

稠密可压缩气粒两相流动中的等熵声速计算建模及物理规律

陈大伟 王裴 蔚喜军 孙海权 马东军

On modeling and physical laws of isentropic speed of sound in dense gas-particle two-phase compressible flows

Chen Da-Wei Wang Pei Yu Xi-Jun Sun Hai-Quan Ma Dong-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 094702 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.094702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

方腔内 $\text{Cu}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 水混合纳米流体自然对流的格子 Boltzmann 模拟

Numerical simulation of natural convection of square enclosure filled with $\text{Cu}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -water mixed nanofluid based on lattice Boltzmann method

物理学报.2015, 64(2): 024703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024703>

液滴振荡模型及与数值模拟的对比

The drop oscillation model and the comparison with the numerical simulations

物理学报.2013, 62(20): 204702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.204702>

液滴撞击液膜的射流与水花形成机理分析

Analysis of liquid sheet and jet flow mechanism after droplet impinging onto liquid film

物理学报.2013, 62(2): 024705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.024705>

液滴在气固交界面变形移动问题的光滑粒子流体动力学模拟

Numerical implementation of deformation and motion of droplet at the interface between vapor and solid surface with smoothed particle hydrodynamics methodology

物理学报.2012, 61(20): 204701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.204701>

稠密可压缩气粒两相流动中的等熵声速计算建模及物理规律*

陈大伟¹⁾²⁾ 王裴¹⁾ 蔚喜军^{1)†} 孙海权¹⁾ 马东军¹⁾

1)(北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理重点实验室, 北京 100094)

2)(中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

(2015年12月7日收到; 2016年1月7日收到修改稿)

气体相与颗粒相混合流场的声速研究, 由于具有重要的基础理论价值与广泛的工程应用背景, 逐渐受到人们重视. 针对稠密可压缩气粒两相流动, 综合考虑颗粒相所占空间体积以及颗粒间相互作用, 推导给出了新的等熵声速计算公式; 新公式包含了已有的纯气体、稀疏气粒两相流情形的计算公式作为其特例, 一方面验证了公式推导的正确性, 另一方面说明新公式更具有通用性; 分析了不同颗粒质量分数条件下的声速变化规律, 相应结果与普朗特的理论分析符合, 特别对于稠密气粒两相流动工况得到了一些新的物理认识; 开展了颗粒间相互作用建模参数的物理分析, 揭示了其对气粒两相流动声速的影响机理. 本文取得的成果为稠密可压缩气粒两相流动研究以及相关工程应用提供理论支撑.

关键词: 稠密气粒两相流, 可压缩流, 等熵声速, 计算建模

PACS: 47.61.Jd, 47.40.-x, 43.28.Mw, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.65.094702

1 引言

等熵声速的实验测量和理论计算公式推导是流体系统的基本研究内容之一. 流速与声速的比值用来确定流动属于亚声速、跨声速和超声速流, 不同的流动范畴, 流场特征具有本质的差别^[1]; 在可压缩流体动力学中常常涉及激波的研究, 而固定马赫数的激波速度正比于当地声速, 因此激波传播时序过程的正确性直接依赖于声速计算的准确性.

关于声速的研究多针对单相流场, 而自然界、工业生产以及工程应用中广泛存在两相或多相流场, 如沙尘暴、雾霾、石油勘探、流化床、粉尘爆炸、内燃机中的喷雾燃烧、火箭发动机喷管流动、反应堆热工小破口事故中的两相临界流、内爆压缩工程中的喷射混合等^[2-10]. 两相或多相流场的声

速研究, 由于具有强烈的应用背景, 逐渐引起大家的关注. 已有的研究工作主要集中在气液两相流动^[11-14], 特别是液体中包含小体积份额气泡(体积分小于1%)的流场声速, 实验及理论上已做了充分研究^[3]. 对于液体复合物的两相流动, 如石油和水, 从基本定义出发基于各向同性液体的线性混合规则, 也获得了相应的声速计算表达式^[15]. 然而, 针对气粒两相流的声速计算建模研究相对较少. 特别由于气粒两相流与气液两相流在流动结构、流场型态等方面存在较大差异, 因此仍有大量的基础性工作需要开展.

