[文章编号] 1004- 0609(2002)S1- 0001- 10

含有不同尺度量级第二相的高强铝合金拉伸延性模型①

张国君[1,2], 刘　刚[1], 丁向东[1], 孙　军[1], 陈康华[3]
(1. 西安交通大学 材料科学与工程学院 金属材料强度国家重点实验室, 西安 710049;
2. 西安理工大学 材料科学与工程学院, 西安 710048; 3. 中南大学 粉末冶金国家重点实验室, 长沙 410083)

[摘　要] 基于合金中不同尺度第二相在其断裂过程中的作用机制及位错理论, 建立了高强铝合金中结晶相、沉淀相以及析出强化相性质与其拉伸延性间的多元非线性关系模型。结果表明对于 2024 铝合金的拉伸延性, 该模型的预测值与相应的实验值吻合良好。同时借助于该模型的理论分析, 可以得到在确保高强铝合金强度不降低的前提下提高其延性的优化方案。

[关键词] 铝合金; 多级第二相; 拉伸延性; 模型
[中图分类号] TG 249.9　　[文献标识码] A

基于铝合金高的比强度、比刚度等特点, 其在飞机、汽车、船舶制造业等领域的应用已十分广泛。然而在应用中, 需要铝合金具有高的强度和刚度的同时, 亦希望具有一定的延性和韧性, 以防止断裂的发生。一般地, 合金的强度和延性是相互矛盾、此消彼长的两个方面, 即: 强化材料的同时通常会降低其延性; 而延性好的材料, 其强度又较低。当然, 晶粒细化可在一定范围内使材料强度和延性同时得到提高, 但其作用有限。如何使材料的强度和延性得到合理优化是令人非常关注、但又未能很好解决的难题之一。为了了解和掌握金属材料微观损伤对延性的影响规律, 已经进行了大量的研究工作[1~15]。但在以往的研究中, 均将在塑性变形过程中材料内部微孔洞的萌生、长大及其聚合失稳机制作为在微观尺度水平上表征材料断裂延性的单一的研究对象, 因此描叙微孔洞演变行为以及诱发孔洞的同一量级的夹杂物(颗粒)的变量便成为了相应表达式中的主要参数。例如, 孔洞形成的临界应变可表示为夹杂尺寸和体积分数的函数[6]:

$$\varepsilon_C = 1.7\frac{r}{\boldsymbol{b}}\left(\frac{\sigma_I-\sigma_H-\sigma_O}{G}\right)^2\cdot\left(1+3\varphi_r+\frac{\varphi_r^{1/2}}{1.8}\right)^2 \quad (1)$$

式中　r 为颗粒半径, $\boldsymbol{b}$ 为柏氏矢量, σ_I 为界面强度, σ_H 为静水拉应力, σ_O 为 Orowan 应力, G 为剪切模量, φ_r 为颗粒体积分数; 而在平行和垂直于载荷方向上微孔洞长大的动力学速率可分别与应变相联系[8,9]:

$$R_z = R_0\exp[D\varepsilon_p]/[2\exp(1.5\varepsilon_p)-1]^{2/3} \quad (2a)$$

$$R_x = R_0\exp[D\varepsilon_p]/[2\exp(1.5\varepsilon_p)-1]^{-1/3} \quad (2b)$$

式中　R_z 和 R_x 分别为球形孔洞在平行和垂直于拉伸轴方向的长大速率, R_0 为初始的孔洞半径, ε_p 为应变, D 为应力三轴性水平的函数, 即 σ_H 与 Mises 有效应力的比值,

$$D = 0.56\sinh(1.5\sigma_H/\bar{\sigma}) \quad (3)$$

更进一步地, 还可得到孔洞的体积分数(颗粒体积分数)对断裂应变的直接影响[16]:

$$\varepsilon_f = \ln\left[-\frac{1}{\sqrt{2}}+\sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{\varphi_r}}-\frac{1}{2}\right)}\right] \quad (4)$$

对于仅含有同一尺寸量级夹杂物的材料的断裂延性预测, 上述表达式已显示出其适用性和实际意义。但对于具有不同尺度量级第二相的高强铝合金而言, 其局限性则是非常明显的。因为铝合金中不仅存在有尺寸在微米以上的粗大结晶相颗粒, 还存在有尺寸在微米以下的弥散沉淀相和时效析出的尺寸为纳米量级的析出强化相颗粒, 因此各类第二相在合金变形与断裂过程中的作用机制是非常复杂的。虽然在冶金过程中形成的结晶相颗粒是微孔洞萌生的主要根源, 但后两类颗粒却是在孔洞形成以后对铝合金变形机制起主导作用的第二相。正是由

① [基金项目] 国家重点基础研究发展规划资助项目(G1999064900- 9)
[收稿日期] 2001- 07- 20; [修订日期] 2001- 09- 30　　[作者简介] 张国君(1974-), 男, 博士研究生.

于后两种相的存在，使得在同样外部载荷条件下，不同的沉淀相和析出强化相就会使同样的由结晶相先期断裂形成的微孔洞显示出不同的扩张阻力和聚合连接行为。

亚微米量级的沉淀相和纳米量级的析出强化相与微米量级孔洞行为交互作用的详细原因还没有完全澄清，但其相互依赖关系却应该可以成功地应用在铝合金力学性能指标的预测模型中。遗憾的是，到目前为止，还没有有关这方面工作进展的报导。本文作者试图在已建立的铝合金时效强度与显微组织定量关系，特别是其中不同尺度量级第二相作用的基础上[1]，建立铝合金拉伸延性与微观组织关系的模型，以得到铝合金拉伸延性与 3 种具有不同尺度量级第二相的多元非线性定量解析关系表达式。并通过实验对该模型预测结果进行验证。

1 模型

在加工过程或加载条件下，脆性的微米量级的结晶相很容易先期断裂，因此可以将它们直接看作为初始存在的微裂纹(见图 1)。假定这些微裂纹以立方结构周期性分布，相邻两个微裂纹在韧带上各自形成的微观应力应变场相互叠加，得到一个新的、对称分布的局部应力应变场，则试样的宏观塑性应变(ε_p)可通过对韧带内微观塑性应变($\tilde{\varepsilon}_p$)的解析分析中获得[17]：

$$\varepsilon_p = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}_n(\theta)}\left[\frac{I}{0.405\pi h}\right]^{1/(n+1)} \cdot \left[\frac{\lambda_c}{2r_c} - 1\right]^{1/(n+1)} \frac{\tilde{\varepsilon}_p}{2} \tag{5}$$

