

(22) 555-560

颗粒增强金属基复合材料热错配应力分析*

姜传海 王德尊 姚忠凯

(哈尔滨工业大学材料科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

TB333

摘 要 基于弹塑性力学理论, 分析了颗粒增强金属基复合材料在降温及升温循环过程中的热错配应力. 结果表明, 降温期间复合材料基体发生了热错配塑性应变, 升温期间则经历卸载过程; 在升温期间存在一特定温度, 此温度复合材料基体平均错配应力为零. 在零应力温度下, 热错配应力分布不均匀程度有所减小. 零应力温度受复合材料冷却温度的影响, 利用低温处理方法可以调整复合材料的零应力温度.

关键词 颗粒增强复合材料, 热错配应力, 零应力温度

金属基

中图分类号 TB333, TB330.1

文献标识码 A

文章编号 0412-1961(2000)05-0555-06

ANALYSIS OF THERMAL MISMATCH STRESS IN THE PARTICLE REINFORCED COMPOSITE

JIANG Chuanhai, WANG Dezun, YAO Zhongkai

School of Materials Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001

Correspondent: JIANG Chuanhai, Tel: (0451)6413921, Fax: (0451)6413922

Manuscript received 1999-11-11, in revised form 2000-01-20

ABSTRACT With the elasto-plasticity theory, the thermal mismatch stress in the particle reinforced composite during temperature cycle of cooling and heating was analyzed. The results show that the matrix of composite experienced thermal mismatch plastic strain in the stage of cooling, while it experienced the process of unload in the stage of heating. There is a special temperature during the stage of heating, at which the average stress in the matrix is zero. The thermal mismatch stress distribution is ameliorated at the zero temperature. The zero stress temperature is affected by cooled temperature, and it can be modified by low temperature treatment.

KEY WORDS particle reinforced composite, thermal mismatch stress, zero stress temperature

非连续增强金属基复合材料具有许多优良的特性, 是很有发展前途的工程材料^[1-3]. 然而由于基体与增强体之间存在较大的热膨胀系数差异, 复合材料在制备及后续热处理过程中因温度变化, 必然要引入热错配应力^[4-6]. 基体热错配拉应力可导致复合材料拉伸强度低于其压缩强度^[7-9], 而基体热错配压应力则导致复合材料压缩强度低于其拉伸强度, 只有当基体中热错配应力为零时复合材料才不表现出明显的拉压强度差现象.

同心球体模型, 是分析颗粒增强复合材料降温过程中热错配应力的常用方法^[10-12]. 本文借助该模型, 分析复合材料在降温及升温循环过程中的错配应力, 同时引入零应力温度的概念, 探讨零应力温度的低温处理调整途径.

1 模型及分析

假定增强颗粒为球形, 均匀地分布在基体材料中. 选择图 1 所示的单元体作为分析对象. 球形颗粒的半径为 a , 周围基体的半径为 b . 该复合材料经历 $T_1 \rightarrow T_2$ 冷却降温过程及 $T_2 \rightarrow T_3$ 升温过程, 降温温差为 $\Delta T = T_2 - T_1$, 升温温差为 $\Delta T = T_3 - T_2$. 复合材料中增强颗粒的体积分数 f 近似表示为 $f = a^3/b^3$.

1.1 单程降温过程

球对称问题的平衡方程为

$$\frac{d\sigma_r}{dr} - \frac{2(\sigma_\theta - \sigma_r)}{r} = 0 \quad (1)$$

几何方程为

$$\begin{cases} \epsilon_r = du/dr \\ \epsilon_\theta = u/r \end{cases} \quad (2)$$

式中 σ_r 及 σ_θ 为径向及切向应力, ϵ_r 及 ϵ_θ 为径向及切

* 收到初稿日期: 1999-11-11, 收到修改稿日期: 2000-01-20

作者简介: 姜传海, 男, 1963 年生, 博士生

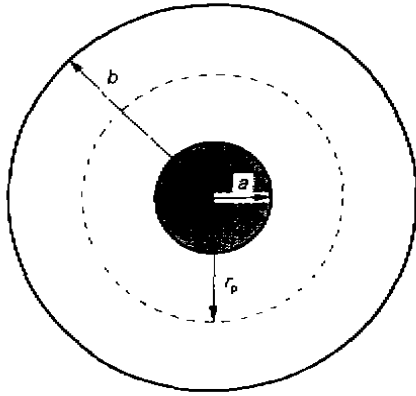


图1 颗粒增强金属基复合材料单元体示意图

Fig.1 Diagram of analytical unit in particle reinforced composite

向应变, r 为径向距离, u 为径向位移分量.

