

微重力效应的物理解释及其应用

奚日升

(中国空间技术研究院兰州物理研究所 兰州 730000)

摘 要

讨论了微重力效应及其分子物理学解释, 万有引力的单极性决定了它的累积性和宏观性, 重力对自由分子的影响是微乎其微的, 然而在流体, 特别是在液体内部的具体条件下, 重力对流体内部分子集团产生明显影响, 以宏观的静压强形式表现出来. 而当重力变小, 变微, 流体内部的静压强也就趋于消失, 由静压强产生的二级现象, 如异相沉降或浮泛, 同相的浮泛对流, 液体自约束成球形, 也就消失, 这些就是微重力的一、二级物理效应. 本文认为, Bossinesq 近似对于流体而言实质上是线性热力学假设或近平衡态假设, 可以用初始平衡态的物性参量表征临界点时的无量纲数. 提出一种重力消失诱发非平衡态向平衡态蜕变的猜想, 从文中导出的瑞利数 Ra 的表达式可以看出, 重力加速度的消失, 可以使瑞利数的值从远离平衡态的湍流蜕变为稳定流动的瑞利-贝纳对流胞, 甚至是没有宏观流动的平衡态. 最后, 将本文给出的理论解释模型应用到空间材料加工所需微重力水平的估算、空间材料加工工艺的微重力利用准则和空间装置中气体自然对流传热状态模拟的低真空和微重力的互换性方面.

关键词 微重力—物理模型—分子物理—流体物理—Bossinesq 近似

1 引言

空间材料加工的探索起始于 20 世纪 60 年代初期, 最早的空间材料加工试验是在载人飞船上进行的. 1969 年 10 月 11 日, 苏联宇航员在“联盟-6”号上用电子束法、等离子法和熔化电极法进行了焊接试验. 1971 年 1 月 30 日美国宇航员在“阿波罗 14”号上, 做了复合材料浇注等 5 项微重力试验. 以后, 美国和欧洲在“天空实验室”空间站, 苏联在“礼炮 6”、“礼炮 7”空间站上演示了一大批探索性试验, 观察到了微重力下的一些新的物理现象. 各国科学家对微重力环境中的现象进行了大量试验和研究, 发表了大量文献, 文献 [1]—[3] 对其中的大部分文献进行了分析归纳. 本文将主要引用、参阅这 3 篇文献. 文献 [1] 中把微重力效应归结为“浮泛引起的对流将会消失或极大地减弱”、“沉积或 Stokes 沉降在微重力环境下实际上是消失了”、“没有静压力”和“液体的形状由表面张力决定”. 文献 [2] 中再次肯定: “微重力意味着流体静压、沉积和浮力以及从而产生热对流/或溶质对流的急剧减少. 实际上对气、液相的流体所有过程都会发生影响”. 但对为什么失重或微重力只在流体中产生效应, 重力对流体影响的机制都未给出. 本文将从分子物理的观点定性给出微重力只在流体中产生效应的解释, 从流体动力学角度给出重力对流体影响的机制.

2001-11-16 收到原稿, 2002-08-25 收到修定稿

2 微重力效应的分子物理学解释

文献 [2] 中提出“在分子水平上, 重力是弱体作用力, 它相当氢原子中静电力的 10^{-40} 倍, 相当氢分子中电磁力的 10^{-35} 倍, 因此, 由分子间作用力所决定的性质 (诸如表面张力、接触角和液体混溶性) 估计和重力可以说是无关的. 另一方面, 若没有其他体作用力与之平衡, 则在存在大质量时, 重力会积聚, 并起主要作用”. 从作用于分子的力的大小比较, 排除了分子尺度重力的影响. 本文认为, 正是在分子尺度上流体的结构特性, 重力才会积聚起来, 起主要作用 (与质量的多少并无必然的联系), 流体才有明显的重力效应: 内部的静压强、第二相的浮泛或沉降、重力驱动的热或溶质对流. 下面将给出具体的物理图像.

万有引力、电磁力、强力和弱力是四种基本力, 强力和弱力是短程力; 引力和电磁力是长程力. 强力和弱力只在微观范围内起作用. 电磁力虽为长程力, 但它们有正负两种相互作用, 在宏观大范围内, 总会正负抵消而不显现出来. 反物质的负万有引力在我们的宇宙中目前还没有发现. 万有引力的单极性决定了它的累积性和宏观性.

