的计算, 讨论厚度和特性对总体响应的影响。

为了研究不同方向的加载情况, 利用了等效应力的概念, 即认为细胞模型承受与 MMC 试样相同的载荷。例如作用于细胞模型的载荷 T_i 和应力的关系为如下

$$\int T_i dA = \sigma A_i \quad (3)$$

式中 σ 为载荷方向的平均应力, A_i 为受力的面积。细胞模型的外表面保持平面, 以便和相邻单元的变形相协调。对于载荷不是平行或垂直纤维的情况, 如此边界也许太苛刻, 故平面边界和自由边界都作计算, 以便分析约束的影响。

模型假设纤维仅发生弹性变形, 而基体为发生弹性和 Norton 型蠕变变形, 如(2)式。这些弹性参数给出于表 1。

多轴蠕变规律可以用等效应力和偏应力张量表示:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = c \sigma_e^{n-1} S_{ij} \quad (4)$$

式中 $\sigma_e = \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}}$
为 Mises 等效应力, 偏应力

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sigma_{kk}$$

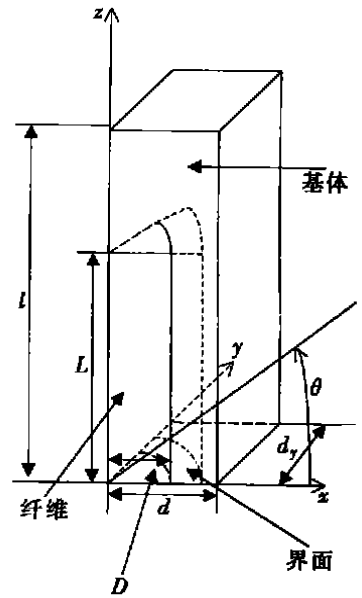


图 1 细胞模型

c 和 n 为 Norton 方程的系数。假设纤维和基体之间(包括界面)为完好内表面。

表 1 纤维和基体的弹性参数

	弹性模量 E/GPa	泊松比 ν
纤维	300	0.3
基体	70	0.3

分析程序为 ABAQUS。模型划分成 510 个 20_节点的三维等参元, 与 800、1 200 和 2 400 个 20_节点的三维等参元的结果相比较, 510 个单元已可以获得足够精确的结果。采用 Newton_Rhapson 自调整步长, 每种情况大约进行 500 步或更多以确保蠕变第二阶段(稳定阶段)的获得。

2 纤维的轴应力

2.1 受轴方向外载

图 2 给出不同蠕变时的纤维轴应力的演化规律。受载开始时, 由于弹性模量的差异, 纤维承受较大部分的外载。由于基体的蠕变变形, 它强迫纤维拉伸, 纤维的应力持续增长, 并在纤维的中心出现最大值。由此可以看出纤维中的应力分布随蠕变时间明显变化, 远比剪切_拖迤 (shear_lag) 方法所能描述的复杂, 且该方法也不能描述纤维顶端的高应力状态。

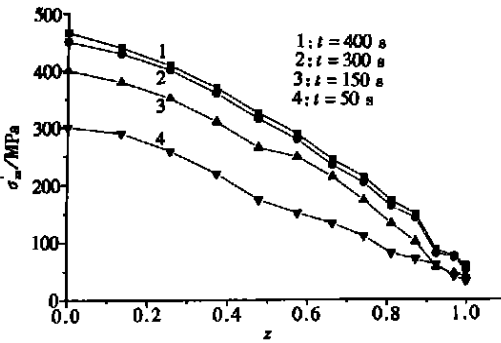


图 2 纤维内应力 σ_{zz} 沿纤维方向 z 分布 (从中心往外; 材料相对尺寸为 $l = 10, L = 6, d = 1, D = 0.308, d_y = 1, \sigma = 20 \text{ MPa}$)

