

泡沫 Al 阻尼性能研究

韩福生 朱震刚

(中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室, 合肥 230031)

石纯义 王 月

(中国船舶工业总公司第 725 研究所, 洛阳 471029)

(1997 年 10 月 10 日收到; 1998 年 1 月 15 日收到修改稿)

通过测定不同频率、温度和应变振幅下的内耗, 研究了泡沫 Al 的阻尼性能. 泡沫 Al 组织中孔洞对阻尼的贡献是使背景内耗特别是高温背景内耗增加. 泡沫 Al 阻尼的另一个特点是较为显著的振幅效应, 这一效应随孔径减小而变得更加突出, 由于泡沫 Al 所特有的非均质性孔洞组态和高密度缺陷, 应力应变分布极不均匀, 加上外部应力的干扰, 造成缺陷密度增加, 因此缺陷阻尼是主要的阻尼机制.

PACC: 6240; 6143G; 8105R; 6172L

1 引 言

材料的阻尼性能是指材料由于内部的原因, 将机械振动能不可逆地转化为热能的本领. 金属材料的阻尼性能与其微观或亚微观组织缺陷(如界面、位错、点缺陷、孔隙等)以及它们之间的交互作用有着密切的联系. 根据 Zener 的经典理论知道, 提高金属材料阻尼性能的重要途径之一, 就是设法使缺陷之间的交互作用达到最大, 以获得最大的线性阻尼, 或将力学放大机制引入材料, 以获得较高的非线性阻尼^[1]. 根据这一理论设计出的高阻尼材料目前已经获得了广泛应用, 例如, 通过引入具有高本征阻尼的非平衡相, 或通过复合相使基体组织发生较大变质, 均可显著提高材料的阻尼性能^[2-5].

多孔材料显然符合高阻尼材料的组织特征, 而且实验已经证明孔洞或空腔的存在, 可在某些非金属或金属材料的阻尼响应中发挥重要作用. 根据文献报道^[6, 7], 多孔金属的阻尼性能随孔隙率提高而增加, 一般比相同基体致密金属高数倍至一个数量级以上. 孔隙率相同时, 阻尼本领随孔径减小而增大. 关于多孔金属的阻尼机制, 文献中也提出了一些定性的推论, 但有关的证据却很少, 物理图像也不够清楚. 此外, 虽然已有的报道中关于多孔金属阻尼性能与孔结构(孔隙率和孔径)的关系一致, 但在阻尼性能的绝对值方面却相差甚远. 造成这些差别的原因是孔隙本身的不同(如形貌、尺寸、分布、连通性等), 还是基体成分的变化, 抑或测试方法的差别, 现在都还不太清楚, 因为金属或合金阻尼性能的表征对实验条件非常敏感, 除温度、应变振幅、频率外, 试样及其应力状态以及夹持系统等都有重要影响.

泡沫 Al 是一种宏观多孔材料, 在消声减震等领域有潜在的应用前景. 因其组织特征

与传统的多孔金属有较大差别,因而其阻尼性能和阻尼机制也将有自身的特点.有关泡沫 Al 阻尼特征的报道很少.本文将对此问题进行探索,以便清楚地了解其阻尼与结构的相关性及其机制,为实际应用提供有用的信息.

2 实验方法

2.1 试样制备

分别选用工业纯 Al 和 AlMg10 合金(ZL301)为基体,采用熔体发泡法^[8]制备泡沫 Al 样品.试样密度指表观密度,孔隙率 p 由下式确定:

$$p = 1 - \rho / \rho_s, \quad (1)$$

式中 ρ 和 ρ_s 分别为泡沫 Al 和致密 Al 的密度(对于工业纯 Al,取 $\rho_s = 2.70 \text{ g/cm}^3$; AlMg10 合金取 $\rho_s = 2.55 \text{ g/cm}^3$),孔径采用截距法测取(取三个视场的平均值).

2.2 实验装置

内耗测试分别在本实验室自行研制的多功能内耗仪和声频内耗仪上进行,前者采用受迫扭转振动;后者则为弯曲振动、自由衰减法测量,测试原理如下.