基体中应力及应变分量满足: $\sigma_\theta = \sigma_\varphi, \varepsilon_\theta = \varepsilon_\varphi$.

基体弹性应变遵循 Hooke 定律, 本构方程为

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E_m}(\sigma_r - 2\nu_m\sigma_\theta) + \alpha_m\Delta T \\ \varepsilon_\theta = \frac{1}{E_m}[-\nu_m\sigma_r + (1 - \nu_m)\sigma_\theta] + \alpha_m\Delta T \end{cases} \quad (3)$$

式中 α_m 为基体的热膨胀系数, E_m 及 ν_m 为基体弹性模量及 Poisson 比.

颗粒中应力及应变分量满足: $\sigma_r^c = \sigma_\theta^c = \sigma_\varphi^c = p$; $\varepsilon_r^c = \varepsilon_\theta^c = \varepsilon_\varphi^c$.

颗粒 ($0 \leq r \leq a$) 始终为弹性应变, 其内部承受水静应力 p , 由 Hooke 定律其本构方程为

$$\varepsilon_r^c = \varepsilon_\theta^c = \frac{p}{E_c}(1 - 2\nu_c) + \alpha_c\Delta T \quad (4)$$

式中, α_c 为颗粒的热膨胀系数, E_c 及 ν_c 为颗粒弹性模量及 Poisson 比.

在复合材料单程降温过程中, 当降温温差 $\Delta T = T_2 - T_1$ 较大时, 基体内部呈现为图 1 所示的弹塑性状态. 其中 $r_p \leq r \leq b$ 为基体弹性区, $a \leq r \leq r_p$ 为基体塑性区, r_p 为基体弹塑性区边界半径.

在基体弹性区 ($r_p \leq r \leq b$), 由式 (1)~(3) 得到

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2du}{rdr} - \frac{2u}{r^2} = 0$$

求解上式, 基体弹性区的径向位移 u 为

$$u = C_1r + C_2/r^2 \quad (5)$$

边界条件^[12]为: ①弹塑性边界 ($r = r_p$) 处的 Mises 等效应力 ($\sigma_\theta - \sigma_r$) 为基体屈服强度 σ_s ; ②边界 ($r = b$) 处

径向应力分量为 0. 由边界条件, 可确定出积分常数 C_1 及 C_2 . 式 (5) 变为

$$u = \alpha_m(T_2 - T_1)r + \frac{2(1 - 2\nu_m)f\sigma_s}{3E_m}\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 r + \frac{(1 + \nu_m)\sigma_s}{3E_m} \cdot \frac{r_p^3}{r^2} \quad (r_p \leq r \leq b) \quad (6)$$

应力分量 ($r_p \leq r \leq b$) 为

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{2\sigma_s}{3}\left[\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r}\right)^3\right] \\ \sigma_\theta = \frac{2\sigma_s}{3}\left[\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f + \frac{1}{2}\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r}\right)^3\right] \end{cases} \quad (7)$$

Mises 等效应力 ($r_p \leq r \leq b$) 为

$$\sigma_{\text{eff}} = |\sigma_\theta - \sigma_r| = \sigma_s \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r}\right)^3 \quad (8)$$

在基体塑性区域 ($a \leq r \leq r_p$), 式 (1) 变为

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = \frac{2\sigma_s}{r} \quad (9)$$

边界条件^[12]为: ①弹塑性边界 ($r = r_p$) 两侧径向应力相等; ②界面 ($r = a$) 两侧径向应力相等; ③界面 ($r = a$) 两侧切向应变相等. 式 (9) 积分后得到

$$\sigma_r = 2\sigma_s \ln r + C_3 = \frac{2\sigma_s}{3} \ln r^3 + C_3 \quad (10)$$

由于基体弹塑性边界 ($r = r_p$) 两侧径向应力分量的数值相等, 将 $r = r_p$ 带入式 (7) 及 (10), 可求出 C_3 积分常数. 式 (10) 变为

$$\sigma_r = \frac{2\sigma_s}{3}\left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - 1\right] \quad (a \leq r \leq r_p) \quad (11)$$