物质分子间的势场可用下式进行基本估计:

$$U(r) = 4\varepsilon[(\sigma/r)^{12} - (\sigma/r)^6]. \quad (1)$$

由图 1 可见, 当分子间隔为 r_0 时引力和斥力相等, 小于 r_0 时, 斥力占优势, 大于 r_0 时, 引力占优势. 晶体中分子的平均间距为 r_0 , 所以晶格中的分子只能在平衡位置上作小振动, 平衡位置不能移动. 气体分子间距远大于 r_0 , 大到分子间的引力也可以忽略. 分子间只有通过碰撞交换能量. 液体分子间平均距离

r 大于平衡距离 r_0 , 小于引力作用最大的距离 r_m , 液体分子间主要表现为引力作用. 固体和流体在微观结构上的主要差别是固体各分子对的平衡位置不能移动, 改变相邻分子间相对位置需要较大的能量, 因而, 即使在重力场中, 也具有固定的外形, 有一个固定的与势场方向上距离无关的内压强. 但在液体内部, 分子间引力合力为 0. 气体分子间本来就无相互作用力. 而在加速度场的作用下, 在同一等加速度面上流体分子有相同的加速度和速度增量. 气体分子通过碰撞, 液体分子通过分子间斥力, 这种速度增量得到累加和传递, 在流体内部建立起静压强. 由于流体静压强的存在, 流体微团因受热膨胀而形成微小密度差就会产生浮泛和沉降交替的对流, 浸没在液体中的固体或不溶性第二相液体颗粒就会因与液体的密度差而产生浮泛和沉降现象. 当重力 (或引力) 减弱到接近于零时, 这种静压强现象就会消失, 所以流体静压强的消失是重力和惯性力平衡的直接物理效应, 是一级微重力物理效应. 而由于流体静压强消失而发生的重力驱动对流消失和第二相的沉降, 浮泛消失是二级的微重力物理效应.

与气体不同, 液体静压强的消失或减小到一定程度, 液体还可以被表面张力约束成球

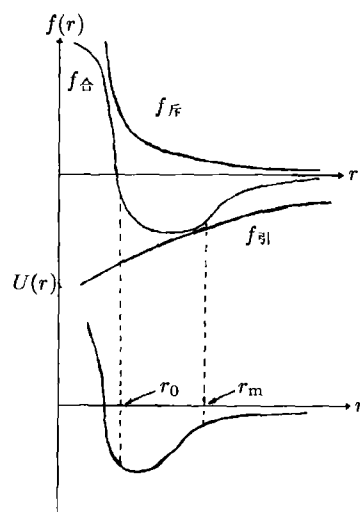


图 1 分子间的引力势
Fig.1 Potential of gravitation
between molecule

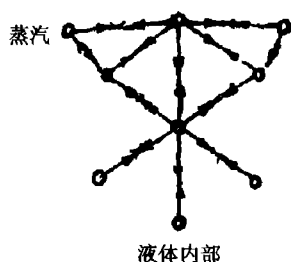


图 2 弯曲液体表面内
分子间的力

Fig.2 The force between
molecule within curve
surface of liquid

形 (如图 2 所示). 处于失重状态的一团液体内部, 分子间相互吸引的合力为 0. 只有在液体界面 (界面的另一边可以是蒸汽或其它不同压力的混合气, 也可以是不溶性第二相液体, 也可以是固体) 几个分子间距 (分子引力作用范围) 的薄层内的分子受到液体内部分子的作用和界面另一侧介质分子的作用不相等, 内部引力大时, 形成法向向内的内聚力, 形成界面向内收缩的趋势, 最终形成体积一定, 表面积最小的球形, 所以, 处于失重状态液体的固有形状是球形. 这个球有一层几个分子间距的界面薄壳, 薄壳的切向有界面张力 α . 当内部静压强大到一定程度, 液体界面张力薄壳被静压强破坏, 趋于在等加速度面上展布.

总结以上所述, 分子间的相互引力远大于它们被地球的吸引力 (重力), 重力对自由分子的影响是微乎其微的, 可以不予考虑的. 然而在流体, 特别是在液体内部的具体条件下, 重力对流体内部分子集团产生明显影响, 以宏观的静压强形式表现出来; 而当重力变小, 变微, 流体内部的静压强也就趋于消失, 由静压强产生的二级现象, 如异相沉降或浮泛, 同相的浮泛对流, 液体自约束成球形, 也就消失. 这些就是微重力的一、二级物理效应. 微重力的二级物理效应是由微重力的一级物理效应派生出来的.