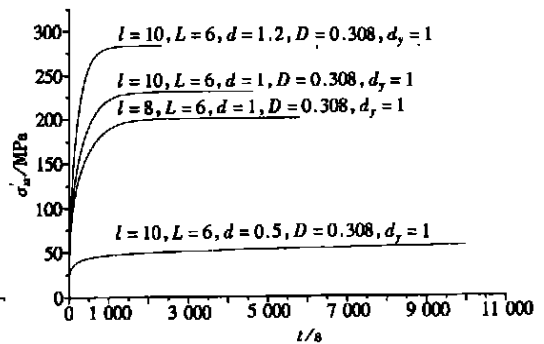


图 3 纤维内最大应力 σ_{zz} 随蠕变时间 t 变化(外载 $\sigma = 20 \text{ MPa}$)

一个重要的现象为每种情况轴应力都有一个稳定值, 此时相对应于蠕变的稳定阶段。图 3 给出一些最大轴应力随时间变化规律。在蠕变的稳定阶段, 纤维的应力基本上稳定的。从开始到蠕变的稳定阶段的时间取决于外应力和纤维的几何参数。一般外载越大, 该时间越短。该纤维轴稳定应力状态与剪切_拖迤 (shear_lag) 方法的预测不一致^[6]。

计算结果表明, 受轴方向外载时纤维的最大轴应力位于中心, 其稳定值是个很重要的参数。它取决于外应力和纤维的几何参数, 示于图 4。对于每种情况, 最大轴应力的稳定值 σ_{zz} 和外应力 σ 的关系可由下式表达:

$$\sigma_{zz} = k\sigma \tag{5}$$

式中 k 为参数, 取决于纤维的几何参数和外载方向。

参数 k 取决于纤维的几何参数 $l/L, d/D, d_y/D$ 。增大 $l/L, d/D, d_y/D$ 将降低 k , 其中 l/L 影响最大。

2.2 受横向外载

此时纤维轴应力与上述不同首先表现在此时纤维受压缩力, 其原因为需要和基体变形相协调。随蠕变时间的增加, 与上述情况一样, 也有一个稳定值, 纤维的最大轴应力也总位于中心。(5)式也可以用来描述其最大轴应力的稳定值。

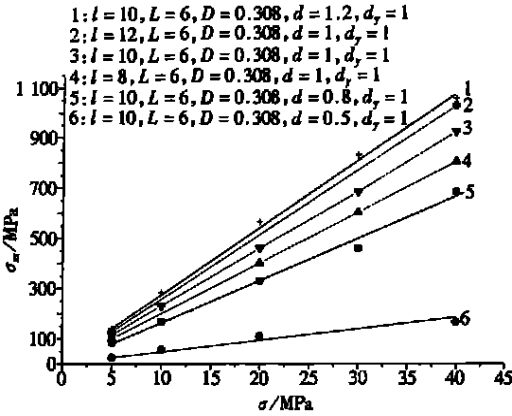


图4 稳定的最大纤维应力 σ_{max} 与外载应力 σ 的相关性

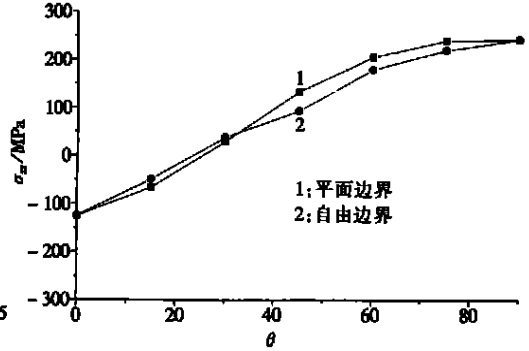


图5 稳定的最大纤维应力 σ_{max} 与外载应力方向 θ 的相关性, ($\sigma = 10 \text{ MPa}, l = 10, L = 6, D = 0.308, d = d_y = 1$; 图中1为平面边界, 2为自由边界)

2.3 受其它方向外载

当受其它方向外载时, 纤维的应力状态在上述两者之间变化。计算结果表明每种情况都有稳定状态, 此时纤维内应力状态基本不变。图5给出稳定的轴应力分布, 25° 附近是个转变点。