式中 λ_c 和 r_c 分别为结晶相颗粒间距和半径，$\tilde{\varepsilon}_n(\theta)$ 为 $\theta = 0$ 时约化系数 $\tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta)$ 的有效值[18,19]，I 和 h 均为 n 的函数[20~22]，

$$I = 10.3\sqrt{0.13 + n} - 4.8n \tag{6}$$

$$h = \frac{3}{2\sqrt{1 + 3n}} \tag{7}$$

$\tilde{\varepsilon}_p$ 为相邻微裂纹中间韧带基体材料的临界局部应变，也等于引起孔洞(微裂纹)长大和聚合以至失稳连通，即材料发生宏观断裂所需要的最小应变。在以往对仅具有同一尺寸量级夹杂物条件下合金材料断裂延性的研究中，该临界应变值均被视为无夹杂物基体材料的临界断裂延性或其函数。但对于具有不同尺度量级第二相的高强铝合金而言，以唯象方式很容易证明分布于相邻结晶相(或微裂纹)间韧带上的沉淀相和析出强化相与位错的交互作用及小尺寸量级微空穴的萌生长大控制着韧带损伤的发展。在试样断裂表面可以观察到连接大韧窝的一系列小韧窝，但其微观机制却是比较复杂的，涉及到粒子与位错交互作用等理论问题。

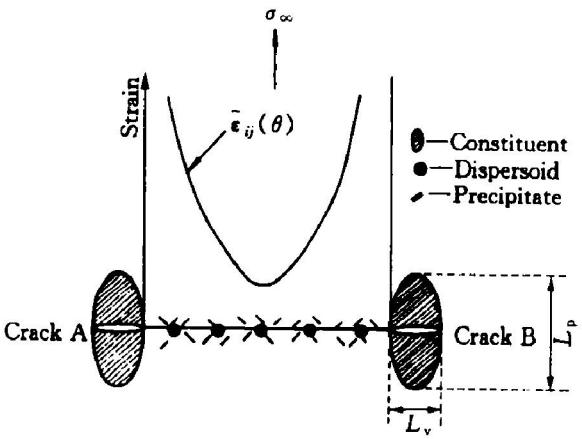

图 1 高强铝合金微观断裂示意图

Fig. 1 Scheme of local fracture behavior in heat-treatable high strength aluminum alloys

L_p—The dimension parallel to loading direction;

L_v—The dimension vertical to loading direction

在受拉伸状况下，铝基体将经历塑性变形，而与此同时，几乎纯弹性的第二相颗粒却近似能保持形状不变。在材料整体之连续性得以维持的前提条件下，这种基体与第二相颗粒间相互形状变化的不相容需要通过几何必须位错来进行补偿[23]。设与沉淀相和析出强化相相对应的几何必须位错密度分别为 ρ_d 和 ρ_p，而与该两种第二相连接的基体的应变分别为 ε_d 和 ε_p，则有如下关系式存在[23,24]：

$$\varepsilon_d = 1.7 r_d \boldsymbol{b} \rho_d \tag{8a}$$

$$\varepsilon_p = 0.25 \lambda_p \boldsymbol{b} \rho_p \tag{8b}$$

式中 r_d 为沉淀相半径，λ_p 为析出强化相颗粒间距，$\boldsymbol{b}$ 为基体位错柏氏矢量。对沉淀相和析出强化相而言，其几何必须位错密度 ρ_d 和 ρ_p 的相对大小应与它们各自的间距 λ_d 和 λ_p 成反比[23]，即：

$$\frac{\rho_d}{\rho_p} = k\frac{\lambda_p}{\lambda_d} \tag{9}$$

式中 k 为比例系数，在本模型中，取 $k = 1$。又设 ρ_g 为 ρ_d 与 ρ_p 之和，即 ρ_g 为材料中几何必须位错密度总和，则式(9)可表示为

$$\rho_d = \frac{\lambda_p}{\lambda_d + \lambda_p}\rho_g \tag{10a}$$

$$\rho_p = \frac{\lambda_d}{\lambda_d + \lambda_p}\rho_g \tag{10b}$$

令 ρ_t 为材料的总位错密度，包括基体材料固

有的统计储存位错密度 ρ_s 以及不可塑性变形第二相与基体塑变间相协调所引入的几何必须位错密度 ρ_g，也即

$$\rho_t = \rho_g + \rho_s \tag{11}$$

如果认为材料的总位错密度存在一临界值 ρ_t^c，一旦材料的总位错密度达到该“位错极限”，材料即发生断裂，此时，若忽视来自第二相颗粒的约束影响，并假设宏观力学公式同样适用于微观情况的话，则有

$$\tau_m = \alpha G \boldsymbol{b} \sqrt{\rho_t^c} \tag{12}$$

式中　τ_m 为基体临界剪切应力，α 为比例常数，G 为基体的剪切模量，$\boldsymbol{b}$ 为基体位错柏氏矢量。对于一定成分的铝合金基体，假设在相同时效温度、不同时效时间的热处理制度下均具有相同的 τ_m，α，G 和 $\boldsymbol{b}$ 值，那么可近似认为 ρ_t^c 为材料常数。进一步地，由于拉伸中随着外加应力的增加，尽管 ρ_g 值迅猛增大，ρ_s 值却近似不变，仍为原始状态值[25]，因此断裂临界状态可表象成几何必须位错密度 ρ_g 达到其临界值 ρ_g^c，

$$\rho_g^c = \rho_t^c - \rho_s \tag{13}$$

根据前面的分析，式(8)可改写成

$$\varepsilon_d^c = 1.7 r_d \boldsymbol{b} \frac{\lambda_p}{\lambda_d + \lambda_p} \rho_g^c \tag{14a}$$

$$\varepsilon_p^c = 0.25 \lambda_p \boldsymbol{b} \frac{\lambda_d}{\lambda_d + \lambda_p} \rho_g^c \tag{14b}$$

式中　ε_d^c 和 ε_p^c 为相应的临界断裂应变。

ε_d^c 和 ε_p^c 便构成了式(5)中的微观塑性应变 $\tilde{\varepsilon}_p$，但是考虑到与沉淀相和析出强化相相对应的两类几何必须位错间不可避免地会存在着相互间的缠绕作用进而降低材料延性，$\tilde{\varepsilon}_p$ 不应是 ε_d^c 和 ε_p^c 的简单线性叠加，而是类似于强化公式般地勾股组合：

$$\tilde{\varepsilon}_p = \sqrt{(\varepsilon_d^c)^2 + (\varepsilon_p^c)^2} \tag{15}$$