目前, 关于气粒两相流场等熵声速的研究主要关注稀疏工况^[16], 在气粒两相松弛平衡、冻结平衡条件下, 通过平衡悬浮体的热力学关系, 已经推导得到了有效的等熵声速计算公式^[17]. 本文在已有成果的基础上, 进一步针对稠密气粒两相流的声速

* 国家自然科学基金(批准号: U1530261, 11571002)和中国工程物理研究院科学技术发展基金(批准号: 2015B0101021, 2015B0201043)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxj@iapcm.ac.cn

计算建模开展理论研究, 综合考虑颗粒相所占据的空间体积以及颗粒间相互作用的影响, 推导给出了新的声速计算公式. 新公式可应用于稀疏到稠密的多种工况. 进一步细致研究了不同颗粒质量分数条件下的声速差异, 并对其产生的原因进行了分析, 同时揭示了颗粒相压力建模参数对气粒两相流场声速计算的影响规律与物理机制.

2 声速的计算建模及公式推导

2.1 基本假设与关键物理量表征

对于和外界没有热量交换的气粒两相平衡流动, 流场热力学状态变化是等熵的^[18], 这种情况下讨论两相混合物的等熵声速. 进一步做如下基本假定: 气相遵循多方气体状态方程^[19]; 颗粒相由钢性颗粒组成, 比热为常数; 颗粒均匀分布于初始流场; 无相变, 无化学反应; 考虑颗粒相占据空间体积, 考虑颗粒间相互作用产生的压力效应, 不考虑颗粒布朗运动对两相混合物压强的贡献^[18].

基于上述基本假定, 可以推导表征气粒两相混合物的关键物理量. 混合物密度为 $\rho = (1 - \phi)\rho_{\text{mg}} + \phi\rho_{\text{mp}}$, 其中 ϕ 为颗粒相体积分数, ρ_{mg} 为气相物质密度, ρ_{mp} 为颗粒相物质密度; 混合物的比内能 $e = (1 - \varepsilon_{\text{m}})e_{\text{g}} + \varepsilon_{\text{m}}e_{\text{p}}$, 其中 ε_{m} 为颗粒相质量分数, 气相比内能 $e_{\text{g}} = c_{\text{vg}}T$, c_{vg} 为气相定容比热, T 为两相温度, 颗粒相比内能 $e_{\text{p}} = c_{\text{vp}}T$, c_{vp} 为颗粒相定容比热; 混合物压力 $p = p_{\text{g}} + p_{\text{p}}$, 其中 p_{g} 为气相压力, 由气相状态方程计算, p_{p} 为颗粒相压力, 采用如下唯象计算公式^[20]:

$$p_{\text{p}}(\phi) = p_{\text{s}} \frac{\phi^{\beta}}{\max[\phi_{\text{cp}} - \phi, \varepsilon(1 - \phi)]}, \quad (1)$$

其中 p_{s} 为压力量纲, 这里取 $p_{\text{s}} = p_{\text{g}}$, ϕ_{cp} 为密实填充时的颗粒相体积分数, β 为常数, 推荐 $2 \leq \beta \leq 5$, ε 为避免接近密实填充时出现奇性常数, 这里取 $\varepsilon = 10^{-7}$. 记

$$f(\phi) = \begin{cases} \frac{\phi^{\beta}}{\phi_{\text{cp}} - \phi}, & \text{if } \phi_{\text{cp}} - \phi \geq \varepsilon(1 - \phi) \\ \frac{\phi^{\beta}}{\varepsilon(1 - \phi)}, & \text{if } \phi_{\text{cp}} - \phi < \varepsilon(1 - \phi) \end{cases}, \quad (2)$$

则 $p_{\text{p}}(\phi) = p_{\text{g}}f(\phi)$. 由

$$f'(\phi) = f(\phi) \left(\frac{\beta}{\phi} + a \frac{f(\phi)}{\phi^{\beta}} \right) > 0,$$

其中

$$a = \begin{cases} 1, & \text{if } \phi_{\text{cp}} - \phi \geq \varepsilon(1 - \phi) \\ \varepsilon, & \text{if } \phi_{\text{cp}} - \phi < \varepsilon(1 - \phi) \end{cases},$$

可以看到 $f(\phi)$ 为 ϕ 的单调递增函数, 即颗粒相体积分数越大, 颗粒相压力越大.