3 重力消失诱发非平衡态向平衡态蜕变

单晶体是物质宏观的最低能态, 是最低的平衡态. 在某种激励下 (比如, 加热熔化) 这种最低的平衡态被破坏, 只要这种激励足够平稳, 就会转化为新的熔体平衡态, 继续加热, 只要存在重力或浓度差, 熔体中就会发生对流从平衡态向近平衡态、非平衡态, 以至于远离平衡态发展, 重力在这种过程中起着重要作用. 1916 年瑞利 (Lord Rayleigh) 用瑞利-贝纳德流体力学不稳定性作解释. 解释是在流体力学基本方程的 Bossinesq 近似框架中进行的^[4], 导出了判断流体中发生稳定对流的无量纲的瑞利数,

$$Ra = \frac{g\beta_{v_0} L^3 (T_b - T_a)}{\nu_0 \sigma_0}.$$

当年作为常量的标准重力加速度 g 出现在瑞利数中, 今天能否用瑞利数的表达式考察重力变化对对流发生的影响, 就看式中 β_v, ν, σ 随着 g 的变化, 是否仍然能用初始平衡态的 $\beta_{v_0}, \nu_0, \sigma_0$. 文献 [4] 认为 “Bossinesq 近似要求流体的物理性质实际上是不变的. 温度和压力的变化必须不能大得使这些量产生较大的相对变化”, 但是没有给出证明. 本文认为, Bossinesq 近似对于流体而言, 实质上是线性热力学假设或近平衡态假设, 可以用初始平衡态的物性参量表征临界点时的无量纲数. 论证如下.

选择压强、温度和密度作为热力学独立参量, 其它热力学量都可以用它们来表示. 定义平衡态有系统统一的、均匀的参数, 近平衡态相对于平衡态, 热力学参数发生涨落, 但仍可以用统一的热力学参数描述, 而远离平衡态时热力学参数发生激烈跳跃变化. 用 P_0, T_0, ρ_0 表示初始平衡态时的压强、温度和密度, P_h, ρ_h 表示流体静止时重力位势引起的

压力和密度变化, P' 和 ρ' 是与运动相联系的变化, Θ 包括所有的温度变化. 所有近平衡态的参数都用其对应的平衡态的参数加上它的微分表示.

满足以下条件, 可以运用 Boussinesq 近似^[4]:

$$\begin{aligned} A &= \beta_v \Theta \ll 1, & B &= g\rho_0\beta_p L \ll 1, \\ C &= g\beta_v L/c_p \ll 1, & D &= g\beta_v LT_0/c_p \Theta \ll 1. \end{aligned}$$

式中 β_v 是体积膨胀系数, g 是重力加速度, β_p 是等温压缩系数, L 是重力方向上的特征长度, c_p 是气体等压比热.

在 Boussinesq 近似下, 对密度 ρ 有

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho_h + \rho' = \rho_0 + \rho_0\beta_p\rho P_h + \rho_0(\beta_p\rho' - \beta_v\Theta) \\ &= \rho_0(1 + \beta_p\rho_0gL - \beta_v\Theta + \beta_pg\rho_0L\beta_v\Theta). \end{aligned}$$

应用条件 A、B, 有

$$\rho \approx \rho_0. \quad (2)$$

根据定义, 对体积膨胀系数 $(\beta_v)_{p_0}$, 由于压强变化变为

$$\begin{aligned} (\beta_v)_{p_0+p'} &= (1/V_0)(dV/dT)_{P_0+P'} = (1/V_0)[(\partial V/\partial T)_{P_0} + (\partial V/\partial P)_{T_0}(dP/dT)] \\ &= (\beta_v)_{p_0} + (\beta_p)_{T_0} \cdot P'/\Theta = (\beta_v)_{p_0}(1 + \beta_pg\rho_0L). \end{aligned}$$

应用条件 B, 有

$$(\beta_v)_{p_0+p'} = (\beta_v)_{p_0}. \quad (3)$$

dq 、 dE 记系统热量和内能变化, 对于热导率 κ , 用热力学第一定律有

$$\begin{aligned} (\kappa)_{p_0+p'T_0+\Theta} &= \frac{dq}{dT/dL} \sim \Delta L/[\Theta(dE + P_0dV)] \\ &= \Delta L/\{\Theta[(\partial E/\partial P)_{p_0}dT + (\partial E/\partial P)_{T_0}dP + P_0dV]\} \end{aligned}$$