由此可得到铝合金断裂应变值如下式所示：

$$\varepsilon_p = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}_n(\theta)} \left[\frac{1}{0.405\pi h}\right]^{1/(n+1)} \cdot \left[\frac{\lambda_c}{2r_c}\right]^{1/(n+1)} \frac{\sqrt{(\varepsilon_d^c)^2 + (\varepsilon_p^c)^2}}{2} \tag{16}$$

若定义 $(\varepsilon_p)_R$ 为参考断裂应变，并把 n 看作一个常数，用 ε_p 除以 $(\varepsilon_p)_R$，可以得到约化的断裂应变比 R，即

$$R = \frac{\varepsilon_p}{(\varepsilon_p)_R} = \frac{\left[\frac{\lambda_c}{2r_c} - 1\right]^{1/(n+1)} \sqrt{(\varepsilon_d^c)^2 + (\varepsilon_p^c)^2}}{\left[\left(\frac{\lambda_c}{2r_c}\right)_R - 1\right]^{1/(n+1)} \sqrt{(\varepsilon_d^c)_R^2 + (\varepsilon_p^c)_R^2}} \tag{17}$$

显然，如果把时效前铝合金的拉伸应变看成为 $(\varepsilon_p)_R$ 而将随后一系列时效状态下合金的拉伸应变看成为 ε_p 的话，式(17)实际上反映出了在整个时效过程中铝合金的拉伸延性相对变化情况。更具体地说，对一定成分的铝合金来说，经过一定的加工及固溶处理后，其所含结晶相和沉淀相的形貌尺寸与体积分数即已确定，时效处理所带来的微观变化仅仅是强化相的增多和长大，所以，在整个时效进程中延性的相对变化表现在式(17)上即为 ρ_g^c 恒定条件下的 ε_d^c 与 ε_p^c 间的相对变化。由于在文献[1]中已经得到了有关铝合金连续时效过程中析出强化相析出、长大和粗化的解析模型，因此，可以通过与式(17)相联进一步给出时效铝合金拉伸延性的解析预测解，并予以实验检验及进行模型的可行性评估。

2　实验过程

实验用材料为 Alcoa 公司生产的 2024 铝合金棒材，其化学成分(质量分数)如下：Cu 4.26%，Mg 1.57%，Mn 0.62%，Si，Fe，Zn< 0.5%，其余为 Al。待固溶、时效处理后将该棒材加工成直径为 6 mm、标距长度为30 mm的圆棒拉伸试样于伺服液压控制的 Instron 1195 实验机上进行拉伸性能测试，拉伸速率为1 mm/ min。为取得准确的有效平均值，每组实验至少使用 3 根试样。

固溶处理分别采用常规固溶和强化固溶两种制度。常规固溶工艺为766 K下保温2 h；强化固溶工艺为766 K下固溶处理2 h，然后以6 K/ h速率升高固溶温度至779 K。采用两种固溶处理工艺的原因在于试图通过对比实验来获知结晶相和沉淀相的含量对延性的影响，这是因为经强化固溶处理的试样其固溶程度增强[26]，结晶相和沉淀相的含量在一定程度上有所减少，而经常规固溶处理的试样则含有较多的结晶相和沉淀相，在相同的时效制度下(即相同的析出强化相状态下)，可直观地比较两类试样的拉伸延性。固溶处理后，快速地将试样置于水中淬火，随后立即进行人工时效 (T6 处理)，时效温度为463 K，时效时间从900 s至 7×10^5 s 不等。为方便起见，在随后的叙述中，分别以 2024 和 EN2024 代表常规固溶和强化固溶试样。

为了测试析出强化相的尺寸和体积分数，需要进行透射扫描电镜观察。其试样的制备方法是先从时效试样上切下一薄片，用砂纸将该薄片机械减薄至10 μm，然后于 3∶1 的甲醇硝酸溶液中进一步电

解抛光减薄该薄片至微量穿孔。电解抛光减薄过程中工作条件为- 25 ℃, 工作电压15 V。将减薄毕后的试样在甲醇中漂洗两次, 干燥, 然后立即在JEM-200CX 透射电子显微镜下进行观察。在测得析出强化相的尺寸和投影面积分数后, 沉淀相的体积分数确定为[27]

$$\varphi_v = \left(\frac{-2\pi r}{\pi r + 4t}\right)\ln(1 - A_A) \tag{18}$$

式中 r 为沉淀相半径, t 为透射薄片的厚度, A_A 为析出强化相的投影面积分数(由计点法测得)。薄片厚度的测量方法可参照文献[28]。

结晶相的体积分数采用记点法进行确定。将放大倍数为 400 倍的金相照片置于具有 60 × 60 网格的透明薄膜下, 如果假定结晶相的位置是随机分布的, 则结晶相体积分数 φ_c 可以用落入结晶相中的网格点数 P_p 来表示[29](尺寸小于0.1 μm的颗粒即认为是沉淀相)。对常规固溶和强化固溶试样, 每一组试样均测量 15 次, 然后取平均值。

通过 HITACHI S-2700 扫描电子显微镜对未拉伸试样的纵向剖面进行观察, 可测量结晶相的尺寸。由于结晶相的形状不规则, 所以结晶相颗粒的有效直径 d_c 定义如下:

$$d_c = \sqrt{d_1 d_2} \tag{19}$$

式中 d_1 和 d_2 分别为不同方向上所测量的结晶相的最小和最大尺寸。则 n 个颗粒结晶相的有效平均半径 $\bar{r}_c$ 的计算公式应为

$$\bar{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n}\sqrt{d_1 d_2}}{2n} \tag{20}$$

实验中在每个试样剖面上至少选取 50 个结晶相进行测量, 然后计算 $\bar{r}_c$ 值。

沉淀相尺寸的确定采用同样的处理方法, 只不过沉淀相的观察于透射电子显微镜下完成。沉淀相的体积分数与平均有效半径 $\bar{r}_d$ 有关[30]:

$$\varphi_d = \frac{4(\pi\bar{r}_d^3)}{3}\overline{N_d} \tag{21}$$

其中颗粒密度 $\overline{N_d}$ 由下式确定[31]:

$$\overline{N_d} = \frac{N_d}{(t + 2\bar{r}_d)} \tag{22}$$

式中 t 为薄片厚度, N_d 为单位投影面积上沉淀相的数量。

此外, 通过扫描电子显微镜对拉伸试样断口进行了分析, 主要目的是观察了解大韧窝(与结晶相相关)间韧带中小韧窝(与沉淀相相关)的尺寸、间距随时效进程的演变。

3 结果与讨论

3.1 结晶相对拉伸延性的影响

图 2 是两类不同固溶处理试样的金相组织照片。从图中可以看出, 强化固溶处理与常规固溶处理相比, 结晶相的体积分数及尺寸均有所减少(参考表 1), 这表明强化固溶处理达到了增加固溶程度、减少结晶相的目的。众所周知, 在铝合金中, 结晶相或是在先前的加工过程中已经断裂或是于测试外力作用下早期断裂构成了初始裂纹源, 所以,

