

文章编号: 1004-0609(2006)12-2040-07

泡沫铝气泡长大动力学^①

左孝青¹, 潘晓亮^{1, 2}, 高 芝^{1, 2}

(1. 昆明理工大学 材料与冶金工程学院, 昆明 650093;

2. 井冈山学院 机械系, 吉安 343009)

摘 要: 利用海岛模型导出金属流体中气泡长大的连续性方程、运动方程和扩散质量守恒方程, 与气泡表面的质量守恒、西华特定律和理想气体状态方程构成气泡长大动力学方程组, 在确定粘度、扩散系数和表面张力以及忽略部分惯性力的基础上, 对动力学方程组进行了求解, 得到金属流体中气泡长大动力学方程, 可用于描述泡沫铝气泡长大过程中时间、温度、第二相质量分数及压强各参数对气泡半径变化的影响, 是金属流体中气泡演变过程动力学的首次理论描述。

关键词: 泡沫铝; 海岛模型; 金属流体; 动力学; 气泡长大

中图分类号: TQ 328

文献标识码: A

Bubble growth dynamics of aluminum foam

ZUO Xiao-qing¹, PAN Xiao-liang^{1, 2}, GAO Zhi^{1, 2}

(1. Faculty of Materials and Metallurgical Engineering,

Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, China;

2. Department of Mechanical Engineering, Jinggangshan University, Ji'an 343009, China)

Abstract: The continuity equation, motion equation and mass diffusion conservation equation of bubble growth were deduced from island model. The three equations are combined with other laws including mass conservation equation of the bubble surface, Sievert's law and ideal gas law to form the bubble growth dynamics equations in the metal melt. This bubble growth dynamics equation is solved after confirming viscosity, diffusion coefficient, surface tension of metal melt and neglecting inertia partly. With this bubble growth dynamics equation, firstly, the model of bubble growth in metal melt was published, the effects of processing parameters of foamed aluminum, such as foaming time, foaming temperature, mass fraction of the second phase and pressure on the evaluation of bubble radius, can be predicted correctly.

Key words: aluminum foam; island model; metallic melt; dynamics; bubble growth

泡沫铝具有质轻、吸能、吸音、阻尼、耐高温及可回收等特性, 在航天航空、建筑、汽车、船舶、机械等行业具有巨大的应用潜力^[1]。泡沫铝系统性的研究已有 20 多年的历史^[2], 目前, 德国和日本的研究世界领先, 我国在此领域尚未形成大的生产能力^[3]。

泡沫铝制备的中心环节是孔结构的控制, 泡沫结构, 如气泡的大小、形状、分布以及开闭等, 主

要由气泡长大阶段来决定, 并最终影响泡沫铝的性能, 因此对发泡体气泡长大阶段的研究非常必要。通过实验, 发现发泡过程中孔结构的演变具有高温、误差大及不可见等不利因素, 因此, 并不能真正反映发泡过程的内在规律。

孔结构演变的理论分析, 国外研究较多的是 Degischer 等^[4], Körner 等^[5]和 Duarte 等^[6]。国内气泡生长动力学的研究主要集中在塑料等高聚物发

① 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50461003); 云南省自然科学基金资助项目(2004E0015M)

收稿日期: 2006-05-16; 修订日期: 2006-10-10

通讯作者: 左孝青, 教授; 电话: 0871-6735058; E-mail: zxqdzhhm@hotmail.co

泡方面^[7-8], 对金属发泡过程的理论研究却很少。

本文作者利用海岛模型, 分析了金属熔体中气泡长大过程, 获得描述气泡长大的动力学方程组, 在确定粘度、扩散系数和表面张力等的基础上, 对动力学方程组进行求解, 首次得到铝熔体中气泡长大的动力学方程, 并对该模型进行了分析。

1 模型的建立

1.1 物理模型和基本假设

气泡之所以会长大、破裂或者稳定, 主要是由于气泡内外存在压力差。当气泡内气相压强大于气泡外液相压强时, 即 $\Delta p = (p_g - p(R)) > 0$ (p_g 为气泡内压强, Pa; $p(R)$ 为气泡半径 R 处的压强, Pa), 气泡长大; 当 $\Delta p < 0$ 时, 气泡破裂; 当 $\Delta p = 0$ 时, 气泡有可能长大、破裂或者稳定。气泡内外存在的压力差会引起气泡惯性力的变化, 导致气泡和液相间发生动量传递, 而动量传递的结果使得气泡内的气相化学势和气泡外液相流体中所溶气相的化学势之间产生差异, 化学势差驱动着气相的扩散, 气泡和液相流体之间发生质量传递, 最终导致气泡状态发生变化。