2.2 等熵声速计算公式

我们将首先给出气粒两相平衡流场状态方程形式, 基于状态方程, 由等熵声速基本定义 $C_{\text{S}} = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_{\text{S}}}$ 来推导具体计算公式.

气相遵循多方气体状态方程: $p_{\text{g}} = (\gamma_{\text{g}} - 1)\rho_{\text{mg}}e_{\text{g}}$, 其中 γ_{g} 为气相比热比, 则混合物压力为

$$p = (\gamma_{\text{g}} - 1)\rho_{\text{mg}}e_{\text{g}}(1 + f(\phi)). \quad (3)$$

因为混合物比内能

$$e = (1 - \varepsilon_{\text{m}})c_{\text{vg}}T + \varepsilon_{\text{m}}c_{\text{vp}}T = c_{\text{v}}T, \quad (4)$$

其中混合物定容比热 $c_{\text{v}} = (1 - \varepsilon_{\text{m}})c_{\text{vg}} + \varepsilon_{\text{m}}c_{\text{vp}}$, 从而

$$e_{\text{g}} = \frac{1 - \varepsilon_{\text{m}} \frac{c_{\text{vp}}}{c_{\text{v}}}}{1 - \varepsilon_{\text{m}}} e.$$

将 $\rho_{\text{mg}} = \rho \frac{1 - \varepsilon_{\text{m}}}{1 - \phi}$ 及 e_{g} 表达式代入 (3) 式, 可得

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad (5)$$

其中

$$\gamma = 1 + (\gamma_{\text{g}} - 1)(1 + f(\phi)) \frac{1 - \varepsilon_{\text{m}}}{1 - \phi} \times \frac{1}{(1 - \varepsilon_{\text{m}}) + \varepsilon_{\text{m}}\delta\gamma_{\text{g}}}, \quad (6)$$

(6) 式中 $\delta = c_{\text{vp}}/c_{\text{pg}}$, c_{pg} 为气相定压比热.

可以看到, 气粒两相混合物状态方程 (5) 与多方气体状态方程形式上完全一致. 不同的是, 这里混合物比热比 γ 不一定为常数, 其与流动状态 ϕ , ε_{m} 以及颗粒间相互作用 $f(\phi)$ 相关. 由于颗粒均匀分布于初始流场且气粒两相等速, 所以 ε_{m} 为常数. 又由于颗粒相体积分数 $\phi = \frac{\varepsilon_{\text{m}}}{\rho_{\text{mp}}}\rho$, 钢性颗粒 ρ_{mp} 为常数, 因此体积分数 ϕ 线性正比于混合物密度 ρ , 从而 $\gamma = \gamma(\phi(\rho)) = \gamma(\rho)$, 即气粒两相平衡流场遵循 $p(\rho, e)$ 形式状态方程.

对于纯气体流场 $\phi = 0$, $\varepsilon_{\text{m}} = 0$, $f(\phi) = 0$, 则 $\gamma = \gamma_{\text{g}}$, 即推导得到的混合物比热比 γ 的计算 (6)

式自然退化为纯气体比热比. 对于稀疏气粒两相流, 由于 $1 - \phi \approx 1$, $f(\phi) \approx 0$, 因此

$$\gamma \approx \gamma_g \frac{1 + \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \delta}{1 + \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \delta \gamma_g},$$

即 (6) 式直接退化为稀疏气粒两相流的比热比 [18].