切向应力分量为

$$\sigma_\theta = \sigma_s + \sigma_r = \frac{2\sigma_s}{3}\left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f + \frac{1}{2}\right] \quad (a \leq r \leq r_p) \quad (12)$$

Mises 等效应力为

$$\sigma_{\text{eff}} = |\sigma_\theta - \sigma_r| = \sigma_s \quad (a \leq r \leq r_p) \quad (13)$$

由于界面 ($r = a$) 处基体径向应力与颗粒水静应力 p 数值相等, 将 $r = a$ 带入式 (11) 后得到

$$p = \sigma_r|_{r=a} = \frac{2\sigma_s}{3}\left[\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 - 1\right] \quad (14)$$

基体塑性区域的弹性应变仍遵从 Hooke 定律, 即存在如下关系

$$\begin{cases} \varepsilon_r = (\sigma_r - 2\nu_m\sigma_\theta)/E_m + \alpha_m\Delta T + \varepsilon_r^p \\ \varepsilon_\theta = [-\nu_m\sigma_r + (1 - \nu_m)\sigma_\theta]/E_m + \alpha_m\Delta T + \varepsilon_\theta^p \end{cases} \quad (15)$$

考虑到材料塑性体积不可压缩, 基体塑性应变分量 ε_r^p 及 ε_θ^p 满足: $\varepsilon_r^p + 2\varepsilon_\theta^p = 0$. 对位移 u 有

$$\frac{du}{dr} + \frac{2u}{r} = 3\alpha_m(T_2 - T_1) + \frac{2\sigma_s(1 - 2\nu_m)}{E_m} \left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f \right] \quad (16)$$

积分后可得到基体塑性区的径向位移 u 为

$$u = \alpha_m(T_2 - T_1)r + \frac{2\sigma_s(1 - 2\nu_m)}{3E_m} r \left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - 1 \right] + \frac{C_4}{r^2} \quad (17)$$

由于位移在 $r = r_p$ 处连续, 将 $r = r_p$ 带入式 (6) 及 (17), 可求出积分常数 C_4 , 故

$$u = \alpha_m(T_2 - T_1)r + \frac{2\sigma_s(1 - 2\nu_m)}{3E_m} r \left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - 1 \right] + \frac{\sigma_s(1 - \nu_m)}{E_m} \cdot \frac{r_p^3}{r^2} \quad (18)$$

考虑到界面 ($r = a$) 两侧切向应变相等, 由式 (2), (4), (5) 及 (18), 求得基体弹塑性区边界半径 r_p/a 满足以下等式

$$\frac{\ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 - \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f + 1 + \frac{3}{2}\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 \cdot \frac{(1 - \nu_m)/E_m}{(1 - 2\nu_c)/E_c - (1 - 2\nu_m)/E_m} + \frac{3}{2\sigma_s} \cdot \frac{(\alpha_m - \alpha_c)(T_2 - T_1)}{(1 - 2\nu_c)/E_c - (1 - 2\nu_m)/E_m} = 0 \quad (19)$$

通过上式很难直接解出 r_p/a 的表达式. 如果颗粒与基体材料参数及降温温差 ($T_2 - T_1$) 已知, 可通过迭代法求出 r_p/a 的数值解.

当 $r_p = a$ 时, 实际是复合材料中基体刚开始发生塑性应变, 但此时基体的塑性应变量为零, 从式 (19) 可求出对应的降温温差为

$$T_2 - T_1 = -\frac{2\sigma_s}{3(\alpha_m - \alpha_c)} \left[\frac{(1 - 2\nu_m)f}{E_m} - \frac{(1 - 2\nu_c)f}{E_c} + \frac{1 + \nu_m}{2E_m} + \frac{1 - 2\nu_c}{E_c} \right] \quad (20)$$

当 $r_p = b$ 时, 则复合材料中基体整体发生塑性应变, 从式 (19) 可求出对应的降温温差为

$$T_2 - T_1 = -\frac{2\sigma_s}{3(\alpha_m - \alpha_c)} \left[\ln\left(\frac{1}{f}\right) \cdot \left(\frac{1 - 2\nu_c}{E_c}\right) - \right.$$

$$\left. \frac{(1 - 2\nu_m)}{E_m} \right] + \frac{3(1 - \nu_m)}{2E_m f} \quad (21)$$