1) 多功能内耗仪^[9] 内耗和动力学模量的计算基于如下运动方程:

$$m\ddot{x} + k_1(1 + i \tan \phi) x = F, \quad (2)$$

式中 m 为系统的质量, k_1 为试样的弹性模量, F 为受迫力. 设

$$F = F_0 \exp[i(\omega t + \theta_1)] = (F_1 + i F_2) \exp(i \omega t), \quad (3)$$

运动方程稳态解为

$$x = x_0 \exp[i(\omega t + \theta_2)] = (x_1 + i x_2) \exp(i \omega t), \quad (4)$$

将(3)和(4)式代入(2)式,并令实部和虚部分别为零,则可求出

$$\tan \theta = \frac{x_1 F_1 - x_2 F_2}{x_1 F_1 + x_2 F_2}, \quad (5)$$

$$M_1 = \frac{x_1 F_1 + x_2 F_2}{x_1^2 + x_2^2} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2}}, \quad (6)$$

$$M_2 = \frac{x_1 F_2 - x_2 F_1}{x_1^2 + x_2^2}, \quad (7)$$

$$Q^{-1} = \tan \phi = \frac{M_2}{M_1} = \tan \theta \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2} \right) \approx \tan \theta, \quad (8)$$

$$x_0^2 = \frac{F_0^2}{k_1^2 \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2} \right)^2 + \tan^2 \phi \right]}, \quad (9)$$

式中 ω_r ($\omega_r^2 = k_1/m$) 为系统的本征频率, $\theta = \theta_2 - \theta_1$ 为 x 落后于 F 的相位角. 当 ω 远小于 ω_r (10 倍以上) 时, 有 $\theta \sim \phi$, 即可用试样位移 x 落后于外加力(加到整个系统上的)的相

位角来表征试样的内耗,且内耗越大,误差越小。

实验中 F 和 x 是两个测定量,对 F 和 x 的时间序列分别进行傅氏变换,求出 F_1, F_2, x_1 和 x_2 ,然后通过上式定出弹性常数 M_1, M_2 和应变振幅 x_0 ,并求得内耗 Q^{-1} . 试样尺寸为 $1.5 \text{ mm} \times 4.0 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$.

2) 声频内耗仪^[10] 振动频率由下式确定:

$$f = (2\alpha^2 R / \pi l^2) (M / \rho)^{1/2}, \quad (10)$$

式中 f 为共振频率, α 为常数,等于 0.75281π , R 为试样横截面相对于弯曲中性轴的回转半径, l, M 和 ρ 分别为试样的长度、杨氏模量和密度. 由(10)式可知,试样几何尺寸和密度变化时,共振频率也将发生相应变化,因此在测量时,测量频率的改变是通过改变试样几何尺寸来实现。

由(10)式还可得到试样的模量为

$$M = \frac{\pi^2 l^4 \rho}{4 \alpha^4 R^2} f^2, \quad (11)$$

即 $M \propto f^2$, 因此实验中用 f^2 来间接描述试样的动力学模量. 试样的内耗为

$$Q^{-1} = K / Nf, \quad (12)$$

式中 K 为装置常数,数值上等于 30716, N 为振幅衰减到某一设定值时的振动次数. 用于声频内耗测试的试样尺寸为 $(1.5-6.0) \text{ mm} \times (1.5-6.0) \text{ mm} \times 73 \text{ mm}$.

3 实验结果与分析

在多功能内耗仪上测试了致密 Al 和泡沫 Al 在频率为 0.5—5 Hz 范围内的内耗和弹性模量随温度的变化曲线,结果示于图 1 至图 5. 这些曲线有如下几个特征.

1. 当温度低于 150℃ 时,泡沫 Al 内耗随温度升高增加得非常缓慢,高于这一温度后,

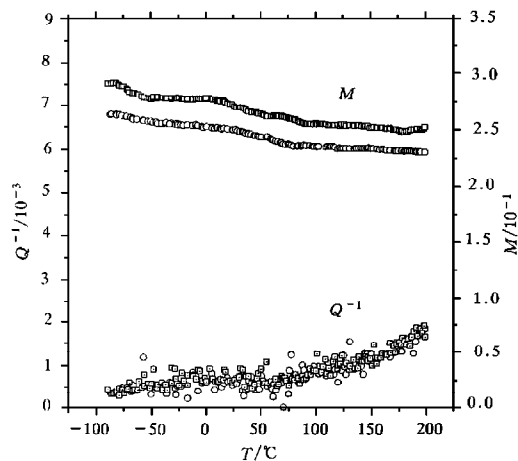


图 1 致密 Al 内耗和弹性模量随温度的变化 ○为 $f = 0.5 \text{ Hz}$, $\epsilon = 6 \times 10^{-5}$; □为 $f = 0.5 \text{ Hz}$, $\epsilon = 8 \times 10^{-5}$