基于上述气泡长大的物理过程, 采用外壳半径为 S 的海岛模型进行研究 (见图 1), 海岛模型是半径为 R 的气泡周围包围着厚度为 $(S(t) - R)$ 的流体, 在气泡周围存在着一个厚度为 δ 浓度边界层, 并满足 $\delta \leq R \leq S$ 的条件。海岛模型已成功地应用于有机泡沫结构演变过程的分析, 并得到较好的结果^[9-11]。利用海岛模型分析金属泡沫结构的演变, 目前还未见报道。

为方便建立数学模型, 做如下假设。

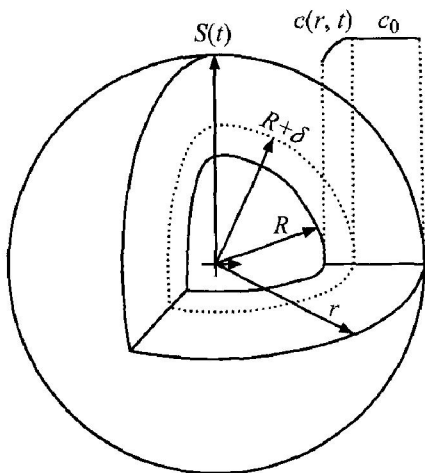


图 1 海岛模型

Fig. 1 Island model

1) 在气泡长大的过程中, 温度保持不变, 即没有热量的传递, 且忽略气泡对液相所做的功, 因此能量传递为零。

2) 气泡始终保持球对称膨胀, 液相流场为无旋流场, 即液相在气泡界面的剪切应力分量为零, 液相为不可压缩流体。

3) 气液界面处气体的浓度满足西华特定律。

4) 气泡内气体为理想气体, 且分布均匀。

5) 忽略气泡的振动。

1.2 连续性方程

将质量守恒定律应用于液相流体中分析运动的液相流体的质量守恒性。取海岛模型中液相流体的一个控制体为研究对象, 把控制体的质量守恒方程称为连续性方程。

设控制体的体积为 V , 表面积为 A , 密度为 ρ , 液体进出微团的质量流速矢量为 $\mathbf{v}$, 表面积 A 的单位法向矢量为 $\mathbf{n}$ 。根据质量守恒定律, 在控制体内的液体流动应满足如下关系: 通过控制体表面 A 进出液体的质量流量之和与单位时间内微团体内液体的质量变化的增量之和为零。从而可得到质量守恒的数学表达式为

$$\int_A (\rho \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n} dA + \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = 0 \quad (1)$$

根据广义高斯 (Gauss) 公式, 将 $\int_A (\rho \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n} dA$ 转化为体积积分得到:

$$\int_A (\rho \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n} dA = \int_V (\mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \cdot \nabla \cdot \mathbf{v}) dV \quad (2)$$

$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV$ 所表达的物理意义是控制体质量随时间的变化率; ∇ 为哈密顿算子。控制体的体积 V 不随时间变化, 不是时间的函数, 因而导数运算和积分运算可以交换, 因此有:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (3)$$

将式(2)和(3)代入到式(1)中, 去掉积分, 得到

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \cdot \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4)$$

根据假设(2), 海岛模型中液相流体为不可压缩流体, 其密度不随时间和位置变化, 所以控制体的密度质点导数为零, 即

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (5)$$

则由(4)式得到

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (6)$$

根据假设(2), 气泡始终保持球对称膨胀, 液相流场为无旋流场, 即液相在气泡界面的剪切应力分量为零, 因此有

$$v_r \neq 0 \quad (7)$$

$$v_\varphi = v_\theta = 0 \quad (8)$$

结合式(7)和(8), 式(6)在球坐标系中展开后, 当 $r = R$ 时, 有 $v_r = \dot{R}$ ($\dot{R}$ 为气泡长大的速度, m/s), 两边同时积分得到

$$v_r = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2} \quad (9)$$

1.3 运动方程

液相流体的动量方程称为运动方程。根据牛顿第二定律对液相流体进行受力分析, 取任一质量体为研究对象。质量体应满足如下关系: 质量体的动量随时间的变化率等于该时刻作用于质量体上的合外力, 表示为

$$\mathbf{F} = \frac{D\mathbf{p}}{Dt} \quad (10)$$

作用于质量体的合力由体积力和表面力组成。体积力是一种非接触性力, 如质量体的重量, 体积力对合力的影响很小, 因此可忽略。表面力是通过接触表面而施加的力, 如质量体表面所受到的压力。则作用在质量体上的合外力为

$$\mathbf{F} = \int_V \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dA \quad (11)$$