由式 (7), (11) 及 (12), 整个基体范围 ($a \leq r \leq b$) 内的平均应力为

$$\langle \sigma_m \rangle = \left[\int_a^{r_p} \frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3} (4\pi r^2) dr + \int_{r_p}^b \frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3} (4\pi r^2) dr \right] / \left[\frac{4}{3}\pi(b^3 - a^3) \right] = \frac{2\sigma_s}{3} \cdot \frac{f}{1 - f} \left[\ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 - \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f + 1 \right] \quad (22)$$

1.2 随后升温过程

当复合材料经历单程升温过程时, 如果温差 $\Delta T' = T_3 - T_2$ 较小, 基体为弹性应变状态. 由 $\Delta T'$ 代替 ΔT , p' 代替 p , 结合式 (2)~(5) 及相应的边界条件, 得到

$$\begin{cases} \sigma_r = -\frac{p'}{1 - f} \left[f - \left(\frac{a}{r}\right)^3 \right] \\ \sigma_\theta = -\frac{p'}{1 - f} \left[f + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{r}\right)^3 \right] \end{cases} \quad (a \leq r \leq b) \quad (23)$$

$$\sigma_{\text{eff}} = |\sigma_\theta - \sigma_r| = \frac{3}{2} \cdot \frac{p'}{1 - f} \left(\frac{a}{r}\right)^3 \quad (a \leq r \leq b) \quad (24)$$

$$p' = (1 - f)(\alpha_m - \alpha_c)(T_3 - T_2) / \left[\frac{(1 - 2\nu_m)f}{E_m} - \frac{(1 - 2\nu_c)f}{E_c} + \frac{1 + \nu_m}{2E_m} + \frac{1 - 2\nu_c}{E_c} \right] \quad (25)$$

根据式 (20), 基体中 ($a \leq r \leq b$) 的平均应力为

$$\langle \sigma_m \rangle = \left[\int_a^b \frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3} (4\pi r^2) dr \right] / [4\pi(b^3 - a^3)/3] = -\frac{p'f}{1 - f} \quad (26)$$

根据式 (7), (11), (12) 及 (20), 不难得到经过 $T_1 \rightarrow T_2 \rightarrow T_3$ 温度循环后复合材料基体中迭加应力.

在 $a \leq r \leq r_p$ 区间内

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{2\sigma_s}{3} \left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f - 1 \right] - \frac{p'}{1 - f} \left[f - \left(\frac{a}{r}\right)^3 \right] \\ \sigma_\theta = \frac{2\sigma_s}{3} \left[\ln\left(\frac{r}{a}\right)^3 - \ln\left(\frac{r_p}{a}\right)^3 + \left(\frac{r_p}{a}\right)^3 f + \frac{1}{2} \right] - \frac{p'}{1 - f} \left[f + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{r}\right)^3 \right] \\ \sigma_{\text{eff}} = |\sigma_\theta - \sigma_r| = \sigma_s - \frac{3}{2} \cdot \frac{p'}{1 - f} \left(\frac{a}{r}\right)^3 \end{cases} \quad (27)$$

在 $r_p \leq r \leq b$ 区间

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{2\sigma_s}{3} \left[\left(\frac{r_p}{a} \right)^3 f - \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] - \\ &\quad \frac{p'}{1-f} \left[f - \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] \\ \sigma_\theta &= \frac{2\sigma_s}{3} \left[\left(\frac{r_p}{a} \right)^3 f + \frac{1}{2} \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] - \\ &\quad \frac{p'}{1-f} \left[f + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] \\ \sigma_{\text{eff}} &= |\sigma_\theta - \sigma_r| = \sigma_s \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 \cdot \left(\frac{a}{r} \right)^3 - \\ &\quad \frac{3}{2} \cdot \frac{p'}{1-f} \left(\frac{a}{r} \right)^3 \end{aligned} \right. \quad (28)$$