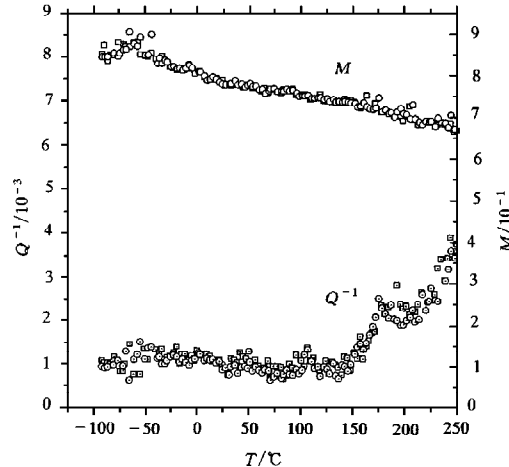


图 2 致密 AlMg10 内耗和弹性模量随温度的变化 □为 $f = 0.5 \text{ Hz}$, $\epsilon = 5 \times 10^{-5}$; ○为 $f = 1.0 \text{ Hz}$, $\epsilon = 5 \times 10^{-5}$

曲线斜率增大,即内耗增加速度加大.内耗随温度的变化曲线为一单调上升曲线.

2. AlMg10 泡沫的内耗-温度曲线上看不出有上述的转折温度,而是平稳地随温度升高逐渐增加.另一个显著不同是,该曲线并非单调上升,而是在 150—200 °C 之间出现了一个内耗峰,该峰的位置与频率有关,随频率增加向高温移动,但却与振幅无关(见图 4 和图 5),说明该峰是弛豫型的.

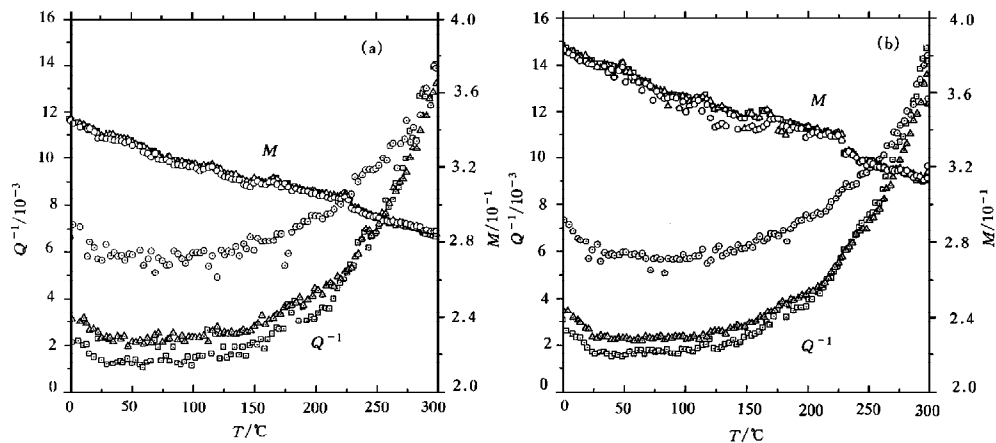


图 3 泡沫 Al 内耗和弹性模量随温度的变化 密度为 0.77 g/cm³; □ 为 $f=0.5$ Hz; △ 为 $f=1.0$ Hz; ○ 为 $f=4.0$ Hz; $\epsilon=4 \times 10^{-5}$ (a); $\epsilon=8 \times 10^{-5}$ (b)