式中 $\mathbf{T}$ 为质量体的表面压力, Pa。质量体的动量随时间的变化率表示为

$$\frac{D\mathbf{p}}{Dt} = \frac{D}{Dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV \quad (12)$$

用雷诺(Reynolds)输运定理^[12]将式(12)展开可得

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV = \int_V \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} dV + \int_A (\rho \mathbf{v})(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dA \quad (13)$$

将面积积分化为体积分

$$\frac{D\mathbf{p}}{Dt} = \int_V \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + (\rho \mathbf{v}) \cdot \nabla \cdot \mathbf{v} dV \quad (14)$$

将式(11)面积积分化为体积分和式(14)代入到式(10), 两边去积分, 再根据式(5), 得到

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (15)$$

根据牛顿型流体的表面力 $\mathbf{T}$ 的表达式, 则 $\nabla \cdot$

$\mathbf{T}$ 在球坐标系中 r 方向上的展开式为

$$\nabla \cdot \mathbf{T}_r = - \frac{\partial p_1}{\partial r} + \frac{\partial \tau_r}{\partial r} + \frac{4\eta}{r} \left[\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r} \right] \quad (16)$$

将 $\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ 在球坐标系中 r 方向上的展开, 结合式(15)和(16), 得到球坐标系中 r 方向上的力平衡关系

$$\rho \left[\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right] = - \frac{\partial p_1}{\partial r} + \frac{\partial \tau_r}{\partial r} + \frac{4\eta}{r} \left[\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r} \right] \quad (17)$$

将式(9)代入式(17)后, 两边从 $r = R$ 到 $r = S$ 积分, 得到

$$\begin{aligned} & \rho (2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R}) \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{S} \right] + \\ & \frac{1}{2} \rho R^4 \dot{R}^2 \left[\frac{1}{S^4} - \frac{1}{R^4} \right] = \\ & p_1(R) - p_1(S) + \tau_r(S) - \\ & \tau_r(R) + 4\eta R^2 \dot{R} \left[\frac{1}{S^3} - \frac{1}{R^3} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

式中 $\ddot{R}$ 为气泡长大的加速度, m/s²; z 为偏应力, Pa; μ 为粘度, Pa·s。根据海岛模型, 有边界条件

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{S} \approx \frac{1}{R} \quad (19)$$

$$p_1(R) - \tau_r(R) = p_g - \frac{2\sigma}{R} \quad (20)$$

$$- p_1(S) + \tau_r(S) = - p_s \quad (21)$$

将边界条件代入式(18), 则

$$\begin{aligned} & \rho \left[R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = \\ & p_g - \frac{2\sigma}{R} - p_s - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} \end{aligned} \quad (22)$$

1.4 扩散质量守恒方程

在单位时间内, 某种溶于质量体中的气相物质因发生扩散而导致气相质量的变化量等于通过质量体表面 A 的气相扩散通量 $\mathbf{J}$ 之和, 表示为

$$\Delta m = - \int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} dA \quad (23)$$

式(23)中的负号是为了保证扩散的方向与浓度降低的方向一致。

单位时间内溶于质量体液相中气相的质量变化量等于质量体液相中气相的浓度 c 变化率, 表示为

$$\Delta m = \int_V \left[\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \cdot c \right] dV \quad (24)$$

将 $-\int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} dA$ 的面积积分变为体积分, 结合

菲克(Fick) 扩散定律, 得到

$$-\int_{\Sigma} \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} dA = - \int_V \nabla \cdot \left[-D \frac{\partial c}{\partial \mathbf{x}} \right] dV \quad (25)$$

式中 D 为扩散系数, m^2/s 。

由式(23)、(24)和(25)得到 r 方向的展开式为

$$\frac{\partial c}{\partial t} + v_r \frac{\partial c}{\partial r} = d \left[\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right] \quad (26)$$

式(26)是一个关于浓度 $c(r, t)$ 的偏微分方程。Rosner 等采用加权残数法(weighted residual method)^[13], 得到 $c(r, t)$ 的近似解, 根据该近似解可得:

$$\frac{\partial c(R, t)}{\partial r} = \frac{2(c_s - c_w)^2 R^2 \rho}{\rho_g R^3 - \rho_{g0} R_0^3} \quad (27)$$