经过对各项的分析比较, 并应用 Boussinesq 近似条件 A、B、C、D, 可得到

$$\begin{aligned} (\kappa)_{p_0+p'T_0+\Theta} &\sim c_{p_0}\Delta L[1 + O(1)/c_{p_0}T_0 - O(1)/c_{p_0}T_{p_0} + 1/c_{p_0}T_{p_0}T_0P_0] \\ &\approx c_{p_0}\Delta L = c_{p_0}\Delta T/(\Delta T/\Delta L) = (dq)_{p_0,T_0}/(dT/dZ) \approx (\kappa)_{p_0,T_0} \end{aligned}$$

由热扩散率 $\sigma = K/\rho c_p$ 可得

$$\sigma_{p,T} \approx \sigma_{P_0,T_0} \quad (4)$$

黏滞系数 μ 或 ν 与热耗散有关系, 比较复杂, 气、液体没有统一的黏滞性理论, 服从不同的经验规律, 只能分别处理. 在压强不太高时, 认为压强与黏滞系数不存在依存关系, 仅与温度有关.

对于气体有如下经验关系式^[5]: $\mu_G = \alpha T^{0.5-n}$ ($n \approx 10^0$, α 为常数, $0.3 \leq T^* \leq 100$, $T^* = kT/\varepsilon$, k 玻耳兹曼常数, ε 气体特征能量)

$$(\mu_G)_{T_0+\Theta} = (\mu_G)_{T_0} + d\mu_G = (\mu_G)_{T_0}[1 + (0.5 - n)\Theta/T].$$

应用条件 A 后有

$$(\mu_G)_{T_0+\Theta} \approx (\mu_G)_{T_0}.$$

对于液体有经验关系式^[5]: $(\mu_L)_{T_0} = \exp\{\beta_v[(1/T) - (1/T_0)]\}$, 当温度改变到 $T_0 + \Theta$ 时

$$(\mu_L)_{T_0+\Theta} = (\mu_L)_{T_0} + d\mu_L \approx (\mu_L)_{T_0} \{[1 - \beta_v \Theta / [e T_0(T_0 + \Theta)]]\}.$$

应用条件 A 后有 $(\mu_L)_{T_0+\Theta} \approx (\mu_L)_{T_0}$.

进一步可得:

$$(\nu)_{T_0+\Theta} \approx (\nu)_{T_0}. \quad (5)$$

由式 (2)---(5), 近平衡态自然对流运动方程中的各物性参数都可用其对应的平衡态的参数代替, 写为:

连续性方程: $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$.

动力学方程: $\partial \mathbf{U} / \partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -1/\rho_0 \nabla P' + \nu_0 \nabla^2 \mathbf{U} - gZ\beta_{v_0} \Theta$.

能量方程: $\partial \Theta / \partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla \Theta = \sigma_0 \nabla^2 \Theta$.

用 L 标度长度, σ_0/L 标度速度, $\rho_0 \sigma_0^2/L^2$ 标度压强, L^2/σ_0 标度时间, $(\Theta - T_a)/(T_b - T_a)$ 标度温度, 则可得到无量纲的 Boussinesq 方程:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{U}' &= 0, \\ \partial \mathbf{U}' / \partial t + \mathbf{U}' \cdot \nabla \mathbf{U}' &= -\nabla P' + Pr \nabla^2 \mathbf{U}' + Ra Pr T', \\ \partial T' / \partial t + \mathbf{U}' \cdot \nabla T' &= \nabla^2 T'. \end{aligned}$$

其中,

$$Pr = \frac{\nu_0}{\sigma_0}, \quad Ra = \frac{g\beta_{v_0} L^3 (T_b - T_a)}{\nu_0 \sigma_0}. \quad (6)$$

由于方程描述的是 $\mathbf{U}'$ 、 P' 、 T' 的变化, 而方程系数和标度量只与平衡态的热力学参量有关而与 P' 、 ρ' 、 ρ_h 、 T' 无关, 所以满足 Boussinesq 近似的流体动力学问题的解只和边界条件和方程系数、由平衡态热力学参量及标度量构成的 Pr 、 Ra 有关. 微重力通过 Ra 影响问题的解.

从瑞利数 Ra 的表达式 (6) 可以看出, 重力加速度的消失, 可以使瑞利数的值从远离平衡态的湍流蜕变到稳定流动的瑞利贝纳对流胞, 甚至是没有宏观流动的平衡态. 在微重力状态下, 使物质离开平衡态的激励要比正常重力状态下大得多, 难得多. 反过来说, 在通常重力存在的情况下, 物质更容易离开平衡态走向非平衡态、远离平衡态甚至极端远离平衡态, 出现“自组织”, 出现高级的有序. 比如, 蜂巢结构是远比加热以前的情况更有组织, 蜂巢结构的尺度是个别分子之间的距离的一亿倍, 为了形成这个蜂巢状的对流单元, 无数分子必须在如此巨大的尺度上“齐步运行”, 这个秩序非常宏伟.