根据式 (22) 及 (26), 经过一次 $T_1 \rightarrow T_2 \rightarrow T_3$ 降温升温循环后, 整个基体范围 $a \leq r \leq b$ 内的平均应力为

$$\langle \sigma_m \rangle = \frac{2\sigma_s}{3} \cdot \frac{f}{1-f} \left[\ln \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 - \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 f + 1 \right] - \frac{p'f}{1-f}$$

令 $\langle \sigma_m \rangle = 0$, 并结合式 (25), 求出 T_3 温度, 定义为零应力温度 T_c

$$T_c = T_2 + 2\sigma_s \left[\frac{(1-2\nu_m)f}{E_m} - \frac{(1-2\nu_c)f}{E_c} + \frac{1+\nu_m}{2E_m} + \frac{1-2\nu_c}{E_c} \right] \cdot \left[\ln \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 - \left(\frac{r_p}{a} \right)^3 f + 1 \right] / [3(1-f) \cdot (\alpha_m - \alpha_c)] \quad (29)$$

当降温温差超过式 (21) 时复合材料中基体则整体发生塑性应变, 即基体弹塑性区边界半径 $r_p = b$, 式 (29) 变为

$$T_c = T_2 + 2\sigma_s \left[\frac{(1-2\nu_m)f}{E_m} - \frac{(1-2\nu_c)f}{E_c} + \frac{1+\nu_m}{2E_m} + \frac{1-2\nu_c}{E_c} \right] \ln \left(\frac{1}{f} \right) / [3(1-f) \cdot (\alpha_m - \alpha_c)] \quad (30)$$

按照上述方法, 分析复合材料经历二次降温 ($T_c \rightarrow T'_2$) 及升温 ($T'_2 \rightarrow T'_3$) 循环过程后的零应力温度 T'_c , 结果为: $T'_c = T_c$ ($T'_2 \geq T_2$), 即

$$T'_c = T'_2 + 2\sigma_s \left[\frac{(1-2\nu_m)f}{E_m} - \frac{(1-2\nu_c)f}{E_c} + \frac{1+\nu_m}{2E_m} + \frac{1-2\nu_c}{E_c} \right] \ln \left(\frac{1}{f} \right) / [3(1-f) \cdot (\alpha_m - \alpha_c)]$$

由此说明, 只有当第二次循环的冷却温度低于第一次时, 才能再次降低复合材料的零应力温度。

2 结果与讨论

在本文的理论分析中, 假定复合材料基体为理想的弹塑性材料, 从而忽略了其加工硬化效应的影响, 虽然这种假定不够严密, 但仍能得到一些具有指导意义的分析结果。

2.1 基体弹塑性区半径

由式 (19) 及 (29) 不难证明, 复合材料在降温过程 ($T_1 \rightarrow T_2$) 中, 当基体塑性应变量为零即 $r_p = a$ 时存在 $T_c = T_1$ 关系, 说明此时零应力温度 (T_c) 等于复合材料最初无应力温度 (T_1); 当基体产生一定塑性应变即 $r_p > a$ 时, 有 $T_c < T_1$ 存在, 即此时零应力温度低于复合材料最初无应力温度; 降温过程中基体产生的塑性应变越大, 零应力温度则越低。因此, 降温过程中基体产生的塑性应变 (即 r_p/a) 是影响复合材料零应力温度的关键因素。

以 SiC_p/Al 为例, Al 基体参数为 $\sigma_s=100$ MPa, $E_m=70$ GPa, $\nu_m=0.33$, $\alpha_m=24 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$; SiC_p 颗粒参数为 $E_c=450$ GPa, $\nu_c=0.17$, $\alpha_c=4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。根据式 (19), 用迭代计算方法, 确定降温温差 $|T_2 - T_1|$ 及颗粒体积分数 f 与 r_p/a 之间的关系, 结果如图 2 所示。可见, 当 $r_p/a = 1$ 即 $r_p = a$ 时对应的降温温差很小, 此温差实际是式 (20) 温差, 说明很小温度变化即可引起界面附近基体发生塑性应变。另外, 对于不同颗粒体积分数的复合材料, 在 $r_p/a = 1$ 时相应的降温温差比较接近。即式 (20) 温差比较接近, 说明体积分数对复合材料基体起始塑性应变的降温温差影响不明显。图中还表明, 起初随降温温差增加, r_p/a 逐渐增大, 但当温差增加到一定程度时, r_p/a 不再增大, 与式 (21) 温差相对应即 $r_p = b$, 此时复合材料中基体整体上发生了塑性应变。