同时计算了两类边界约束, 其结果也示于图5。平面约束的稳定的轴应力要高于自由边界的, 它们之间的差别为 10%, 可以相信真实情况为介于这两者之间。由于它们之间的差别不是很大, 以下研究中取两类边界约束结果的平均值为轴应力的稳定值, 最大轴应力的稳定值总是位于纤维的中心, 也可以用(5)式描述。几何参数 $l/L, d/D, d_y/D$ 对最大轴应力的稳定值有影响。

2.4 基体/纤维界面模型

基体/纤维界面模型的引入在相同的情况下可以降低纤维受的应力程度, 此时假设界面的蠕变性能介于基体和纤维之间。与上述无界面模型一样, 计算结果表明每种情况都有稳定状态, 稳定的最大的轴应力总是位于纤维中心, 且与外载成正比, 也可用(5)式表达。式中 k 为参数, 不仅取决于纤维的几何参数和外载方向, 也与基

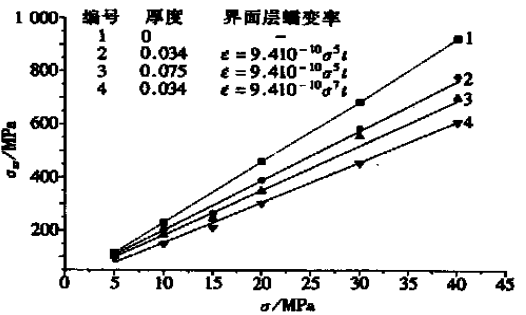


图6 不同界面特性时稳定的最大纤维应力 σ_{max} 与外载应力 σ 的相关性 ($l = 10, L = 6, D = 0.308, d = 1, d_y = 1$)

体/纤维界面的厚度和材料特性相关。如图6所示,提高基体/纤维界面蠕变性能的指数或增加厚度都将降低参数 k 。

3 细胞模型的蠕变响应

3.1 细胞模型(不考虑基体/纤维界面)

宏观蠕变应变及应变率的定义如下

$$\varepsilon = \ln \frac{l_i}{l_{i0}}, \tag{6}$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d(\ln(l_i/l_{i0}))}{dt}, \tag{7}$$

式中 l_{i0} 为细胞单元受载方向的初始长度, l_i 为变形后的长度。所有的结果表明蠕变应变率在开始时呈下降,渐渐趋于一稳定值。此初始蠕变阶段不是由于材料的初始蠕变阶段特性引起的,而是细胞单元内应力重新分布引起的。图7显示一组计算结果。稳定的蠕变应变率取决于外载荷和纤维的几何参数。对于一给定的细胞模型(纤维的几何参数和载荷方向都固定),稳定的蠕变应变率可以用下式表示:

$$\dot{\varepsilon}_s = a \sigma^N. \tag{8}$$

对所有的细胞模型, N 为 3.1, 相差限为 10%。此值等于基体的指数, 如(2)式所示, 但不等于 MMC 的应力指数(9.2)(实验值, 见 1.1 节)。细胞模型与基体的指数相同的结论是合理的, 其主要原因只有基体才发生蠕变变形, 并且可以由下列解释证明:

由(4)式可得在载荷方向 l 的蠕变应变率

$$\dot{\varepsilon}_l = c \sigma_e^{n-1} S_{ll}, \tag{9}$$

积分得

$$l_{\dot{\varepsilon}} = \int_l \dot{\varepsilon}_l dl = \int_l c \sigma_e^{n-1} S_{ll} dl. \tag{10}$$