4 理论解释模型的应用

上述对微重力效应的微观分子物理学模型和宏观线性热力学模型解释, 可以在以下几个方面得到应用.

4.1 空间材料加工所需微重力水平的估算

获得长时微重力的航天器上的剩余加速度大小是不一样的, 通常把剩余加速度小的叫做微重力水平高. 空间材料加工是微重力应用的重要方面, 它有很多不同的工艺类型, 对微重力水平的要求是不一样的. 这就产生一个具体空间材料加工工艺类型所需微重力水平的估算问题.

4.1.1 空间材料加工所利用的微重力物理效应

各类空间材料加工正是利用了本文 2 中所分析的 3 种二级微重力物理效应 (把它们简称为无沉浮, 自约束成形和无重力对流), 归纳成表 1.

表 1 空间材料加工所利用的微重力物理效应

Table 1 The microgravity physic effect utilizing in space materials processing

材料加工项目	所用加工工艺	微重力物理效应
晶体生长	区域熔化	无重力非稳对流, 自约束成形
	定向凝固	无重力非稳对流
高纯玻璃	澄清凝固	自约束成形
	无接触加工	自约束成形
生物制品分离提纯	自由流动电泳	无重力非稳对流
	等电聚焦	无沉浮
难混合金凝固	等温固化	无沉浮
复合材料加工	等温固化	无沉浮
流体中的加工	化学加工	无沉浮, 无重力非稳对流
	物理加工	无沉浮, 无重力对流

4.1.2 各加工工艺的估算

每一种空间材料加工所需微重力水平的估计就是取该项材料加工工艺所利用的几种微重力物理效应发生所需的微重力水平中最好的一个, 也就是允许剩余加速度最小的那一个.

(1) 沉降、浮泛消失 (无沉浮) 所需微重力水平的估算

为简化计算, 设第二相物质是半径为 r 的小球, 若小球发生沉降或浮泛, 具有平均速度 v , 两者的密度差为 $\Delta\rho$, 液体的粘滞系数为 μ , 则小球所受粘滞力为 $6\pi\mu rv$. 由于密度差引起的浮泛或沉降力为 $\frac{4}{3}\pi r^3|\Delta\rho|g$, 对于一个指定的足够小的 v 值可以认为在试验期间没有沉降和浮泛, 则需

$$\frac{4}{3}\pi r^3|\Delta\rho|g < 6\pi\mu rv.$$

得到

$$g < \frac{9\mu v}{2r^2|\Delta\rho|g_0}g_0. \quad (7)$$

例如, 在水中的半径为 10^{-2} cm 的小颗粒, 与水的密度差为 3 g/cm^3 , 3 h 内移动量小于 1 mm, 则 $g < 4.3 \times 10^{-3}g_0$.

(2) 液体表面张力约束成形 (自约束成形) 所需微重力水平的估算

设处于失重状态下的一个液体球 (图 3), 若产生一个微重力场, 在液体球内取一平行于微重力场的液体圆柱, 圆柱半径为 r , 在 πr^2 的面积上微重力的正压力为

$$2R \sin \theta \cdot \pi r^2 \rho g \sin \theta,$$

表面张力内压力为 $\pi r^2 \cdot 2\alpha/R$.

表面张力约束成球形的条件是表面张力内压力大于微重力场产生的正压力, 则有

$$\pi r^2 \cdot 2\alpha/R > 2R \sin \theta \pi r^2 \rho g \sin \theta,$$

从而得到 $g < \frac{\alpha}{R^2 \rho g_0 \sin^2 \theta} g_0$.

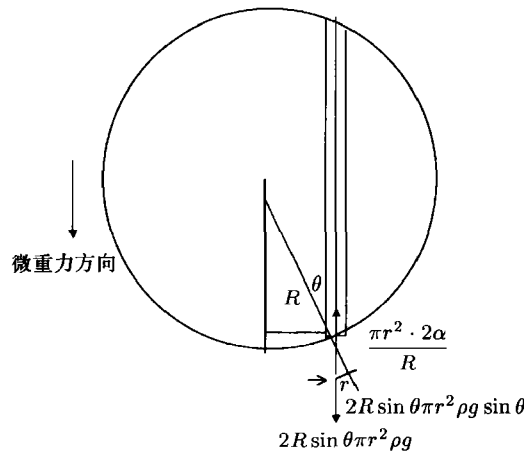


图 3 液滴中液柱微重力正压力和表面张力的关系

Fig.3 Relation between normal force of column microgravity and surface tension in liquid drop