式中 c_s 为海岛模型外壳处的浓度; c_w 为气液界面处的浓度。

1.5 气泡表面的质量守恒方程

在单位时间内, 气泡内气体的变化量等于通过气泡表面进出的气体量之和, 表示为:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_g \right] = 4 \pi R^2 \rho D \left[\frac{\partial c}{\partial r} \right] \Big|_{r=R} \quad (28)$$

将式(27)代入到式(28)中整理得

$$\frac{d}{dt} (R^3 \rho_g) = \frac{6D \rho (c_s - c_w)^2 R^4}{\rho_g R^3 - \rho_{g0} R_0^3} \quad (29)$$

1.6 西华特定律

由于双原子气体在液态金属中溶解时, 气体是以原子状态存在的, 故双原子气体在液态金属中溶解时往往不服从亨利定律。西华特(Sievert)根据亨利(Henry)定律和实验得到气体以原子状态溶于液体中的公式:

$$c_w = k_s \sqrt{p_g} \quad (30)$$

1.7 理想气体状态方程

理想气体的 p 、 V 和 T 3 个变量间的关系为

$$\rho_g = \frac{M_g}{R' T p_g} \quad (31)$$

式中 M_g 为摩尔质量; p_g 为气相密度; R' 为气体常数。

2 参数确定

2.1 粘度

根据 Hildebrand 粘度模型^[14], 及存在着第二相时的情况^[15], 金属熔体的粘度为

$$\mu = \frac{\rho V_0 [\rho_l (1-x) + \rho_g]^{2.5}}{\Phi_0 (M_l - \rho V_0) [\rho_l (1-x)]^{2.5}} \quad (32)$$

式中 d_l 和 d_g 分别为液相与气相的 Goldschmidt 原子半径, m ; Φ_0 为液体粘度特征参数, $\text{Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; v_0 为液体摩尔体积参数, m^3/mol 。

2.2 扩散系数

Roy 和 Chhabra 将 Hildebrand 公式与 Dullien 公式联立, 得到自扩散系数公式^[14]:

$$D = \frac{0.19845 \Phi_0 R' d_l^3 T (M_l - \rho V_0)}{d_g M_l V_0} \quad (33)$$

2.3 表面张力

根据 Eotvos 定律, 得到液态金属在其熔点附近时表面张力 σ 和温度 T 及临界温度 T_c ($\sigma = 0$ 时的温度) 的关系^[14]:

$$\sigma = - \frac{d\sigma}{dT} (T_c - T) \quad (34)$$

3 方程组求解

根据式(22)、(29)、(30)和(31), 整理得到式(35)及(36):

$$\rho \left[R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right] = \frac{c_w^2}{k_s^2} - \frac{2\sigma}{R} - p_s - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (35)$$

$$\frac{M_g}{R' T k_s^2} \frac{d}{dt} (R^3 \dot{c}_w^2) = \frac{6D \rho (c_s - c_w)^2 R^4}{R' T k_s^2 c_w^2 - \rho_{g0} R_0^3} \quad (36)$$

式中 R 为半径, m ; $\ddot{R}$ 为加速度, m/s^2 ; $\dot{R}$ 为速度, m/s ; p 为压强, Pa 。

引入无量纲化量:

$$\bar{R} = \frac{R}{R_0}, \quad \bar{c}_w = \frac{c_w}{c_s}, \quad \bar{t} = \frac{\dot{R}_0 t}{R_0} \quad (37)$$

将式(37)代入式(35)和(36), 整理得到:

$$\begin{aligned} \bar{R} \frac{d^2 \bar{R}}{d\bar{t}^2} + \frac{3}{2} \left[\frac{d\bar{R}}{d\bar{t}} \right]^2 &= \frac{\bar{c}_s^2}{\rho R_0^3 k_s^2} \bar{c}_w^2 - \frac{2\sigma}{\rho R_0 R_0^2} \frac{1}{\bar{R}} - \frac{p_s}{\rho R_0^2} - \frac{1}{\rho R_0 R_0} \frac{1}{\bar{R}} \frac{d\bar{R}}{d\bar{t}} \\ &\quad (38) \end{aligned}$$

$$\frac{M_g R_0}{R' T k_s^2} \frac{d(\bar{c}_w^2 \bar{R}^3)}{d\bar{t}} = \frac{6D \rho R_0^3 (1 - \bar{c}_w)^2 \bar{R}^4}{R' T k_s^2 c_w^2 \bar{R}^3 - \rho_{g0} R_0^3} \quad (39)$$