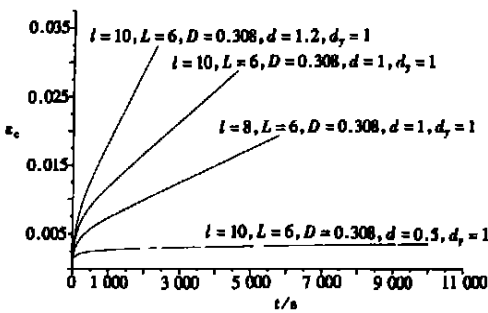


图7 宏观应变 ε_c 与蠕变时间 t 的关系 ($\sigma = 10 \text{ MPa}$)

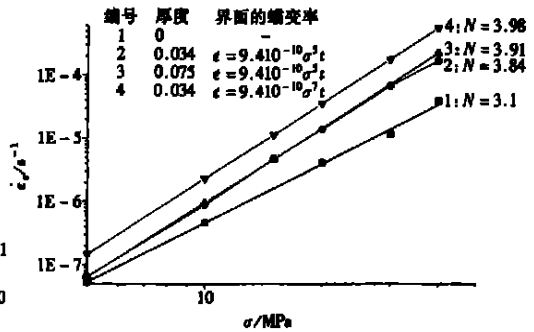


图8 界面特性对蠕变应变率 $\dot{\varepsilon}_s$ 的影响 ($l = 10, L = 6, D = 0.308, d = 1, d_y = 1$)

在小变形时, 载荷方向 l 的蠕变应变率

$$\dot{\varepsilon}_l = \frac{l_{\dot{\varepsilon}}}{\int_l dl} = \frac{\int_l \dot{\varepsilon}_l dl}{\int_l dl} = \frac{\int_l c \sigma_e^{n-1} S_{ll} dl}{\int_l dl}, \tag{11}$$

在上式中, $\int_l dl$ 是常数, 相对时间 σ_e 和 S_{II} 为常数, 所以 $\dot{\epsilon}_s$ 也与时间无关. $\dot{\epsilon}_s$ 对时间的相关性取决于 σ_e 和 S_{II} . 蠕变率 $\dot{\epsilon}_s$ 的指数 N 等于基体材料的指数 n .

尽管文[1]没有指出, 但其结果与上述结论一致.

3.2 细胞模型(考虑基体/纤维界面)

除了应力指数外, 上述结论也适用于基体/纤维界面模型. 此时的应力指数 N 不再等于基体材料的蠕变应力指数 n . 此时 N 不仅取决于基体材料的蠕变特性, 也取决于界面层的厚度和蠕变特性, 如图8所示. 图8指出界面层的厚度的增加或蠕变指数的增加都将提高细胞模型的蠕变应力指数 N . 同时发现, 纤维的几何参数和载荷方向对 N 也有影响.

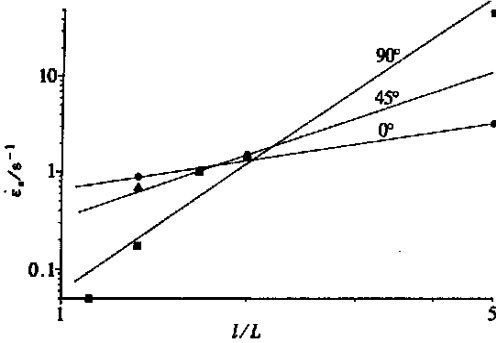


图9 不同加载方向时 l/L 对稳定蠕变率 $\dot{\epsilon}_s$ 的影响 ($D = 0.308, d = 1, d_y = 1$)

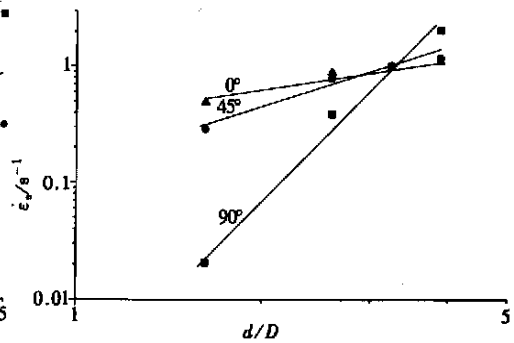


图10 不同加载方向时 d/D 对稳定蠕变率 $\dot{\epsilon}_s$ 的影响 ($l = 10, L = 6, d_y = 1$)