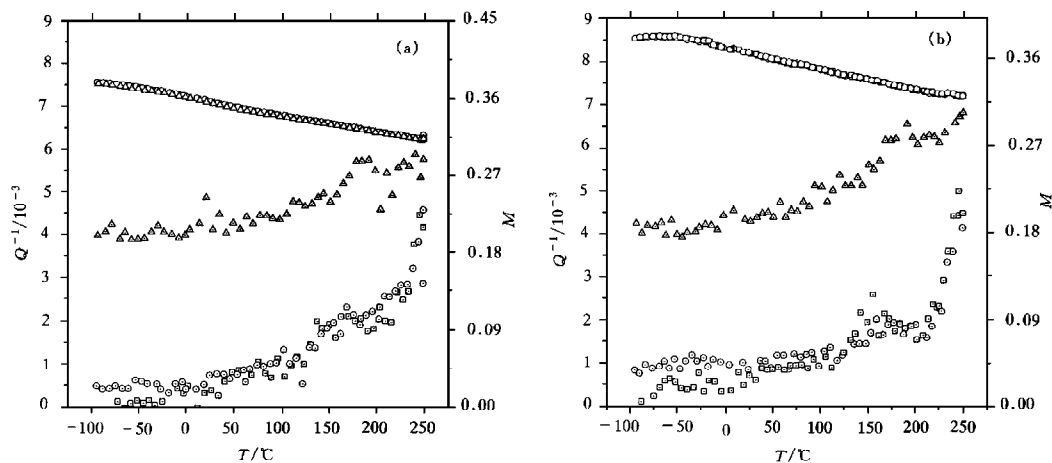


图 4 泡沫 AlMg10 内耗和弹性模量随温度的变化 密度为 0.95 g/cm³; □ 为 $f=0.5$ Hz; ○ 为 $f=1.0$ Hz; △ 为 $f=4.0$ Hz; ϵ 值同图 3

3. 致密材料内耗的绝对值虽然小于泡沫材料,但随温度的变化规律却与之十分相似,例如,致密 AlMg10 合金的内耗也是在 150 °C 以下的温区基本保持恒定,高于这一温度后不仅开始迅速增加,而且在与 AlMg10 泡沫相同的温度范围内出现了内耗峰,由于 Al

泡沫的 Q^{-1} - T 曲线并不具备这一特征,说明该峰与孔洞无关,而是由 Mg 原子所引起。

4. 似乎随频率升高,泡沫 Al 和致密 Al 的内耗值均普遍增大,可见这一趋势并非泡沫 Al 本身的内耗特征.由于所用的多功能内耗仪固有共振频率约为 10—20 Hz,测试频率越接近这一范围,表现上内耗值就越大,所以该趋势是由仪器引起的.事实上,泡沫 Al 在低频下(10^{-2} — 10^2 Hz)的内耗与频率无关。

5. 基体成分对泡沫 Al 内耗影响不明显。

AlMg10 泡沫在高温下出现的内耗峰,其特征与 Zener 弛豫很接近.众所周知,Zener 弛豫是固溶体在高温下由于溶质原子在应力诱发下重新取向所引起的内耗峰,它具有如下几个主要特点^[10]。

1. 它在三种常见的金属结构(fcc, hcp 和 bcc)以及离子固溶体中,在稀固溶体和浓合金中都可以出现。

2. 在 Al 基固溶体中低频内耗峰出现在 150—200 ℃ 之间。

3. 在 Al-Cu, Au-Zn, Cd-Mg 和 Ag-Zn 合金中弛豫强度较高,而在其他合金系中则较低。

4. 在 Al-Cu 固溶体中该峰激活能约为 1.5 eV。

由图 4 和图 5 的结果可以看出,AlMg10 泡沫在高温下出现的内耗峰基本符合上述特征,另外由图 5 中的数据作频率 f 和温度 T 的 Arrhenius 图(图 6),得到峰的激活能约为