令 Re 、 Eu 、 We 和 Gz 分别为:

$$Re = \frac{\rho R_0 \dot{R}_0}{4\eta} \quad (40)$$

$$Eu = \frac{c_s^2}{\rho R_0^2 k_s^2} \quad (41)$$

$$We = \frac{2\sigma}{\rho R_0 \dot{R}_0} \quad (42)$$

$$Gz = \frac{p_s}{\rho R_0^2} \quad (43)$$

液体金属是小于 Re 数的流体, 即液体金属中气泡的惯性力相对于粘性力较小, 因此可将式(38)中气泡的惯性力忽略为零, 即

$$\bar{R} \frac{d^2 \bar{R}}{dt^2} + \frac{3}{2} \left[\frac{d\bar{R}}{dt} \right]^2 = 0 \quad (44)$$

将式(40)~(44)代入到式(38)得到

$$\bar{c}_w^2 = \frac{We}{Eu} \frac{1}{\bar{R}} + \frac{Gz}{Eu} + \frac{1}{Eu Re} \frac{1}{\bar{R}} \frac{d\bar{R}}{dt} \quad (45)$$

气液界面处气相的浓度 c_w 较气相在液相中的初始浓度 c_s 小的多, 故近似有 $1 - \bar{c}_w \approx 1$, 将式(45)代入式(39), 展开整理得到:

$$\begin{aligned} & \frac{M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 Gz}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re} \bar{R}^4 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \frac{M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re^2} \bar{R}^3 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \\ & \frac{M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 We}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re} \bar{R}^3 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} - \frac{M_g \rho_{g0} R_0 \dot{R}_0}{R' T k_s^2 Eu Re} \bar{R} \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \\ & \frac{2M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re^2} \bar{R}^2 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \frac{5M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 Gz}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re} \bar{R}^3 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \\ & \frac{4M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 We}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2 Re} \bar{R}^2 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} - \frac{2M_g \rho_{g0} R_0 \dot{R}_0}{R' T k_s^2 Eu Re} \bar{R}^2 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \\ & \frac{3M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 Gz^2}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2} \bar{R}^4 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \frac{5M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 Gz We}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2} \bar{R}^3 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \\ & \frac{2M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 We^2}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2} \bar{R}^2 \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} - \frac{3M_g \rho_{g0} R_0 \dot{R}_0 Gz}{R' T k_s^2 Eu} \bar{R} \frac{\ddot{\bar{R}}}{\bar{R}} - \\ & \frac{2M_g \rho_{g0} R_0 \dot{R}_0 We}{R' T k_s^2 Eu} \bar{R} - 6D \bar{\rho} \bar{R}^3 = 0 \end{aligned} \quad (46)$$

式(46)过于复杂, 现代数学知识不可能获得其精确解, 但从式(46)中提取数量级相对较大的项来讨论问题, 这样可使近似解和精确解接近, 将式(46)简化后得到:

$$\frac{M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 We}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2} \bar{R} + \frac{5M_g^2 c_s^2 R_0 \dot{R}_0 Gz We}{R'^2 T^2 k_s^4 Eu^2} \bar{R} - 6D \bar{\rho} = 0 \quad (47)$$

代入边界条件, 当 $t = 0$ 、 $\bar{R}(0) = 1$ (其意义参见式(37)), 得到式(47)的通解:

$$R = C_1 R_0 + C_2 R_0 \exp\left(-\frac{5p_s}{4\eta} t\right) + \frac{3D \bar{\rho} R'^2 T^2 c_s^2}{5M_g^2 \phi_p s} t + R_0 \quad (48)$$

式(48)两边对 t 求导, 得到

$$\dot{R} = -\frac{5C_2 R_0 p_s}{4\eta} \exp\left(-\frac{5p_s}{4\eta} t\right) + \frac{3D \bar{\rho} R'^2 T^2 c_s^2}{5M_g^2 \phi_p s} \quad (49)$$