取 $\sin \theta$ 最大值 ($\theta = \pi/2$), 得

$$g < \frac{\alpha}{R^2 \rho g_0} g_0. \quad (8)$$

对于半径为 1 cm 的水球, 维持球形所需微重力水平为

$$g < 7 \times 10^{-2} g_0.$$

(3) 重力驱动对流非稳定流动消失 (无重力非稳对流) 所需微重力水平的估算

本文第 3 节中已经论证了可用初始平衡态热物性参数表达的 Ra 和 Pr 来讨论近平衡态流体的运动问题. 在重力场中, 不存在自由界面时由温度梯度或浓度梯度引起的对流是自然对流的主要形式. 这里以温度梯度为例, 浓度梯度的情况可用类似的方法处理. Ra 是表征重力和浮泛力相对重要性的无量纲数, 为显示温度梯度, 把 Ra 改写成如下形式:

$$Ra = \frac{g \rho \beta_v L^4}{\mu \sigma} \frac{dT}{dL}.$$

其中 dT/dL 是在 L 方向上的温度梯度, μ 是动力黏滞系数. 由此式可得到 g 的表达式

$$g = \frac{Ra \mu \sigma}{g_0 \rho \beta_v L^4 (dT/dL)} g_0. \quad (9)$$

根据文献 [4] 和 [6], 实验表明当 $Ra < Ra_a$ 时, 不发生重力驱动对流或重力驱动对流消失, 当 $Ra < Ra_c$ 时, 重力驱动对流从非稳定流动向稳定流动转变. 很多试验表明, 只有非稳定流动才对材料加工有不利影响. 所以, 考虑重力驱动对流效应的消失, 应以 Ra_c 为准, 重力驱动对流非稳定流动消失 (无重力非稳对流) 所允许的剩余加速度值为

$$g < \frac{Ra_c \mu \sigma}{g_0 \rho \beta_v L^4 (dT/dL)} g_0. \quad (10)$$

Ra_a, Ra_c 和液体的性质, 边界条件等有关, 由实验给出.

实验已经证明, 在有自由界面存在, 即使没有重力驱动的温度梯度对流或浓度梯度对流, 无论垂直于还是平行于自由界面的温度梯度都会产生表面层流动, 这是由于表面张力的梯度引起的. 描述这种效应的无量纲数是马兰冈尼数 Ma . 同样, 当马兰冈尼数超过临界值流动便变成不稳定流动 [2],

$$Ma = -\frac{\alpha_T L^2 dT}{\mu \sigma dL}. \quad (11)$$

马兰冈尼流动与惯性力无关. 就是说, 在低微重力环境中, 即使满足了 (10) 式, 重力驱动浮泛对流消失了, 但仍然可能存在不稳定马兰冈尼流动, 由 (11) 式可知, 在材料确定之后, 决定马兰冈尼流动是否稳定的因素是 $h^2 dT/dh$. 因此, 温度场是否稳定的综合条件是确定满足马兰冈尼流动稳定条件的

$$L^2 dT/dL \leq -Ma_c \mu \sigma / \alpha_T.$$

再代入 (10) 式, 且有 $\beta_v = \alpha_T / 4\alpha$ 得到存在自由界面情况下的稳定温度场所允许的最大剩余加速度值:

$$g \leq \frac{4Ra_c}{B_0 Ma_c}, \quad g_0 = \frac{\alpha}{\rho g_0 L^2} \frac{4Ra_c}{Ma_c} g_0. \quad (12)$$

其中, B_0 是邦德数, β_v 是体胀系数, α 是表面张力, α_T 是表面张力温度系数.

4.2 空间材料加工工艺的微重力利用准则

从 (10) 式可以看出, 在加工对象确定的情况下, 物性参数确定, 加工工艺能容忍的剩余加速度值受加工区在剩余加速度方向上线度的影响最大, 无自由界面时是四次方的反比关系, 剩余加速度方向上的温度梯度 dT/dL 和稳态对流临界瑞利数 Ra_c 都是一次方的正比关系; 有自由界面时, 与加工区的线度平方成反比, 与温度梯度无关. 选择的工艺配置应当是能容忍的剩余加速度值大一些便于降低获得微重力的成本, 所以空间材料加工工艺的微重力利用准则可以归纳为:

- (1) 尽量减小加工区在剩余加速度方向上的线度, 而在横向可以适当加大线度;
- (2) 选择有小 Ra_c , 大 Ma_c 的边界条件;
- (3) 减小剩余加速度方向上的温度梯度, 横向可以适当加大.