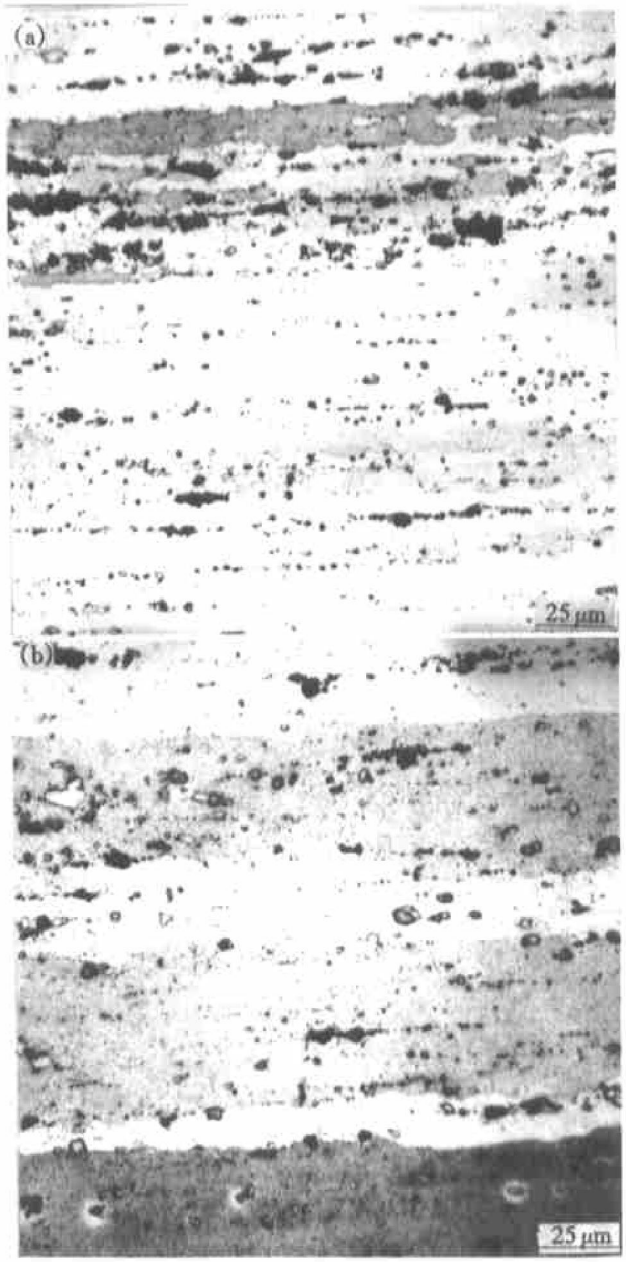

图 2 常规固溶处理(a)及强化固溶处理(b) 2024 铝合金的剖面金相照片

Fig. 2 Optical micrographs of sectioned specimens for 2024 (a) and EN2024 (b)

表 1　不同固溶制度下结晶相和沉淀相的体积分数及尺寸

Table 1　Volume fraction and radius of constituents and dispersoids in present experiment

Alloy	Constituent		Dispersoid	
	φ_c/ %	r_c/ μm	φ_d/ %	r_d/ μm
2024	5.556	8.4	0.18	0.13
EN2024	5.023	7.6	0.15	0.09

结晶相越多，铝合金越易于断裂，其延性、韧性也越差。定量地，如果我们将铝合金看作是由铝合金基体与结晶相组成的复合材料的话，就可以借用复合材料的拉伸应力(σ_s)表达式来进行结晶相的受力分析并检查其易破碎原因：

$$\sigma_s = \varphi_c \sigma_c + (1 - \varphi_c)\sigma_m \tag{23}$$

式中　σ_c 和 σ_m 分别为结晶相和基体所受到的应力，φ_c 为结晶相的体积分数。由于通常情况下 φ_c 值较小(~ 0.05)，故即使 σ_c 达到了结晶相的断裂强度(σ_c^*)，它对 σ_s 的贡献也不显著。而相反的是，远比 σ_c^* 小的 σ_s 就有可能使得结晶相处发生应力集中从而导致结晶相大量断裂，尽管这种断裂仍是类似于承载 MMC 中增强颗粒破碎一样的服从于韦伯分布的统计断裂[32]。此外，σ_c^* 的大小与结晶相尺寸的负二分之一次方($r_c^{-1/2}$)成正比[33]，例如，2024 铝合金中结晶相 $CuAl_2$ 和 Al_2CuMg 的断裂强度随着其尺寸的增加可从740 MPa下降到540 MPa左右[34]。因此，相对常规固溶热处理试样而言，强化固溶处理试样由于含有较少、较小的结晶相故而在受拉伸过程中会产生较少的初始微裂纹，正如图 3 所示。初始微裂纹的减少意味着裂纹间聚合的难度加大，所以使得强化固溶处理试样具有相对高的拉伸延性(表 2)，这与绘于图 4 的模型预测结果是相一致的。同时，从图 4 中还可以反映出，实测的结晶相体积分数对拉伸延性曲线的斜率与模型预测结果十分接近，由此在一定程度上证明了本模型的可靠性。

图 4 中的参数 K 是结晶相形状因子，即平行于载荷方向的结晶相尺寸(L_p)和垂直于载荷方向的结晶相尺寸(L_v)的比值(参考图 1)，其值可由公式 $\varphi_c = 2\pi K r_c^3 / \lambda_c^3$ 来确定。由模型预测可知，在结晶相体积分数相同的情况下，K 值越大拉伸延性也越佳，这是由于大的 K 值表明等效的值 L_v 越小，也表明相邻微裂纹的聚合更困难。考虑到实际铝合金板材中结晶相的轧制变形形貌，可以得出如下结论：铝合金板材 L-T 方向的延性优于 T-L，S-T 或 S-L 方向的延性。但是，尽管有如此多的变化，