将边界条件 $t = 0$ 时, $R(0) = R_0$ 、 $\dot{R}(0) = 0$ 代入到式(48)和(49), 得到 C_1 和 C_2 。

将 C_1 和 C_2 和式(32)~(34)代入到式(48)中, 得到

$$\begin{aligned} R = & -\frac{0.095256c_s^2 R^3 \bar{\rho} d_1^3 T^3 [\rho(1-x) + \rho_x]^{2.5}}{d_g M_1 M^2 P_s^2 \left[-\frac{d\sigma}{dT} (T_c - T) [\rho(1-x)]^{2.5} \right.} \\ & \left. + \frac{0.095256c_s^2 R'^3 \bar{\rho} d_1^3 T^3 [\rho(1-x) + \rho_x]^{2.5}}{d_g M_1 M^2 P_s^2 \left[-\frac{d\sigma}{dT} (T_c - T) [\rho(1-x)]^{2.5} \right]} \times \right. \\ & \left. \exp\left[-\frac{1.25p_s \Phi_0 (M_1 - \rho V_0) [\rho(1-x)]^{2.5}}{\rho V_0 [\rho(1-x) + \rho_x]^{2.5}} t \right] + \right. \\ & \left. \frac{0.11907 \Phi_0 \bar{\rho} c_s^2 R'^3 d_1^3 T^3 (M_1 - \rho V_0)}{d_g M_1 V_0 M^2 P_s^2 \left[-\frac{d\sigma}{dT} (T_c - T) \right]} t + R_0 \right) \quad (50) \end{aligned}$$

从式(50)中看出, 当海岛模型中的气相和液相物质成分确定时, ρ 、 ρ_x 、 V_0 、 d_1 、 d_g 、 M_1 、 M 和 T_c 都是定值。在实际工艺中, 溶解于金属液相中的气相始终处于饱和状态, 因此 c_s 也是定值。气泡长大一般为等温过程, 因此 Φ_0 和 $-\frac{d\sigma}{dT}$ 也是定值; R_0 是动力学计算的边界条件, 理想情况下等于气泡的临界形核半径, 是一个很小的值, 受温度、成份等因素的影响, R_0 的大小对最终气泡半径 R 的影响很小, 将 R_0 也当做常数处理。因此, 当模型中两相物质确定时, 气泡半径 R 只随时间、温度、第二相质量分数和压强的变化而变化。

4 模型分析

代入参数, $M_1 = 27 \text{ g/mol}$ 、 $\rho = 1 \text{ g/m}^3$ 、 $d_g = 1.24 \times 10^{-10} \text{ m}$ 、 $V_0 = 1.07 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{mol}$ 、 $T_c = 1300 \text{ K}$ 、 $d_1 = 2.86 \times 10^{-10} \text{ m}$ 、 $M = 2 \text{ g/mol}$ 、 $\Phi_0 = 11000 \text{ Pa}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 、 $\rho_x = 2380 \text{ kg/m}^3$ 、 $c_s = 10^{-6}$ 和 $-\frac{d\sigma}{dT} = 3.5 \times 10^{-4} \text{ N/(m} \cdot \text{K)}$, 对式(50)进行编程求解分析。

4.1 发泡时间的影响

图2所示为气泡半径与发泡时间的关系。由图2可看出, R 随发泡时间的增加近似线性地增加, 发泡时间变化 40 s , 气泡半径从 2.5 mm 增加到 6 mm 。在实际发泡过程中, 在开始的约 30 s 内, 气泡

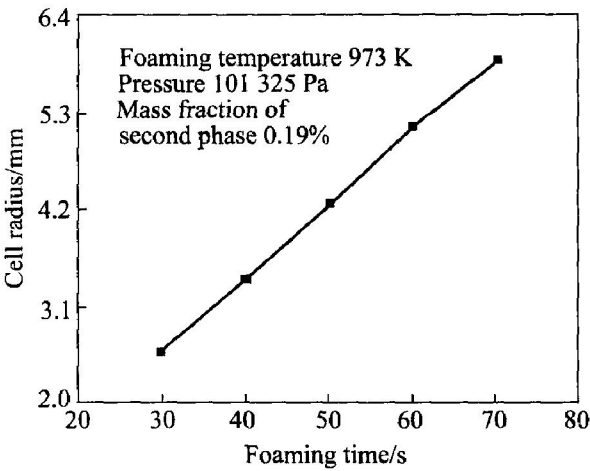


图 2 气泡半径和发泡时间的关系

Fig. 2 Relationship between cell radius and foaming time

处于形核和长大初期, 约 70 s 以后气泡开始破裂, 30~ 70 s 是气泡长大过程。分析结果与实际情况相比, 影响趋势相同, 但数值变化量偏大。

4.2 发泡温度的影响

图 3 所示为气泡半径与发泡温度的关系。由图 3 可看出, 随着发泡温度 T 的提高, 气泡半径增大, 温度升高 40 K, 气泡半径变化约 1 mm, 与泡沫铝的实际发泡过程发泡温度的影响趋势吻合, 但变化量偏小。