熔体晶体生长是空间材料加工中常见的一类工艺, 下面以其为例, 说明这些准则的应用. 熔体晶体生长常见工艺的简况列表 2 如下.

假设系统中存在自由界面, 从 (12) 式可见, 在剩余加速度方向随机变化情况下, 剩余加速度的允许值和熔体的线度平方成反比, 上表中所列的前 4 种方法统称为定向凝固法, 有相对较大的熔区线度, 允许剩余加速度值较小, 要求微重力水平高; 后 4 种方法统

称区熔法, 因是小段熔化或局部熔化, 熔体线度较小, 允许剩余加速度值较大, 要求微重力水平低; 而在区熔法中, 浮置区熔法在微重力下熔区分成对称的两部分, 从而使熔体线度又减小了一半, 允许剩余加速度值又可加大三倍, 所以浮置区熔法有最低微重力水平要求.

表 2 熔体晶体生长常见工艺
Table 2 Ordinary technics for melt crystal growth

	锭条熔区	固液界面	温度梯度对称性
晶体提拉法	全部熔化	籽晶和熔体一个界面	无对称
移动坩埚法	全部熔化	一个凝固界面	无对称
晶体泡生法	全部熔化	一个凝固界面	无对称
弧熔法	全部熔化	一个凝固界面	无对称
水平区熔法	小段熔化	两个界面	重力场中无对称
浮置区熔法	小段熔化	两个界面	轴向基本对称
焰熔法	局部熔化	两个界面	无对称
基座法	局部熔化	两个界面	无对称

4.3 空间装置中气体自然对流传热状态模拟的低真空和微重力的互换性

因为要讨论有关真空的问题, 先要说明一个约定, 即在实验室尺度系统中由于重力方向上的压强差 P_h 远大于由于运动变化引起的压差 P' , 也就是 $P_h \gg P'$.

由静力平衡 $\nabla P_h = (\rho_0 + \rho_h)g \approx \rho_0 g$ 得 $P_h \sim \rho_0 g L$.

而由动力学方程 $\nabla P'$ 与最大项 $\rho' g$ 有相同数量级, 而

$$\rho' = -\rho_0 \beta_v T', P' \sim \rho_0 g L \beta_v T'.$$

由 Boussinesq 近似条件 $A, \beta_v T' \ll 1$, 所以 $P \ll \rho_0 g L \sim P_h$.

在实验室尺度系统中, 压强的计量值 (真空度) 中 P_h 的影响通常是忽略的, 因此 P' 的影响更可忽略.

瑞利数 Ra 是表征流体中浮力和黏滞力之比的无量纲特征数, 不存在溶质梯度时, 把 Ra 改写成普朗特数 Pr 和格拉肖夫数 Gr 的乘积:

$$Ra = \frac{g \beta_v L^4 (\Delta T / \Delta L)}{\nu^2} Pr. \quad (13)$$

根据气体分子运动论, 对于理想气体, Pr 可写为^[6]:

$$Pr = 4\gamma / (9\gamma - 5).$$

γ 是气体的绝热指数.

(13) 式写为

$$Ra = \frac{g \beta_v L^4}{\nu^2} \cdot \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \cdot \frac{\nabla T}{\nabla L}.$$

上式中, $L, \nabla L$ 是几何参数, g 是彻体力场参数, ΔT 是热力学变量, γ 是与分子结构有关的热力学物性常数, 只有 β_v 和 ν 是隐含热力学参数的物性参数. 下面将以 T, P 作热力学独立参数来表达 Ra .

β_v 在理想气体情况下可写成

$$\beta_v = 1/T$$

对于理想气体 μ 与 T 有关而与压力 P 无关. 根据瑟萨兰公式

$$\mu = [\mu_0(T/273)^{3/2} \cdot (273 + K)]/(T + K)$$

应用理想气体状态方程

$$\rho = M/V = P\Omega/RT$$

Ω 是摩尔分子量, R 为气体常数.