计算结果表明, 颗粒体积分数为 0.1, 0.2, 0.3 及 0.4

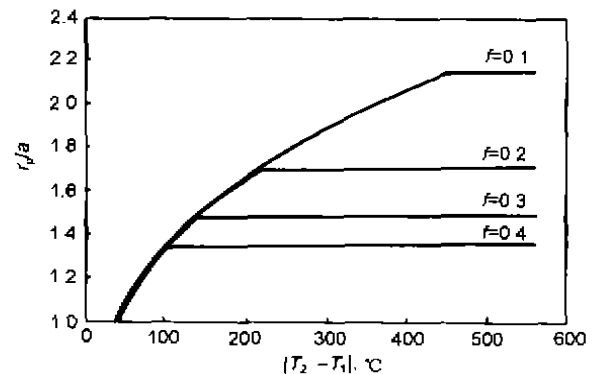


图 2 SiC_p/Al 复合材料基体弹塑性区边界半径 (r_p) 与降温温差 $|T_2 - T_1|$ 的关系

Fig.2 Radius (r_p) of plastic zone in matrix of SiC_p/Al composites vs the difference $|T_2 - T_1|$ of cooling temperature

时, 基体起始塑性应变所需降温温差 $|T_2 - T_1|$ 均在 $40\text{ }^\circ\text{C}$ 附近, 基体整体发生塑性应变所需降温温差则分别为 $450, 220, 150$ 及 $110\text{ }^\circ\text{C}$ 。

2.2 零应力温度

材料参数同上, 根据式 (30) 计算复合材料零应力温度 T_c 与其冷却温度 T_2 及颗粒体积分数 f 的关系, 如图 3 及 4 所示。由图 3 可见, 当颗粒体积分数一定时, 复合材料冷却温度越低, 其零应力温度就越低; 图 4 表明, 当冷却温度相同时, 颗粒体积分数越高, 则零应力温度越低。由于复合材料冷却温度直接影响其零应力温度, 因此通过选择合适的冷却温度, 可将复合材料零应力温度调整至实际的工作温度。

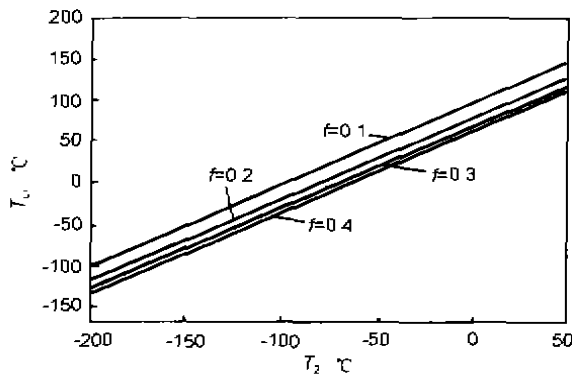


图 3 SiC_p/Al 复合材料零应力温度 (T_c) 与冷却温度 (T_2) 之间的关系

Fig.3 Zero stress temperature (T_c) of SiC_p/Al composites vs the cooling temperature (T_2)

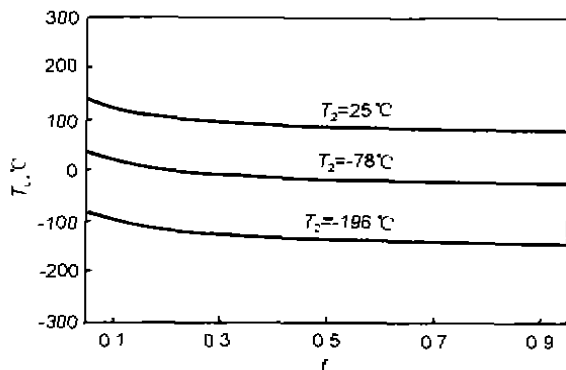


图 4 SiC_p/Al 复合材料零应力温度 (T_c) 与颗粒体积分数 (f) 的关系

Fig.4 Zero stress temperature (T_c) of SiC_p/Al composites vs the volume fraction (f) of particle

图 3 和 4 还表明, 影响复合材料零应力温度的关键因素是冷却下限温度, 冷却下限温度 (T_2) 越低则复合材料的零应力温度 (T_c) 越低, 因此选择适当的冷却温度, 可将复合材料的零应力温度调整至其实际工作温度。