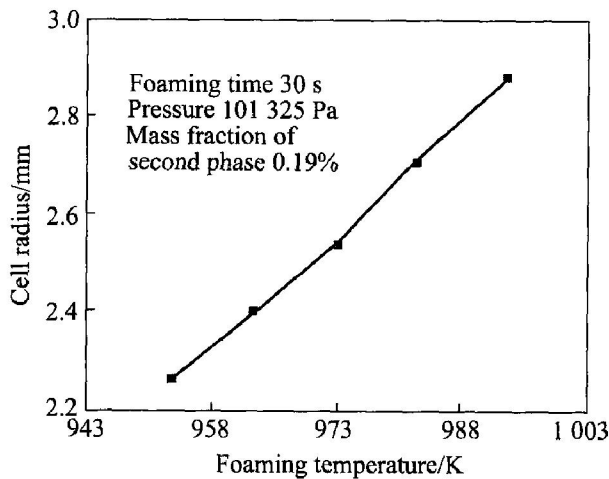


图 3 气泡半径和发泡温度的关系

Fig. 3 Relationship between cell radius and foaming temperature

4.3 第二相质量分数的影响

图 4 所示为气泡半径和第二相质量分数的关系。由图 4 可看出, 第二相质量分数对气泡半径的影响先小后大。当第二相质量分数为 0.1% ~ 1.9%

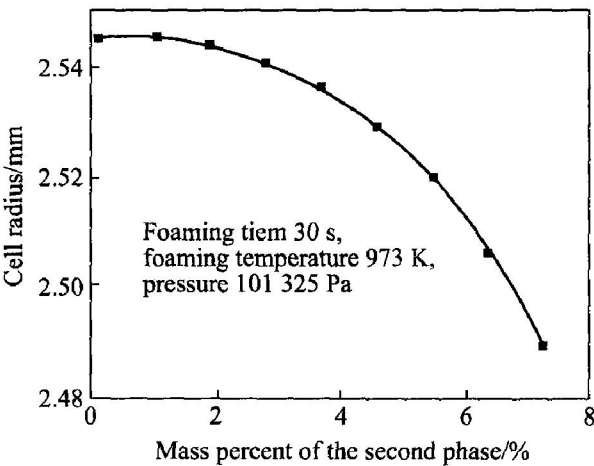


图 4 气泡半径和第二相质量分数的关系

Fig. 4 Relationship between cell radius and mass fraction of second phase

时, 对气泡半径的影响不大, 但随第二相质量分数的增加其对气泡半径的影响越来越大。这与 Form-Grip 工艺中, 随 SiC 含量的增加, 金属熔体的粘度提高, 使气泡长大阻力提高的现象非常吻合。

4.4 压强的影响

图 5 所示为气泡半径与压强的关系。由图 5 可看出, 随着压强 p_s 的增加, 气泡半径减小, 但气泡半径的变化较小且平稳。当压强 p_s 从 101 325 Pa 增加到 102 125 Pa 时, 换算成泡沫铝的高度差, 大约为 33 mm, 气泡半径从 2.55 mm 减小到 2.52 mm。与实际情况相比, 影响趋势相同, 但变化量偏小。

模型分析结果表明, 与实际发泡过程相比, 发泡时间、发泡温度、第二相质量分数和压强对气泡半径变化的影响趋势与实际情况吻合, 但数值的绝

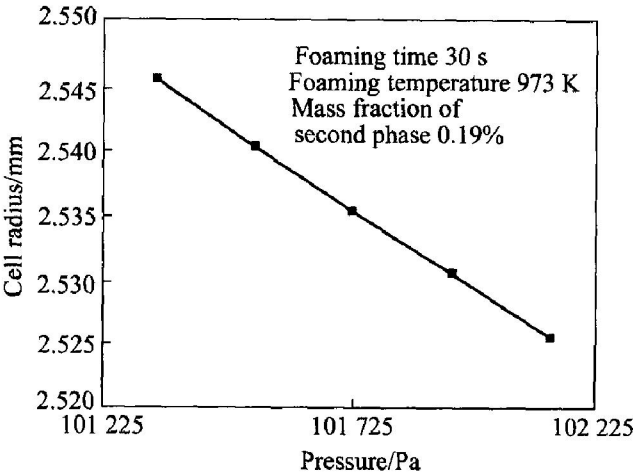


图 5 气泡半径和压强的关系

Fig. 5 Relationship between cell radius and pressure

对值和相对变化量有一定差距, 其原因是由于本模型为单一气泡模型, 没有涉及多气泡体系气泡间的相互作用和气泡的合并、破裂等现象。

5 结论

1) 利用海岛模型, 获得了金属流体中气泡长大的连续性方程、运动方程和扩散质量守恒方程, 与气泡表面的质量守恒方程、西华特定律、理想气体状态方程构成气泡长大动力学方程组。