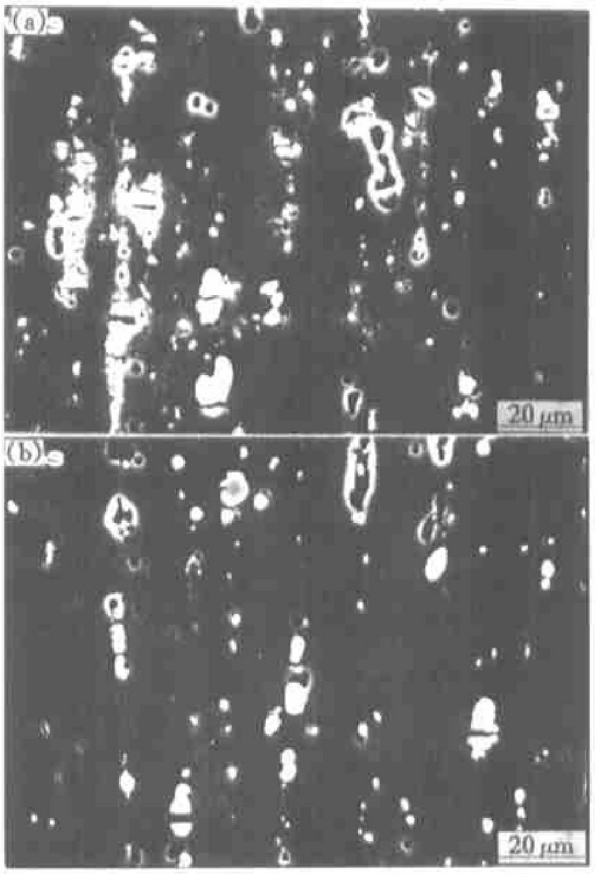

图 3　常规固溶处理(a)及强化固溶处理(b) 2024 铝合金试样纵剖面的 SEM 照片

Fig. 3　SEM micrographs illustrating fracture or decohesion of constituents in 2024 (a) and EN2024 (b)

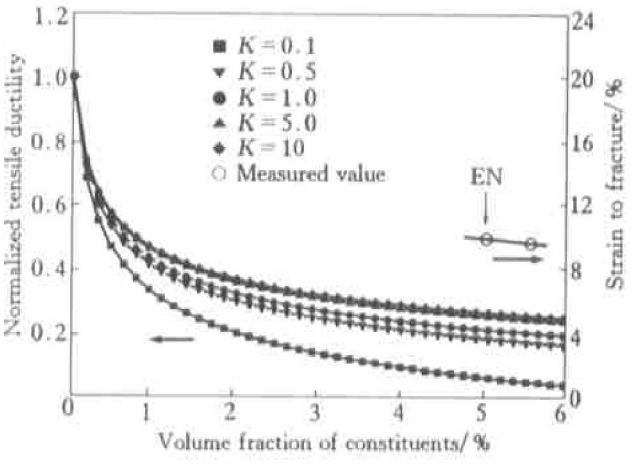

图 4　2024 铝合金结晶相体积分数和形貌对拉伸延性的影响

Fig. 4　Dependence of tensile ductility on volume fraction of constituents (Curves are predicted by model and scatters are measured experimentally)

表 2 不同固溶制度和不同时效状态下 2024 铝合金的常规拉伸性能

Table 2 Measured tensile properties for 2024 aluminum alloys in different typical heat-treatment conditions

Alloy	Aging time/h	Yield strength /MPa	True strain/%	Work hardening exponent n
UA2024 (underaged)	1.5	243.6	14.3	0.080
PA2024 (peakaged)	16	332.4	9.5	0.054
OA2024 (overaged)	85	281.2	12.2	0.067
EN2024	16	344.5	9.8	0.060

从图 4 中却很容易地得知，结晶相形貌对铝合金拉伸延性的影响远不及体积分数的影响。

3.2 沉淀相对拉伸延性的影响

与结晶相情况类似，经强化固溶处理的 2024 铝合金试样中沉淀相同样有所减少和变小(参见表 1 及图5)。由于经强化固溶处理的试样具有较高的拉伸延性，所以往往容易轻率地得出结论，认为沉淀相越少延性越好，即沉淀相对延性是有害的，然而实际上在一定范围内沉淀相有益于材料拉伸延性的改善。对铝合金而言，在初始孔洞形成之后，其长大、聚合直接取决于韧带中次孔洞的形成、长大和聚合，即成正相关关系，因此许多研究者认为引发次级空洞的沉淀相的存在对材料的延性是不利的，它使得大的初始孔洞易于聚合[35~37]。但是，换一个角度来看，沉淀相的出现却降低了晶间脆性断裂的趋势[38]。不容质疑，时效铝合金中晶界两侧不可避免地会有无析出带(PFZ)产生，而无析出带是铝合金中性能最弱的部分，在外力作用下很容易软化进而诱发低耗能的晶间开裂，使得材料具有低的延性。而沉淀相的引入，可通过适当减低穿晶开裂所需能量，加大穿晶断裂权数，改善材料的延性。这与脆性陶瓷材料中采用微裂纹进行增韧的方法有异曲同工之理。此外，沉淀相对基体合金晶粒长大的阻碍作用同样有利于材料延性的提高。综上所述，图 6 中由本模型预测的在~ 0.2% (体积分数) 及~ 250 nm范围内随沉淀相体积分数增加或尺寸降低而铝合金拉伸延性略微增大的结论是可信的。对于本段开头提到的不同结论，对比图 4 及图 6 可知，完全是因为铝合金延性对结晶相损害影响的敏感性远大于对沉淀相有益影响的敏感性故使沉淀相的影响作用不能明显表现出来所致。

界面分离是沉淀相引发次级孔洞的主要方式，图 7 给出了一个典型实例。前面已经提到，在外力作用下，由于基体与沉淀相之间的塑性变形失配使

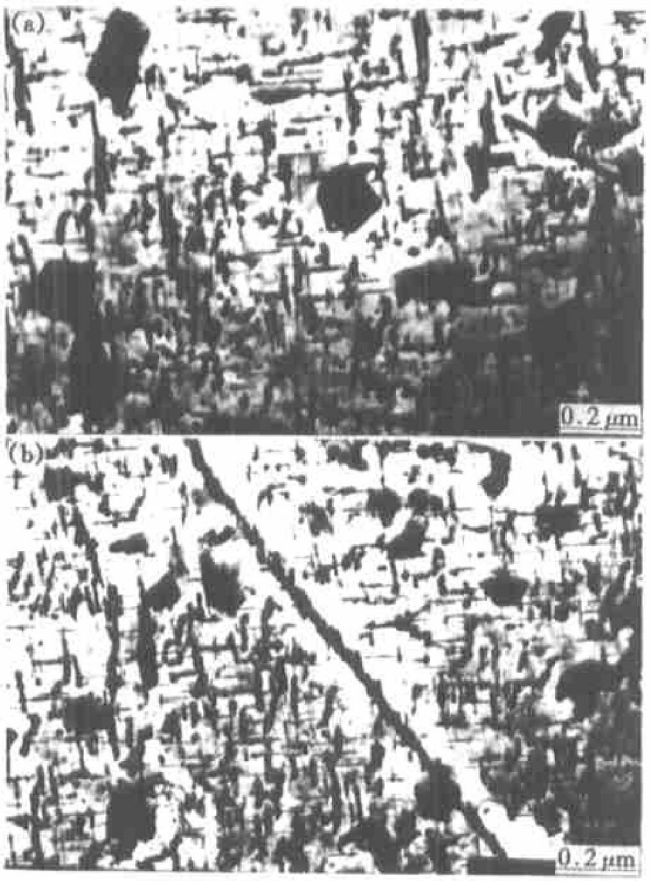

图 5 常规固溶处理(a)及强化固溶处理(b) 2024 铝合金中沉淀相 TEM 形貌照片

Fig. 5 TEM micrographs of dispersoids in 2024 (a) and EN2024 (b)