实验结果证实^[13,14], 复合材料在加热升温过程中的确存在一零应力温度; 利用低温处理可以调整错配应力水平^[14,15], 但当温度变化时错配应力还要变化, 因此低温

处理实质上是调整复合材料零应力温度。利用低温处理方法将复合材料基体中平均错配应力调整为零, 从而消除热错配应力的宏观影响, 对于改善复合材料的力学性能是有利的。

2.3 应力分布状态

颗粒体积分数 f 为 0.2 (记为 $20\text{SiC}_p/\text{Al}$, 下同), 材料参数同上, 降温温差为式 (20) 即等于基体起始塑性应变的降温温差。此时取 $r_p = a$, 根据式 (7) 和 (8) 计算复合材料基体中的应力分布, 结果如图 5 所示。在此状态下, 界面 $r = a$ 处基体中切向 (σ_θ) 为最大拉应力, 径向 (σ_r) 为最大压应力, 基体中等效应力 (σ_{eff}) 与位置参数 r/a 成反立方关系, 说明基体塑性流变起源于两相界面附近, 其中基体沿切向发生拉伸塑性流变, 沿径向发生压缩塑性流变。

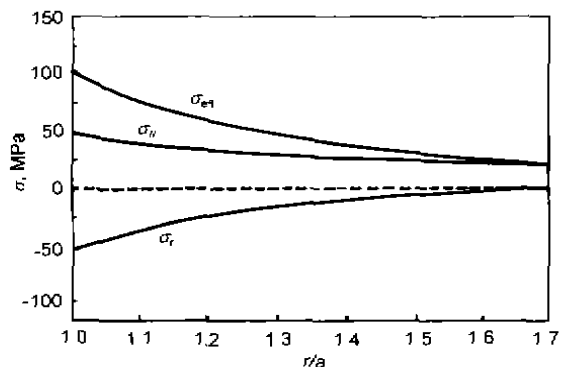


图 5 $20\text{SiC}_p/\text{Al}$ 复合材料基体起始塑性应变状态下的应力 (σ) 分布

Fig.5 Stresses distribution (σ) in matrix of beginning plastic strain of $20\text{SiC}_p/\text{Al}$ composite

当该复合材料降温温差等于或大于式 (21) 时, 基体整体塑性应变。此时取 $r_p = b$, 根据式 (11)~(13) 可计算降温后基体中的应力分布, 结果如图 6 所示。可以看出, 该状态下基体中的应力分布情况已明显不同于起始塑性应变状态 (见图 5), 界面 ($r/a = 1$) 附近基体中切向应力 σ_θ 很小, 径向压应力 σ_r 最大, 界面附近基体为平均压应力, 远离界面则为平均拉应力, 基体整体上承受平均拉应力状态。在此情况下基体中径向及切向应力分量差别较大, 应力分布很不均匀。而且在图中整个 r/a 范围内, 基体 Mises 等效应力均等于其屈服强度 ($\sigma_s = 100\text{ MPa}$)。

如果将图 6 状态的复合材料升温至 $T_3 = T_c$ 温度, 即零应力状态, 升温温差 ($T_c - T_2$) 等于式 (30), 取 $r_p = b$, 根据式 (27) 计算零应力温度状态下基体中应力分布, 结果如图 7 所示。图中可见, 复合材料尽管处在零应力温度即平均应力为零, 但基体中仍然存在应力分布不均匀, 只不过比原始降温态 (见图 6) 的不均匀程度有所下降; 此时界面 ($r/a = 1$) 附近基体为平均压应力, 远离界面区域基体为平均拉应力但小于原始降温状态。图中还表明, 界

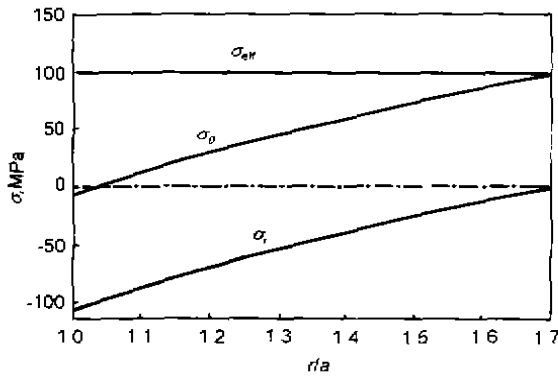


图6 20SiC_p/Al 复合材料基体整体塑性应变时应力(σ)分布

Fig.6 Stresses distribution (σ) in full of matrix's plastic-strain of 20SiC_p/Al composite