4 统计模型

4.1 统计模型

上述细胞模型仅能给出特殊情况而不能给出纤维随机分布的一般情况下 MMC 的蠕变响应. 但已经得到稳定蠕变率与纤维的几何尺寸、外载及外载方向的定量关系, 因此可以建立一随机统计模型. 试验结果指出, 在蠕变的较早阶段即发现纤维的断裂^[10, 11], 因此纤维的断裂必须考虑. 在随机统计模型中, 以下参数 $l/L, d/D, d_y/D$ 和 θ 选作为基本随机变量, 其统计分布示于节 4.2. 假设蠕变率可以分离下式:

$$\dot{\epsilon}_s = f_1(l/L)f_2(d/D)f_3(d_y/D)f_4(\theta)f(m), \tag{12}$$

式中 $f_1(l/L), f_2(d/D), f_3(d_y/D)$ 和 $f_4(\theta)$ 代表参数 $l/L, d/D, d_y/D$ 和 θ 对稳定蠕变的影响. $f(m)$ 为基体蠕变响应, 此时取(2)式.

(12)式的分离是缺乏物理根据的, 但在型式上是最简单的且可以较好描述 MMC 的蠕变响应. 以下分析 $f_1(l/L), f_2(d/D), f_3(d_y/D)$ 和 $f_4(\theta)$ 的具体形式.

假设纤维其它参数不变, l/L 对稳定蠕变率的影响与加载方向有关. 例如在轴向、横向及 $\theta = 45^\circ$ 方向, 图9显示式(8)中参数 a 随 l/L 的变化规律. 结果显示轴向载荷, 降低 l/L 将降低稳定蠕变率. 意味着降低 l/L 纤维对基体产生较大的束缚, 使之蠕变更困难.

参数 l/L 对蠕变的影响在轴向时比横向大. 因此, $f_1(l/L)$ 需要考虑载荷方向, 可以由最小二乘法得下式表示:

$$f_1(l/L) = (0.966388 - 0.0101069\theta)(l/L)^{0.107547 + 0.04555\theta}.$$

图10给出参数 d/D 对稳定蠕变的影响. 同理, 载荷取向也要考虑, $f_2(d/D)$ 的表达式如

下:

$$f_2(d/D) = (0.323\ 689 - 0.003\ 575\ 9\ \theta)(d/D)^{0.947\ 11 + 0.048\ 473\ \theta},$$

同样步骤可得

$$f_3(d_y/D) = (0.472\ 50 - 0.005\ 229\ \theta)(d_y/D)^{0.566\ 79 + 0.052\ 699\ \theta},$$

$$f_4(\theta) = 0.054\ 737\ 3 e^{-0.033\ 805\ \theta}.$$

既然统计模型中必需考虑纤维的断裂,因此纤维轴应力的表达式必需得到.与稳定蠕变率一样,轴应力取决于纤维的几何参数和载荷方向及载荷大小.需要指出的是,纤维轴应力开始时随时间变化直到一稳定值,对应于稳定蠕变状态.最大纤维轴应力总位于纤维的中心,可由(5)式表达.仅仅考虑该最大值.参数 l/L , d/D , d_y/D 和 θ 对式(5)中参数 k 的影响分析如下:

图 11 显示参数 l/L , d/D , d_y/D 和 θ 对 k 的影响.为了取得 k 的表达式,与蠕变应变率相同,可以用下式表示最大纤维轴应力

$$\sigma_{zz} = f_x f_y f_z f_\theta \sigma, \tag{13}$$

式中

$$f_x = 0.433\ 35\ d/D - 0.402\ 525,$$

$$f_y = (0.234\ 8 + 0.002\ 304\ \theta) d_y/D + (0.241\ 1 - 0.007\ 476\ \theta),$$

$$f_z = -2.136\ 45(l/L)^{-1} + 2.281\ 8,$$

$$f_\theta = 0.427\ 17\theta - 10.295\ 5.$$

4.2 参数的统计分布

首先, θ 可以假设为在 $0 \sim 90$ 均匀分布,其中 $\theta = 0$ 和 $\theta = 90$ 分别对应于轴向和横向,可用下列密度函数表示:

表 2 l/L , d/D , d_y/D 的分布参数

	l/L	d/D	d_y/D
均值 μ	1.667	2.641	2.641
标准差 σ	0.05		

$$h(\theta) = \theta/90, \tag{14}$$

式中 $h(\theta)$ 为概率密函数, θ 为变量.

参数 l/L , d/D , d_y/D 用对数正态分布描述最好^[12].对数正态分布的密度函数为

$$h(x) = \frac{1}{\sigma_x x \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln x - \mu}{\sigma_x}\right)^2\right], \tag{15}$$

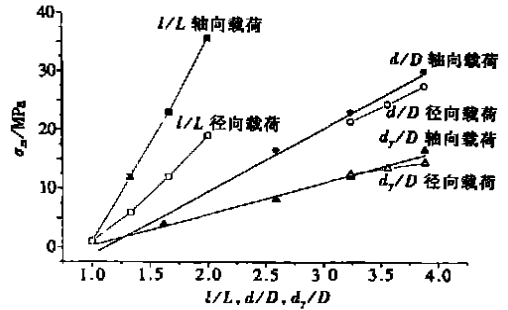


图 11 纤维材料尺寸对纤维稳定最大应力 σ_{zz} 的影响 ($\sigma = 10\text{ MPa}$)

式中 $h(\theta)$ 为对数正态分布, σ_x 为其标准偏差, μ 为其平均值。上述参数的实验值列于表 2, 此时的体积分数为 15%。

5 统计模型的结果

采用标准的 Monte Carlo 方法来模拟宏观的稳定蠕变应变率, 其体积平均为

$$\dot{\epsilon}_s = \langle \dot{\epsilon}_{si} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \dot{\epsilon}_{si}, \tag{16}$$

N 为模拟次数。当 $N > 10^6$ 时可以得到稳定的蠕变应变率。

图 12 给出统计模型结果和试验结果的比较。表明统计模型可以很好地模拟试验结果。进一步对统计模型进行如下分析:

图 13 给出了参数 $l/L, d/D, d_y/D$ 的均值对稳定蠕变的影响。发现在考虑的范围内, d/D 和 d_y/D 的均值对应力指数的影响较小, 但增加 l/L 的均值将提高材料的应力指数。