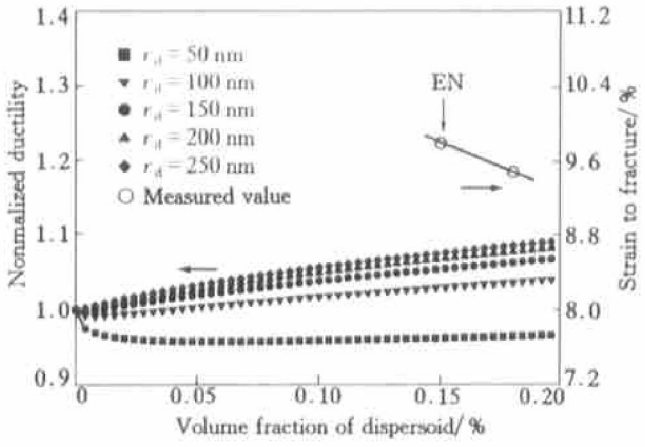

图 6 2024 铝合金沉淀相体积分数和尺寸对拉伸延性的影响

Fig. 6 Dependence of tensile ductility on volume fraction of dispersoids

(Curves are predicted by model and scatters are measured experimentally)

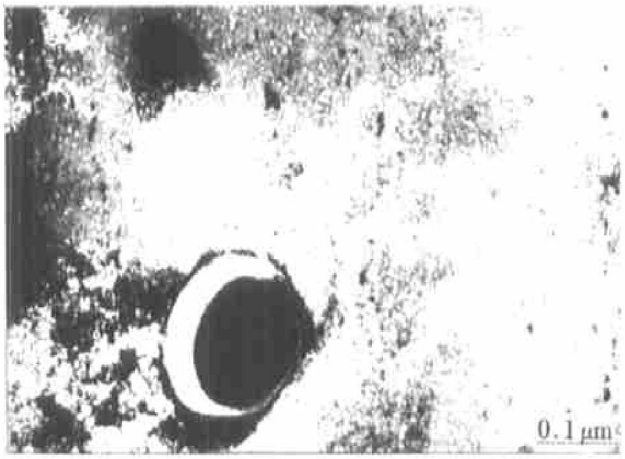

图 7　2024 铝合金中沉积相的界面脱粘

Fig. 7　Decohesion of dispersoid in 2024

得沉淀相周围需要引入几何必须位错加以协调，同时沉淀相表面受到径向拉应力作用，有沉淀相与基体间发生界面脱粘的趋势存在。当径向拉应力(σ_I) 超过临界界面强度(σ_I^*) 时，沉淀相和基体的界面即开始脱粘[6]。对于特定的基体材料和沉淀相，临界界面强度(σ_I^*) 为常数，而径向拉应力(σ_I) 则为最大主应力 σ_I^m 与由刚性颗粒和塑性基体之间不匹配引起的应力 σ_d 之和[39,40]，其中 σ_d 的值由下式给出[6]：

$$\sigma_d = 4.2\alpha G\boldsymbol{b}\sqrt{\rho_d} \tag{24}$$

式中　$\alpha = 1/2\pi$，G 为剪切模量，$\boldsymbol{b}$ 为柏氏矢量，ρ_d 为与沉淀相相联系的几何必须位错密度。由于沉淀相的尺寸比较细小因此拥有较强的抗界面分离性能[41,42]，即具有较高的临界界面强度(σ_I^*)，所以，与结晶相的几乎完全断裂不同，仅有一部分的沉淀相会最终萌生次孔洞，这也就是为什么拉伸断裂试样的断面上所出现的两类韧窝中大韧窝的中心间距与结晶相的中心间距相接近而小韧窝的中心间距却为沉淀相中心间距的若干倍的原因所在[41,42]。联系式(9)，(10)，(13) 和(24) 可以推知，在连续时效中的欠时效阶段，随着时效进程的深入，析出强化相数量、尺寸均增长，析出强化相间距减小，与沉淀相相联系的几何必须位错密度降低，即 ρ_d 降低，使得 σ_d 进而 σ_I 降低，所以 σ_I 越发不易达到 σ_I^* 值，其结果是沉淀相萌生次孔洞更加困难，导致韧带中小韧窝间距增大(见图 8)，同时材料的延性降低，而过时效的情况则正好相反。这一规律在图 9 中得到了反映。

图 9 是结合时效模型[1]及本延性模型所预测的 2024 铝合金于 463 K 温度下时效的延性对时效时间

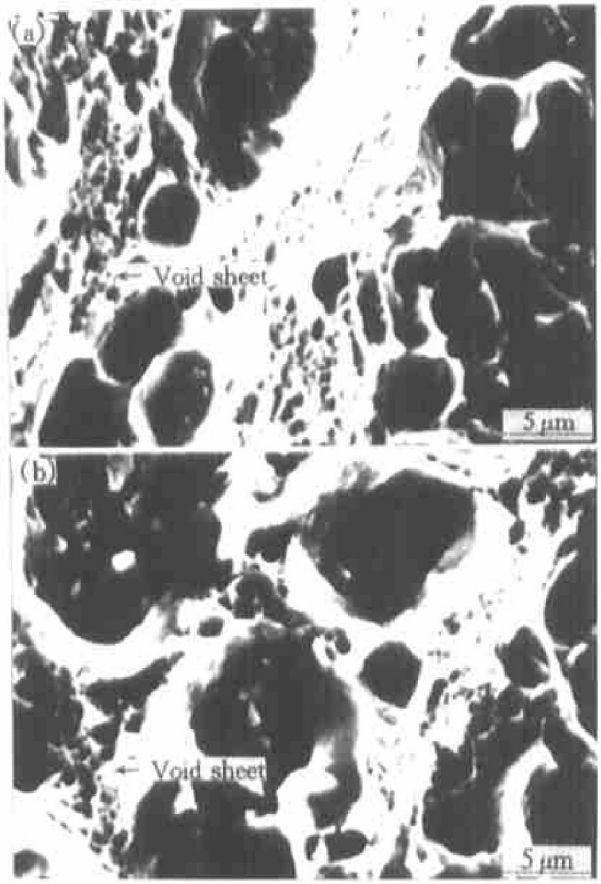

图 8　2024 铝合金拉伸试样断面上小韧窝间距随时效状态由欠时效(a) 转变为峰值时效(b) 而变大的 SEM 的照片

Fig. 8　Fracture surface SEM micrographs showing increase of center-to-center spacing for smaller dimples from UA2024 (a) to PA2024 (b)