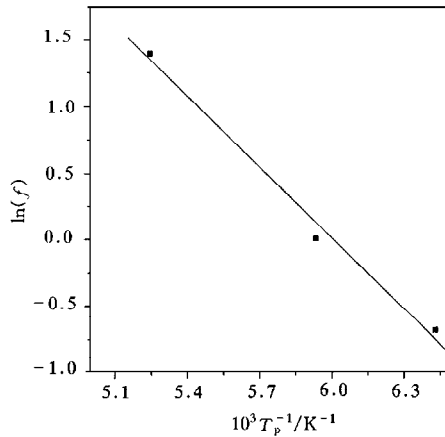
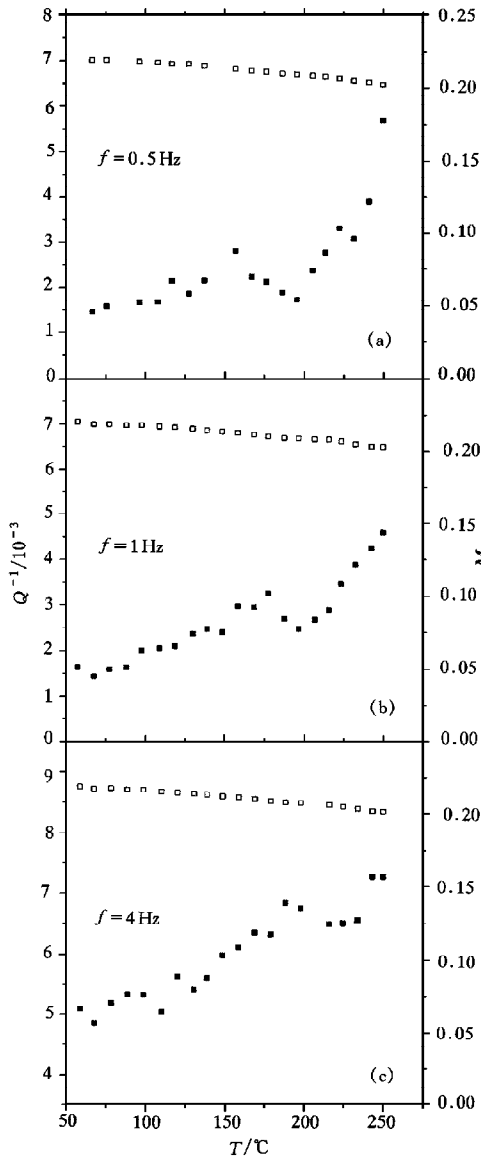


图 5 泡沫 AlMg10 高温内耗峰和弹性模量随温度的变化 密度为 0.85 g/cm^3 ; $\epsilon = 4 \times 10^{-5}$

图 6 泡沫 AlMg10 高温内耗峰峰温与频率的 Arrhenius 图 $y = 10.66445 - 1.77616 x$; $R = 0.995$

1.78 eV, 略大于 1.5 eV, 这与 Al-Mg 合金的性质一致, 因此可以认为该峰是 Zener 弛豫峰.

早在 1950 年, 葛庭燧在研究 Al, Mg, Fe 晶界内耗峰的时候, 就曾发现在金属晶界峰的高温侧出现内耗随温度上升的现象, 后来这一现象被称为“高温背景内耗”^[10]. 现在一般认为, 高温背景内耗的产生, 与位错组态、位错运动以及位错与杂质原子的交互作用有关, 试样如果受到拉伸形变, 会显著提高背景内耗.

从上面的实验结果可以看出, 孔洞对泡沫 Al 内耗的贡献, 实际上是使背景内耗增大 (AlMg10 泡沫的高温内耗峰与孔洞无关). 在泡沫 Al 的制备过程中, Al 熔体因气泡的形成和生长而产生很大的膨胀, 在随后的冷却凝固过程中, 因受到气泡的阻碍而不能正常收缩到原有体积, 因此等同于发生了很大的膨胀变形, 使 Al 基体中残留很大的内应力, 形成复杂的位错组态和空位, 故使背景内耗大幅度增加. 显然, 泡沫 Al 孔隙率越高, 相应于变形量越大, 背景内耗也就越大.

为了验证上述分析, 进行了原位退火再测内耗的实验, 具体步骤为: 先测铸态试样升温过程中的内耗变化, 升温至 350 °C 后保温 3 h, 进行原位退火, 随炉冷却后再测升温过程中的内耗, 结果如图 7 所示. 退火后泡沫 Al 的背景内耗明显减小, 并且铸态下出现的高温内耗峰也随之消失. 这一结果不仅证明了泡沫 Al 背景内耗的提高源于内应力和高密度位错, 也证明了高温内耗峰的性质. 因为事实上 Zener 弛豫除了前述的一些特征