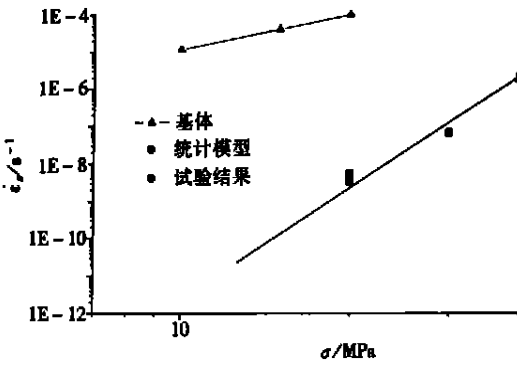


图 12 统计模型和实验结果的比较

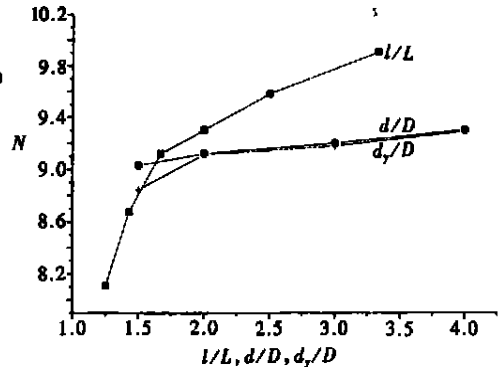


图 13 纤维尺寸对 MMC 的蠕变应力指数 N 的影响

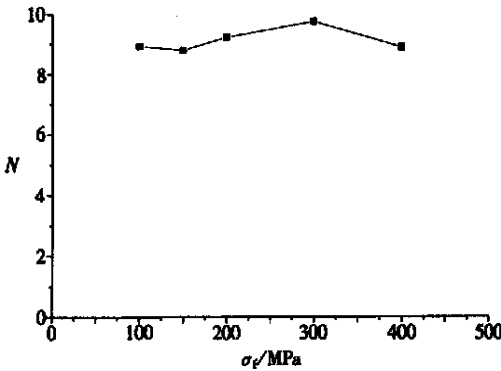


图 14 纤维的断裂应力 σ_f 对 MMC 的蠕变应力指数 N 的影响

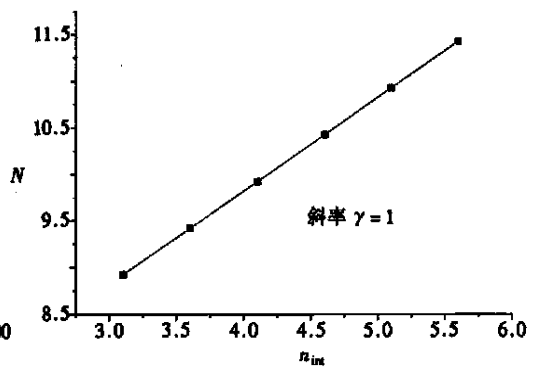


图 15 界面的蠕变应力指数 n_{int} 对 MMC 的蠕变应力指数 N 的影响

从纤维最大轴应力的表达式来看, 增加 l/L 的均值, 将提高纤维断裂的概率。该纤维断裂概率的概念也可以用来解释 d/D 和 d_y/D 的均值对 MMC 蠕变应力指数影响较小。同理, d/D 和 d_y/D 的偏差的影响也小。对 l/L , 增加其偏差, 即 σ/μ , 即增加 MMC 蠕变应力指数, 原因为增加了纤维断裂的概率。

图 14 分析了纤维断裂应力对 MMC 蠕变应力指数的影响。有趣的是在讨论的区间内, 纤

维断裂应力对 MMC 蠕变应力指数无明显的影响, 可以解释为降低纤维断裂应力, 不仅改变断裂次数, 而且也改变断裂的时间。

界面层的引入将影响 MMC 的蠕变应力指数。其结果示于图 15。比较无界面层统计模型和界面层统计模型, 可以发现它们的 MMC 蠕变应力指数之差等于无界面层细胞模型和界面层细胞模型的蠕变应变的应力指数之差。

6 结 论

本文通过有限元细胞模型分析, 揭示金属基短纤维复合材料 MMC 的蠕变变形机理并建立宏观蠕变和材料细观尺寸的定理关系, 在此基础上, 建立了一个随机统计蠕变模型, 得到如下结论:

(1) 利用细胞模型来研究不同材料细观尺寸及载荷方向时的宏观蠕变响应, 定量得到了材料细观尺寸及载荷方向对宏观蠕变响应的影响规律。基体和纤维的界面是通过在细胞模型中增加一层(有材料特性和厚度)来加以研究。

(2) 计算结果表明, 单个细胞模型不能够恰当地描述纤维自由随机分布的 MMC 的蠕变响应。

(3) 基于细胞模型的数值结果, 提出了一适用于纤维平面随机分布的随机统计模型。该模型考虑了纤维的断裂。

(4) 通过试验获得纤维的统计分布规律, 随机统计模型可以满意地描述试验结果。

(5) 定理得到了材料细观尺寸, 纤维的断裂特性以及界面层的材料特性和厚度对 MMC 宏观蠕变响应的影响。

感谢 作者感谢德国宏堡基金会为其提供在德国学习和研究的机会, 感谢他的合作教授 Gunther Eggeler 博士。

[参 考 文 献]