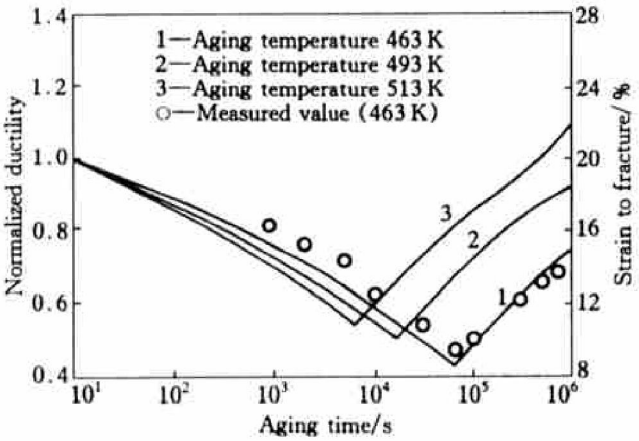

图 9　2024 铝合时效制度对拉伸延性的影响

Fig. 9　Variation of tensile ductility with aging time at different aging temperatures (Curves are predicted by model and scatters are measured experimentally)

连续变化曲线与实测值的比较，显然，两者之间的吻合是比较好的，充分表明了本模型的有效性。

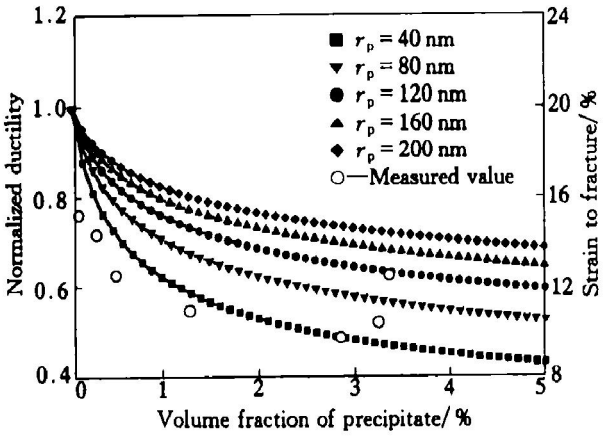

图 **10** 2024 铝合金析出强化相体积分数和尺寸对拉伸延性的影响

Fig. 10 Dependence of tensile ductility on volume fraction of precipitates

(Curves are predicted by model and scatters are measured experimentally)

3.3 析出强化相对延性的影响

作为高强铝合金的主要强化相，析出强化相的出现毫无疑问会降低材料的延性，并且析出强化相的强化效果愈甚，例如体积百分数越多、尺寸越小，则对延性的损害愈烈，正如图 10 中理论预测和实测规律所示。然而通过比较图 10 和图 4 可知，析出强化相对延性的损害程度尚不及结晶相，同时考虑到析出强化相具有极好的强化效果，所以在进行铝合金材料设计时，从获得最佳综合力学性能的角度出发，应最大限度地降低结晶相的体积分数、减小结晶相尺寸，而尽量不降低析出强化相的体积分数。当然，由于图 10 中反映出延性对析出强化相的尺寸影响与对体积分数的影响相比不太敏感，兼而观察到过时效阶段随着析出强化相粗化材料延性回升的现象，也可以在力求不过于损失材料强度的前提下适当增大析出强化相的尺寸以获得较高的延性。

4 结论

根据新建立的高强铝合金拉伸延性解析模型，通过预测铝合金中 3 类不同尺度第二相对材料延性的影响以及整个时效过程中材料延性的连续演变，并结合实验实测结果，得出如下结论:

1) 结晶相对材料延性具有极坏的损害作用，其体积分数愈多、尺寸愈大，拉伸延性降低得愈甚，并且结晶相体积分数对延性的影响大于其尺寸的影响。

2) 沉淀相在其实际含量范围内(约0.2%)，对延性是有利的。在同样体积分数情况下，沉淀相的尺寸越大，延性越高。

3) 析出强化相也起着破坏延性的作用，尽管其损害效果次于结晶相。相对而言，在整个时效过程中，于欠时效阶段，延性随着时效的深入而降低；但于过时效阶段，延性却随着时效的延长而略有回升。

4) 综合以上几种情况，不降低强度同时提高延性从而获得优良综合力学性能的最佳途径是在尽量保证析出强化相不变的条件下降低结晶相的体积分数同时减小结晶相的尺寸。

[REFERENCES]

[1] 刘 刚，丁向东，孙 军，等. 具有盘状析出强化相铝合金的时效强化模型[J]. 中国有色金属学报，2001，11：337-347.
LIU G，DING X D，SUN J，et al. A model for age strengthening of plate-like-precipitate containing Al alloys [J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals，2001，11：337-347.

[2] Brown L M，Embury J D. Initiation and growth of voids at second phase particles [R]. Institute of Metals (London)，Monograph and Report Series，1973，1：164-169.

[3] Rozovsky E，Han W C Jr，Aritzur B. Behavior of particles during plastic deformation of metals [J]. Metallurgical Transaction，1973，4：927-930.

[4] Argon A S，Im J，Safoglu R. Cavity formation from inclusions in ductile fracture [J]. Metallurgical Transaction，1975，6A：825-837.

[5] Thompson A W，Weihrauch P F. Ductile fracture：nucleation at inclusions [J]. Scripta Metallurgica，1976，10：205-210.

[6] Goods S H，Brown L M. Nucleation of cavities by plastic deformation [J]. Acta Metallurgica，1979，27：1-15.

[7] Sun J，Deng Z J，Li Z H，et al. Constraint intensity in crack tip field and elastic-plastic fracture criterion [J]. Engineering Fracture Mechanics，1989，34：637-643.

[8] Sun J. Effect of stress triaxiality on micro-mechanism of void coalescence and micro-fracture ductility of materials [J]. Engineering Fracture Mechanics，1991，39：799-805.