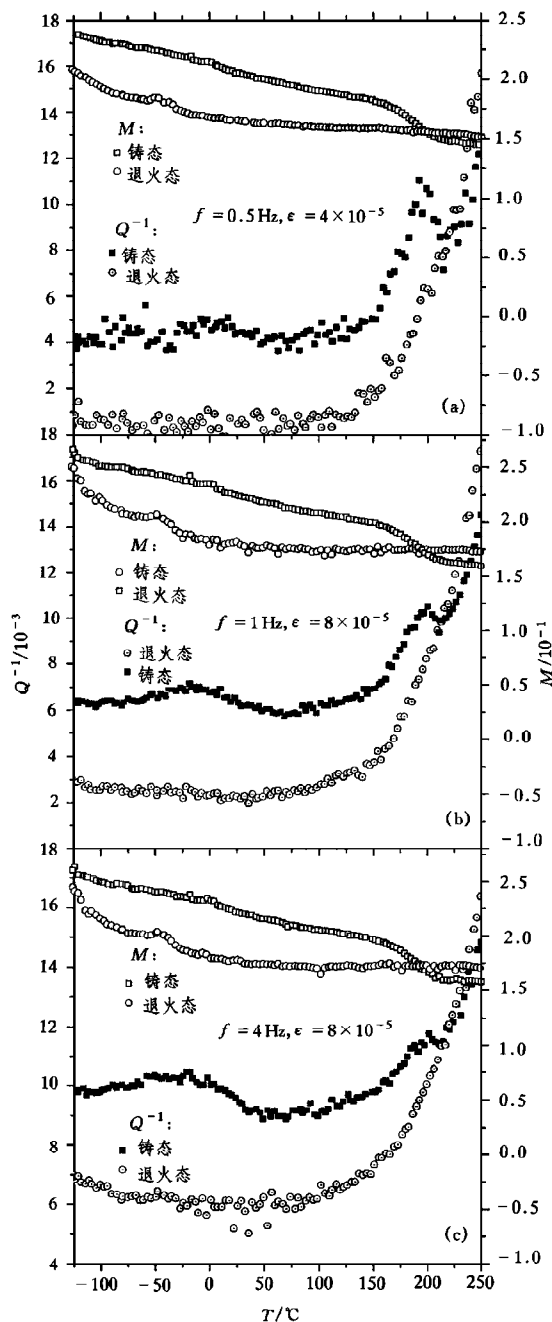


图 7 泡沫 Al 铸态和退火态内耗特征的比较

外, 还有一个重要特征即弛豫强度随溶质浓度下降而减小^[10]. 铸态 AlMg10 泡沫中虽有一部分 $\beta(\text{Mg}_2\text{Al}_3)$ 相析出, 但因冷速较快, 基体中仍然保留较多的 Mg 原子, 所以弛豫强

度较高.退火时因冷速较慢,Mg 原子将有较充分的时间扩散析出,使固溶体中 Mg 原子浓度下降,导致内耗峰消失.

泡沫 Al 阻尼的另一个显著特征是突出的振幅效应,该效应随孔径减小变得更加明显,与此相反,致密 Al 和 Zn-Al 阻尼合金的内耗随应变振幅变化基本保持恒定,如图 8 所示.作者在另一篇报道中也证实了泡沫 Al 的这一阻尼特征^[11].由图 8 还可以看到,泡沫 Al 的内耗约比致密 Al 高 3—7 倍,比 Zn-Al 合金高 2—4 倍.随孔隙率提高或孔径减小,内耗增大.

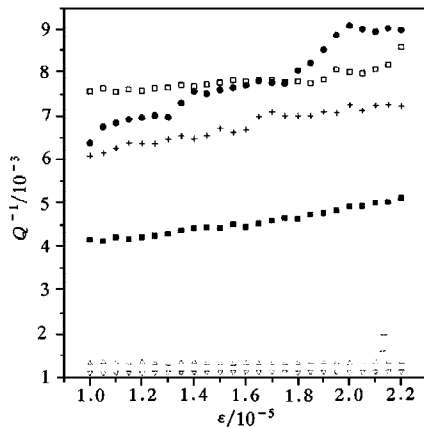


图 8 泡沫 Al 内耗的振幅效应 □为孔隙率=77%,孔径=3.70 mm;●为孔隙率=77%,孔径=0.54 mm;+为孔隙率=72%,孔径=2.90 mm;■为孔隙率=69%,孔径=2.40 mm;△为 Zn-22%Al;▽为致密 Al

4 讨 论

以上结果表明,在低阻尼的 Al 及其合金中引入大量孔洞以后,可以显著提高阻尼本领.这一变化无疑是孔洞本身弹性模量近乎为零的软质性,以及孔洞与基体形成的大量界面所引起.

金属和合金中最主要的阻尼机制是热弹性阻尼和显微组织效应(即晶体缺陷)^[2,12-14].热弹性阻尼可以描述为机械振动引起材料内部产生的不可逆热流,缺陷阻尼则归因于在交变载荷作用下,晶体材料显微组织缺陷的可逆固有运动.理论和实验均已证明,对于由非平衡或不均匀相组成的多相材料,其阻尼主要由热弹性阻尼和位错运动所引起.