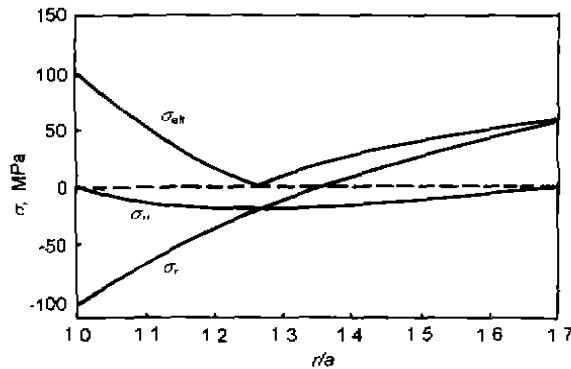


图7 20SiC_p/Al 复合材料零应力温度状态下基体应力(σ)分布

Fig.7 Stresses distribution (σ) in matrix of 20SiC_p/Al composite at the zero stress temperature

面附近基体等效应力最大, 仍为基体屈服强度, 同时基体边界 ($r = b$) 处等效应力也比较大, 但在二者之间存在一等等效应力为零的点. 在零应力温度下, 复合材料基体整体等效应力明显下降.

3 结论

金属基复合材料由于在高温下制造, 冷却降温期间基体发生了明显的错配拉伸塑性变形, 同时增强体始终保持

弹性变形状态; 当重新加热升温时基体应力则经历卸载过程. 分析表明, 颗粒增强复合材料存在一特定温度, 在此温度基体中平均应力为零. 复合材料零应力温度受冷却温度、两相热膨胀系数差异、基体屈服强度、增强体体积分数等多种因素影响; 其中冷却温度是影响零应力温度的关键参数, 冷却温度越低则零应力温度越低, 因此复合材料零应力温度可通过低温处理加以调整. 在零应力温度下, 复合材料基体平均应力为零, 而且应力分布状态也有所改善, 但并未完全消除应力分布的不均匀性; 尤其在两相界面附近区域, 基体等效应力仍处于较高的水平.

参考文献

- [1] Huda M D, Hashmi M S J, Ei Baradie M A. *Key Eng Mater.* 1995; 104-107(Part I): 37
- [2] Lloyd D J. *Int Mater Rev.* 1994; 39(1): 1
- [3] Nair S V, Tien J K, Bates R C. *Int Mater Rev.* 1985; 30(6): 275
- [4] Arsenault R J, Taya M. *Acta Metall.* 1987; 35(3): 651
- [5] Povirk G L, Needleman S, Nutt S R. *Mater Sci Eng.* 1990; A125: 129
- [6] Ledbetter H M, Austin M W. *Mater Sci Eng.* 1987; 89: 53
- [7] Prangnell P B, Downes T, Stobbs W M, Withers P J. *Acta Metall Mater.* 1994; 42(10): 3425
- [8] Zahl D B, Mcneeking R M. *Acta Metall Mater.* 1991; 39(6): 1117
- [9] Shi N, Wilner B, Arsenault R J. *Acta Metall Mater.* 1992; 40(11): 2841
- [10] Kim C T, Lee J K, Plichta M R. *Metall Trans.* 1990; A21: 673
- [11] Lee Eun U. *Metall Trans.* 1992; A23: 2205
- [12] Bullough R, Davis L C. *Acta Metall Mater.* 1995; 43(7): 2737
- [13] Anders Weiland, Torsten Ericsson. *J Mater Sci.* 1995; 30: 1046
- [14] Wang D Z, Jiang C H, Mu Z H, Yao Z K. In: Hui D ed. *Fifth International Conference on Composites Engineering*, Las Vegas, Nevada, USA, 1998: 993
- [15] Li Y, Li J B, Sun L Z, Wang Z G. *Acta Metall Sin.* 1996; 32(12): 1279
(李 霞, 李家宝, 孙立志, 王中光. *金属学报.* 1996; 32(12): 1279)