- [1] Dragone T L, Nix W D. Geometric affecting the internal stress distribution and high temperature creep rate of discontinuous fiber reinforced methods[J]. *Acta Metall Mater*, 1990, **38**(4): 1941—1953.
- [2] Dong M, Schmander S. Transverse mechanical behavior of fiber reinforced composites FE modeling with embedded cell models[J]. *Computational Materials Science*, 1996, **5**(1): 53—66.
- [3] Li J Y, Landon T G. High strain rate superplasticity in metal matrix composites: the role of load transfer[J]. *Acta Mater*, 1998, **46**(10): 3937—3948.
- [4] Tvergaard V. Effects of ductile matrix failure in three dimensional analysis of metal matrix composites[J]. *Acta Mater*, 1998, **46**(9): 3637—3648.
- [5] Li Y, Ramesh K T. Influence of particle volume fraction, shape and aspect ratio on the behavior of particle reinforced metal matrix composites at high rates of strain[J]. *Acta Mater*, 1998, **46**(10): 4033—4046.
- [6] Kelly A, Street K N. Creep of discontinuous fiber composites_II: theory for the steady state[J]. *Proc Royal Soc A*, 1972, **328**(2): 283—293.
- [7] Johannesson B, Pederson O B. Analytical determination of the average Eshelby tensor for transversely isotropic fiber orientation distributions[J]. *Acta Mater*, 1998, **46**(8): 3165—3173.
- [8] Kausraeter G, Skrotzki B, Eggler G. Creep behavior on AlMg5 and AlZn11 and their fiber reinforced

- variants[A]. In: M Ashby, J Earthman Eds. Proc International Conference Light Alloys and Composites, 13_16, May, 1999, Zakopane: Kluwer Academic Publisher, 1999, 279—285.
- [9] Goto S, McLean M. Role interfaces in creep of fiber_reinforced metal_matrix composites[J]. Acta Metall Mater, 1991, **39**(2): 153—164, 165—177.
- [10] Dlouhy A, Merk N, Eggeler G. A microstructural study of creep in short fiber inforced aluminium alloys[J]. Acta Metall Mater, 1993, **41**(8): 3245—3256.
- [11] Eggeler G. On the mechanism of creep in short fiber reinforced aluminium alloys[J]. Z Metallkd, 1994, **85**(1): 39—46.
- [12] Dlouhy A, Eggeler G. A quantitative metallographic study of a short fiber reinforced aluminium alloy [J]. Prakt Metallogr, 1993, **30**(4): 172—185.

Statistic Modeling of the Creep Behavior of Metal Matrix Composites Based on Finite Element Analysis

YUE Zhu_feng^{1,2}

(1. Department of Applied Mechanics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, P R China;

2. Institute of Materials, Ruhr University, 44780 Bochum, Germany)

Abstract: The aim of the paper is to discover the general creep mechanisms for the short fiber reinforcement matrix composites (MMCs) under uniaxial stress states and to build a relationship between the macroscopic steady creep behavior and the material micro geometric parameters. The unit cell models were used to calculate the macroscopic creep behavior with different micro geometric parameters of fibers on different loading directions. The influence of the geometric parameters of the fibers and loading directions on the macroscopic creep behavior had been obtained, and described quantitatively. The matrix/fiber interface had been considered by a third layer, matrix/fiber interlayer, in the unit cells with different creep properties and thickness. Based on the numerical results of the unit cell models, a statistic model had been presented for the plane randomly_distributed_fiber MMCs. The fiber breakage had been taken into account in the statistic model for it starts experimentally early in the creep life. With the distribution of the geometric parameters of the fibers, the results of the statistic model agree well with the experiments. With the statistic model, the influence of the geometric parameters and the breakage of the fibers as well as the properties and thickness of the interlayer on the macroscopic steady creep rate have been discussed.

Key words: unit cell model; finite element method; MMCs; creep behavior; breakage of fiber; statistic model; fiber parameters and distribution