[9] Sun J，Deng Z J，Tu M J. Effect of stress triaxiality levels in crack tip regions on the characteristics of void

growth and fracture criteria [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1991, 39: 1051– 1060.

[10] Sun J. Stress triaxiality constraint and crack tip parameters [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1993, 44: 789– 806.

[11] Tszeng T C. Model of void nucleation from ellipsoidal inclusions in ductile fracture [J]. Scripta Metallurgica Materialia, 1993, 28: 1065– 1070.

[12] Horstemeyer M F, Gokhale A M. Void-crack nucleation model for ductile metals [J]. International Journal of Solids and Structures, 1999, 36: 5029– 5055.

[13] Estrin Y, Brechet Y. Damage nucleating at second-phase particles: a constitutive model [J]. Scripta Materialia, 1996, 35: 1057– 1064.

[14] Poech M H, Fischmeister H F. Contribution of void growth to the crack resistance of ductile materials materials [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1992, 43: 581– 588.

[15] Wu S X, Mai Y W, Cotterell B. Prediction of the initiation of ductile fracture [J]. J Mech Phys Solids, 1995, 43: 793– 810.

[16] Komori K. Proposal and use of a void for the simulation of ductile fracture behavior [J]. Acta Materialia, 1999, 47: 3069– 3077.

[17] Chan K S. A fracture model for hydride-induced embrittlement [J]. Acta Metallurgica Materialia, 1995, 43: 4325– 4335.

[18] Hutchinson J W. Singular behavior at the end of a tensile crack in a hardening material [J]. Journal of Mechanisms in Physics and Solids, 1968, 16: 13– 31.

[19] Rice J R, Rosengren G F. Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material [J]. Journal of Mechanisms in Physcs and Solids, 1968, 16: 1– 12.

[20] Shih C F. Plastic deformation in metals [J]. ASTM STP, 1974, 560: 187– 218.

[21] McClintock F A. Fundamental Aspects of Structural Alloy Design [M]. New York: Wilcox, Plenum, 1977. 147.

[22] Dowling N E. J-integral estimates for cracks in infinite bodies [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1987, 26: 333– 348.

[23] Ashby M F. The deformation of plastically non-homogeneous materials [J]. The Philosophical Magazine, 1970, 21: 399– 424.

[24] Brown L M, Stobbs W M. Work-hardening of copper-sinica-5, equlibrium plastic relaxation by secondary dislocations [J]. The Philosophical Magazine, 1976, 34: 351– 372.

[25] Russell K C, Ashby M F. Slip in aluminum crystal containing strong, plate like particles [J]. Acta Metallurgica, 1970, 18: 891– 901.

[26] 陈康华，刘允中，刘红卫. 7075 和 2024 铝合金的固溶组织与力学性能[J]. 中国有色金属学报，2000, 10: 819– 822.
CHEN K H, LIU Y Z, LIU H W. Microstructure and mechanical properties of enhanced solution treated 7075 and 2024 aluminum alloys [J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals, 2000, 10: 819– 822.

[27] Underwood E E. Quantitative Stereology [M]. MA, Addison-Wesley, Reading, 1970. 237.

[28] Williams B W. Practical Analytical Electron Microscopy in Materials Science [M]. New York: Verlag Chemie International, 1984. 56.

[29] Hilliard J E. Quantitative Microscopy [M]. New York: McGraw-Hill, 1986. 45.

[30] Gurland G. Quantitative Microscopy [M]. New York: McGraw-Hill, 1986. 279.

[31] Cahn J W, Nutting J. Transmission quantitative metallography [J]. Transaction of ASME, 1959, 215: 526.

[32] Lewis C A, Withers P J. Weibull modeling of particle cracking in metal matrix composites [J]. Acta Metallurgica Materialia, 1995, 43: 3685– 3699.

[33] Cox T B, Low J R Jr. Investigation of the plastic fracture of AlSi 4340 and 18 nickle-200 grade maraging steels [J]. Metallurgica Transaction, 1974, 5: 1457– 1470.

[34] Toda H, Kobayashi T, Takahashi A. Mechanical analysis of toughness degradation due to premature fracture of course inclusions in wrought aluminium alloys [J]. Materias Science and Engineering A, 2000, A280: 69 – 75.

[35] van Stone R H, Cox T B, Low J R Jr, et al. Microstructural aspects of fracture by dimpled rupture [J]. International Metals Reviews, 1985, 30: 157– 179.

[36] Broek D. The role of inclusions in ductile fracture and fracture toughness [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1973, 5: 55– 66.

[37] Pandey A B, Majumdar B S, Miracle D B. Effects of thickness and precracking on the fracture toughness of particle-reinforced Al-alloy composites [J]. Metallurgica Matererialia Transaction A, 1998, 29A: 1237– 1243.

[38] Prince K C, Martin J W. Effects of dispersoids upon the micromechanisms of crack propagation in Al-Mg-Si alloys [J]. Acta Metallurgica, 1979, 27: 1401– 1408.

[39] Tanaka B K, Mori T, Kanamura T. Cavity formation at the interface of a spherical inclusion in a plastically deformed matrix [J]. The Philosophical Magazine, 1970,

21: 267- 279.

[40] Anderson T L. Fracture Mechanics: Fundamentals and Application [M]. London: CRC Press, 1995. 267.

[41] Hahn G T, Rosenfield A R. Metallurgical factors affecting fracture toughness of aluminum alloys [J]. Metallurgica Transaction, 1975, 6A: 653- 668.

[42] Garrett G G, Knott J F. The influences of compositional and microstructural variations on the mechanism of static fracture in aluminum alloys [J]. Metallurgica Transaction, 1978, 9A: 1187- 1201.

Model for tensile ductility of high strength Al alloys containing second particles of various sized scales

ZHANG Guo-jun[1,2], LIU Gang[1], DING Xiang-dong[1], SUN Jun[1], CHEN Kang-hua[3]

(1. State Key Laboratory for Mechanical Behavior of Materials,
School of Materials Science and Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
2. School of Materials Science and Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;
3. State Key Laboratory for Powder Metallurgy, Central South University, Changsha 410083, China)

[Abstract] A model was established for high strength aluminum alloys to present a nonlinear relation between the tensile ductility of the alloys with the characteristics of constituents, dispersoids, and precipitates within the alloys, based on both the roles of three second-particles with various sized scales in the failure and the dislocation mechanism. The results show that the ductility to fracture obtained experimentally is well agreed with that predicted by the model for an aged 2024 aluminum alloy. Moreover, an optimum could be approached to promote the ductility, as well as maintain the strength of the alloys by means of comprehensive analyses to the model.

[Key words] aluminum alloys; second phase particles of various sizes; tensile ductility; model

(编辑 吴家泉)