2) 在确定粘度、扩散系数和表面张力、忽略部分惯性力的基础上, 对动力学方程组进行求解, 得到描述金属流体中单一气泡半径变化的动力学方程, 该模型可描述发泡时间、发泡温度、第二相质量分数和压强对泡沫铝气泡变化的影响。模型分析所得的各参数对气泡半径变化的影响趋势与实际情况吻合。

REFERENCES

- [1] Banhar J. Manufacture, characterization and application of cellular metals and metal foams[J]. *Progress in Materials Science*, 2001, 46(6): 609 - 621.
- [2] Davies G J, Zhen S. Metallic foams: their production, properties and applications[J]. *Journal of Materials Science*, 1983(18): 1899 - 1911.
- [3] 左孝青, 孙加林. 泡沫金属制备技术研究进展[J]. *材料科学与工程学报*, 2004, 22(3): 452 - 456.
ZUO Xiao-qing, SUN Jia-lin. Review on foam metal manufacture techniques[J]. *Journal of Materials Science & Engineering*, 2004, 22(3): 452 - 456.
- [4] Degischer H P, Kriszt B. *Handbook of Cellular Metals* [M]. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002: 33 - 42.
- [5] Korner C, Berger F, Arnold M, et al. Influence of processing conditions on morphology of metal foams produced from metal powder [J]. *Mater Sci Tech*, 2000, 16(7 - 8): 781 - 784.
- [6] Duarte I, Banhar J. A study of aluminum foam formation—kinetics and microstructure[J]. *Acta Materialia*, 2000, 48(9): 2349 - 2362.
- [7] 刘小平. 对塑料发泡膨胀过程中气相热动力行为的研究[J]. *高分子材料科学与工程*, 2002, 18(3): 187 - 189.
- LIU Xiao-ping. The study of bubble oscillation in the process of plastic foaming expanding[J]. *Polymer Material Science and Engineering*, 2002, 18(3): 187 - 189.
- [8] 左孝青, 王 茗. 泡沫铝发泡过程动力学[J]. *昆明理工大学报(理工版)*, 2003, 28(3): 6 - 9.
ZUO Xiao-qing, WANG ming. Processing dynamics of foamed aluminum[J]. *Journal of Kunming University of Science and Technology (Science and Technology)*, 2003, 28(3): 6 - 9.
- [9] Yoo H J, Han C D. Oscillatory behavior of a gas bubble growing in viscoelastic liquids[J]. *AIChE Journal*, 1982, 28(6): 1002 - 1009.
- [10] Payvar P. Mass transfer-controlled bubble growth during rapid decompression of a liquid[J]. *International Journal of Heat & Mass Transfer*, 1987, 30(4): 699 - 706.
- [11] Ramesh N, Ramussen D H, Campbell G A. Numerical and experimental studies of bubble growth during the micro cellular foaming process[J]. *Poly Eng Sci*, 1991, 31(23): 1657 - 1663.
- [12] 张兆顺, 崔桂香. *流体力学* [M]. 北京: 清华大学出版社, 1999: 23 - 30.
ZHANG Zhao-shun, CUI Gu-xiang. *Fluid Mechanics* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1999: 23 - 30.
- [13] Rosner D E, Epstein M. Effects of interface kinetics, capillarity and solute diffusion on bubble growth rates in highly supersaturated liquids[J]. *Chemical Engineering Science*, 1972, 27(1): 69.
- [14] 陶东平. *液态合金和熔融炉渣的性质* [M]. 昆明: 云南科技出版社, 1997: 135 - 151.
TAO Dong-ping. *Properties of Liquid Alloys and Molten Slags* [M]. Kunming: Yunnan Science and Technology Press, 1997: 135 - 151.
- [15] 刘艳妮, 鞠丽平. 半固态金属稳态粘度的一个简单模型[J]. *沈阳师范学院学报(自然科学版)*, 2001, 19(3): 27 - 33.
LIU Yan-ni, JU Li-ping. A Simple model for the steady state viscosity of semi-solid metal slurries[J]. *Journal of Shenyang Normal University (Natural Science)*, 2001, 19(3): 27 - 33.

(编辑 李艳红)