(13) 式整理为:

$$Ra = [AgP^2 \cdot (T + K)^2]/[T^6 \cdot L^4 \cdot (\Delta T/\Delta L)]. \quad (14)$$

其中,

$$\begin{aligned} N &\equiv (\Omega^2/R^2\mu_0^2) \cdot \{1092\gamma/\{(9\gamma - 5) \cdot [273/(273 + K)]^2\}\} \\ &= [1092\gamma/(9\gamma - 5)] \cdot \{[(\Omega/R\mu_0) \cdot [273/(273 + K)]]^2\}. \end{aligned}$$

瑞利、培卢、邵斯韦尔和哲夫利斯等人通过理论分析和试验得出理想流体中自然对流产生或消失的临界瑞利数 Ra_a , $Ra < Ra_a$ 时不发生自然对流. 戈尔德斯泰因试验得出^[6], 存在一个 Ra_c , 当 $Ra > Ra_c$ 时, 自然对流由层状流动转变为紊流流动. Ra_a, Ra_c 成为判断自然对流流动状态的判据, 它们与初始和边界条件、几何 (主要是横竖比) 有关.

根据 (14) 式, 气体发生稳态自然对流时的压强和剩余加速度值应该满足:

$$\begin{aligned} P &> Pa_a = \frac{T^3}{L^2(T + K)} \sqrt{\frac{Ra_a}{A \cdot g \cdot (\Delta T/\Delta L)}} \\ g &> ga_a = \frac{Ra_a T^6}{AL^4(T + K)^2 P^2 (\Delta T/\Delta L)}. \end{aligned} \quad (15)$$

相应地自然对流由稳态向非稳态转变时剩余气体压强和剩余加速度值应分别满足:

$$\begin{aligned} P &> Pa_c = \frac{T^3}{L^2(T + K)} \sqrt{\frac{Ra_c}{A \cdot g \cdot (\Delta T/\Delta L)}} \\ g &> ga_c = \frac{Ra_c T^6}{AL^4(T + K)^2 P^2 (\Delta T/\Delta L)}. \end{aligned} \quad (16)$$

当 Ra_c 、 T 、 $\Delta T/\Delta L$ 、 L 不变时, 对不同的 g, g', p, p' 有

$$g' P'^2 = g P^2. \quad (17)$$

不管 g, P 怎么变, 只要保持 g 和 P^2 的积不变, 气体自然对流的状态不变, 因而 g, P 具有相似性. 相似性有显然的应用, 气体自然对流的微重力效应在地面上很难模拟, 那么可由 (17) 式用相应的低真空状态来模拟, 而低真空在地面上是容易实施的. 就影响强度而言, g 和 P 是不一样的, g 只以一次幂影响 Ra , P 则以二次幂影响 Ra 值. 空间装置中低真空和低、微重力可同时影响气体的自然对流, 但真空的影响比低、微重力的影响要强烈得多.

参 考 文 献

- [1] Feuerbacher B. Hamacher H. Naumann R J. Material science in space. Berlin: Springer-Verlag, 1986
- [2] Walter H U. Fluid science and materials science in space. Berlin: Springer-Verlag, 1987
- [3] Регель Л Л. Космическое Материаловедение, ВИНТИ, 1990
- [4] Tritton D J. Physical Fluid Dynamics. Van Nostrand: Reinhold Company, 1977
- [5] Eckert E R G. Drake R M. Analysis of Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill, 1972
- [6] Sutton O G. Micrometeorology, McGraw-Hill, 1953

A PHYSICAL EXPLANATION OF MICROGRAVITY EFFECTS AND ITS APPLICATIONS

XI Risheng

(Lanzhou Institute of Physics, The Chinese Academy Space Technology, Lanzhou, 730000)

Abstract

The effects and its explanation in the point of view of molecular physics are discussed in this paper. Accumulative and macroscopic features of universal gravitation are determined by its' monopole characteristics and it has almost no effects on free molecules. However, inside liquid, Especially in the liquor, obvious effects from gravity on molecular groups exist in the form of macroscopically static pressure, as gravity gets smaller and smaller, the static pressure inside liquid will disappear gradually and the secondary phenomena, such as sedimentation and floating in different phases and floating convection in same phases will also disappear.

In this paper, it is pointed out that Bossinesq approximation is substantially a hypothesis of linear thermodynamics or quasi-equilibrium state, so it is possible to express the nondimensional numbers in the critical point with some physical property parameters in the initial equilibrium state. An idea is put forward that by eliminating gravity to induce a transform from non-equilibrium state to equilibrium state. The expression of Rayleigh number Ra derived in this paper shows that as gravity acceleration disappearing, the value of Ra will change from a turbulent state far from equilibrium to a ray Leigh-Benard convection cell in a stable flow, even to an equilibrium state without macroscopic flow. Finally, this theoretical explanation model is applied to estimate the microgravity level necessary for space materials processing and the interchangeability of low vacuum and microgravity in simulation of the heat conduction state in natural convections of gases in space devices.

Key words Microgravity, Physics model, Molecule physics, Liquid physics, Bossinesq approximation, Applications for space