在热弹性阻尼情况下,应力诱发温度梯度而产生热流,这一达到新的热平衡态的弛豫过程必然引发能量损耗.热弹性阻尼主要在不均匀介质中产生,在这种介质中,由于局部区域的应力集中导致材料内部产生不均匀应变,因而在不同应变区之间形成温度梯度.如果外加载荷引起材料不均匀形变,这种热弹性耦合效应可能变得更加明显.例如当试样作弯曲振动时,将产生从温度较高的压缩区向温度较低的拉伸区的热流动.

根据 Zener 热弹性弛豫理论^[10], 金属材料的热弹性阻尼($\tan \phi$)由下式确定:

$$\tan \phi = \Delta \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (13)$$

式中

$$\Delta = \frac{E_u \alpha^2 T_0}{C_v}, \quad (14)$$

$$\tau = \frac{C_v h^2}{\pi^2 \kappa}, \quad (15)$$

Δ 为热弛豫常数, τ 为弛豫时间, E_u 为未弛豫杨氏模量, α 为热膨胀系数(CTE), T_0 为绝对温度, C_v 为单位体积比热, ω 为角频率($\omega = 2\pi f$), h 为试样厚度, κ 为热导率。

由(13)式知, 热弹性阻尼是弛豫型的, 当 $\omega\tau = 1$ 时, 达到最大值, 此时 Zener 热弹性弛豫频率由下式确定:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (16)$$

式中 τ 由(15)式给出。

在 Zener 弛豫峰附近, 只要测试频率低于 f , 热弹性阻尼就会随频率增加而增加, 反之则随频率增加而减小。通过 DSC 测量得知, 当泡沫 Al 密度为 0.95 g/cm^3 时, $C_v \approx 107 \text{ J/K} \cdot \text{m}^3$, 再根据文献[15]提供的数据知, $\kappa \approx 12 \text{ J/m} \cdot \text{K}$, 那么由(15)和(16)式, 可得 $f \approx 1.2 \text{ Hz}$, 然而本文的实验结果并未发现在这一频率附近有内耗峰的证据。

由于热弹性阻尼实际上是外部应力与材料内部参量的耦合, 是热膨胀的结果, 而产生热膨胀或热不平衡的应力施加方式只有拉伸和流体静压力两种, 纯剪切应力不起作用^[6,10], 用多功能内耗仪(扭摆)事实上不能测试出这类阻尼, 因此热弹性阻尼在泡沫 Al 低频内耗中的作用可以忽略不计。

另外, 泡沫 Al 的内耗具有较明显的振幅效应, 是一非弛豫型内耗, 显然也不是热弹性阻尼。由此看来, 泡沫 Al 的阻尼机制只能是缺陷的综合效应。

泡沫 Al 是一种在非平衡凝固条件下形成的非均质材料, 在凝固过程中会形成很大的热应力。由于气泡在整个熔体中分布很不均匀(尺寸、形状和分布等), 因此造成热应力也呈离散分布, 在有些地方将产生很大的应力集中, 甚至产生热裂纹。另外, 在孔壁中还会残留一些微观孔洞和裂纹^[6], 这是因为有些气泡形核后未来得及长大, 或由于金属温度下降, 一部分气体过饱和析出而分布在孔壁中。因此, 除了孔洞与基体之间所形成的界面外, 其内部还存在其他大量微观的和宏观的缺陷。当外力作用于材料上时, 将对这样一种应力状态产生干扰, 使之不均匀应变状态加剧, 引起缺陷区域内原子重排。缺陷区的这种响应是粘滞性的, 因而引起粘弹性应变, 造成外加能量的损耗^[12], 致使材料的阻尼增加。

另一方面, 由于泡沫 Al 对外加应力响应的不均匀性, 孔洞边缘的应力状态将发生“模式转换”, 由正应力转换为切应力^[3]。因为孔洞本征弹性模量近乎为零, 所以在孔洞边缘处将发生较大的切应变, 使该处位错密度增加, 故增加了孔洞对整体材料阻尼的贡献。

综上所述, 泡沫 Al 中孔洞与基体的界面是耗能源, 孔界面越多, 即孔径一定时, 孔隙率越高, 或孔隙率一定时, 孔径越小, 耗能源就越多, 阻尼本领也就越大。

5 结 论

1. 泡沫 Al 是一种阻尼本领较高的材料, 常温下其内耗不仅比致密 Al 高 3—7 倍, 而且比高阻尼 Zn-22%Al 合金也高 2—4 倍. 随孔隙率提高或孔径减小, 内耗增大.

2. 基体成分对泡沫 Al 阻尼性能影响不大, 实验中使用的泡沫 Al 和泡沫 AlMg10 具有非常接近的内耗值.

3. 在泡沫 AlMg10 的内耗-温度曲线上出现了一个内耗峰, 峰位于 150—200 °C 之间, 随频率增加向高温侧移动. 对该峰进行考察后认为, 这是一个由 Mg 原子对应力感生取向有序引起的 Zener 弛豫峰.

4. 从熔融发泡态冷却到常温后, 泡沫 Al 形成了一种极不均匀的组织 and 应力状态, 组织中存在大量的缺陷和复杂的缺陷组态, 在外加应力的干扰下, 这种组织和应力状态的不均匀性将加剧, 并且在孔界面形成位错的塞积, 因此缺陷阻尼是主要的阻尼机制.

中山大学张进修教授对本文的一些关键问题给予了指正, 在此谨致衷心感谢.

- [1] V.K.Kinra, L.Kabacoff, C.Wong *et al.*, *Metall. Trans.*, **26A**(1995), 11, 2772.
- [2] E.J.Lavernia, R.J.Perez, J.Zhang, *Metall. Trans.*, **26A**(1995), 2803.
- [3] J.Zhang, M.N.Gungor, E.J.Lavernia, *J. Mater. Sci.*, **28**(1993), 1515.
- [4] J.Zhang, R.J.Perez, M.Gupta *et al.*, *Script. Mater.*, **28**(1993), 91.
- [5] J.Zhang, R.J.Perez, E.J.Lavernia, *Acta Mater.*, **42**(1994), 2, 395.
- [6] J.Banhart, J.Baumeister, M.Weber, *Mater. Sci. Eng.*, **A205**(1996), 221.
- [7] Liu Chang-song, Han Fu-sheng, Zhu Zhen-gang, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 1585(in Chinese).
- [8] Han Fu-sheng, Zhu Zhen-gang, Liu Chang-song, *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, **7**(1998), 134.
- [9] Yuan Li-xi, Ph. D. Thesis, Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, 1996(in Chinese).
- [10] A.S.Nowick, B.S.Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids* (Academic Press Inc., New York, 1972).
- [11] Han Fu-sheng, Zhu Zhen-gang, Wang Shan-ying *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **15**(1998), 52.
- [12] T.Mura, *Micromechanics of Defects in Solids* (Netherlands: Martinus Nijhoff Publishers, 1987), p. 97.
- [13] Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals* (University of Chicago Press, Chicago, IL, 1948), p. 147.
- [14] R. de Batist, *Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids* (North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1972), p. 36.
- [15] J.Banhart, J.Baumeister, M.Weber, *Forschung*, **70** (1994), 209.
- [16] J.E.Bishop, V.K.Kinna, *Metall. Trans.*, **26A**(1995), 11, 2773.

STUDY ON THE DAMPING CHARACTERISTICS OF FOAMED ALUMINUM

HAN FU-SHENG ZHU ZHEN-GANG

(*Laboratory of Internal Friction and Defects in Solids, Institute of Solid State Physics,
Academia Sinica, Hefei 230031*)

SHI CHUN-YI WANG YUE

(*The 725 th Institute of China Shipping Industry Company, Luoyang, 471029*)

(Received 10 October 1997; revised manuscript received 15 January 1998)

ABSTRACT

Internal friction measurements have been performed at the different frequencies, temperatures and strain amplitudes to examine the damping characteristics of foamed aluminum. It is found that the pores contribute to the damping by raising the internal friction background, particularly the high temperature one. The other significant feature is that the internal friction is strain-amplitude-dependent, which becomes more obvious as the pore size decreases. There are inhomogeneous pores and high density of defects in the structure, leading to nonuniformly distributed stress and strain. This state will be intensified under the disturbance of applied load, making the defect density increase. The defect effects are therefore responsible for the damping characteristics of foamed aluminum.

PACC: 6240; 6143G; 8105R; 6172L