下面推导混合物等熵声速平方的计算公式, 由定义 $C_S^2 = (\partial p / \partial \rho)_S$. 对混合物状态方程 $p = p(\rho, e)$ 做全微分

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_e d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial e} \right)_\rho de,$$

则有

$$C_S^2 = \frac{p}{\rho} + \frac{p}{\gamma - 1} \frac{\partial \gamma}{\partial \rho} + (\gamma - 1) \rho \left(\frac{\partial e}{\partial \rho} \right)_S.$$

利用 (6) 式得

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \rho} = \frac{\varepsilon_m}{\rho_{mp}} (\gamma - 1) \left[\frac{1}{1 - \phi} + \frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)} \right].$$

由热力学第一定律

$$TdS = de + p d\tau = de - \frac{p}{\rho^2} d\rho, \left(\tau = \frac{1}{\rho} \right),$$

从而 $(\partial e / \partial \rho)_S = p / \rho^2$. 综上整理可得

$$C_S^2 = \frac{p}{\rho} \left[\frac{1}{1 - \phi} + \phi \frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)} + (\gamma - 1) \right]. \quad (7)$$

从 (7) 式可以看到, 对于稠密气粒两相流, 等熵声速平方计算公式不再具有 $c^2 = \frac{\gamma p}{\rho}$ 的简单形式.

对于纯气体情况, $\phi = 0$, $\varepsilon_m = 0$, $f(\phi) = 0$, $f'(\phi) = 0$, $\gamma = \gamma_g$, $p = p_g$, $\rho = \rho_{mg}$, 从而由 (7) 式计算得到 $C_S^2 = \gamma_g p_g / \rho_{mg}$, 即与已有公式一致; 对于稀疏气粒两相流情形, 由于 $1 - \phi \approx 1$, $f(\phi) \approx 0$,

$$f'(\phi) \approx 0, \gamma \approx \gamma_g \frac{1 + \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \delta}{1 + \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \delta \gamma_g}, p \approx p_g = \rho_{mg} R_g T,$$

其中 R_g 为气体常数, 所以 $C_S^2 \approx \gamma(1 - \varepsilon_m) R_g T$, 与文献 [18] 中计算公式一致. 故我们推导给出的气粒两相混合物比热比计算 (6) 式与等熵声速平方计算 (7) 式, 均包含文献中已有的相应计算公式为其特例. 一方面说明我们得到的新公式应用范围更广, 另一方面在一定程度上验证了本文声速计算建模的正确性.

3 气粒两相流等熵声速物理规律分析

本文主要研究气体与金属颗粒构成的混合体系. 气相材料取为氢气, 初始压力设置为 0.01 GPa, 初始温度设置为 300 K, 初始密度 $\rho_{mg0} = 1.6 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^3$, 定压比热 $c_{pg} = 5.193 \text{ J/g}\cdot\text{K}$, 比热比 $\gamma_g = 1.66$. 颗粒相材料取为铅, 密度 $\rho_{mp} = 11.4 \text{ g/cm}^3$, 定容比热 $c_{vp} = 0.128 \text{ J/g}\cdot\text{K}$.

构造气粒混合物时, 考虑颗粒占据空间体积效应, 即加入颗粒后气体物质密度为 $\rho_{mg} = \rho_{mg0} / (1 - \phi)$, 故由关系式

$$\frac{\phi}{1 - \phi} = \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \frac{\rho_{mg}}{\rho_{mp}},$$

得 $\phi = \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \frac{\rho_{mg0}}{\rho_{mp}}$. 颗粒相体积分分数 ϕ 与颗粒相质量分数 ε_m 的关系如图 1 所示. 从图中可以看到, 由于气体、金属颗粒物质密度差异较大, 密度比为 10^{-3} 量级, 因此在颗粒相质量分数 $[0, 0.9862]$ 宽广的范围内, 曲线变化平缓, 颗粒相体积分分数均在 10% 以下. 之后曲线斜率急剧上升, 当颗粒相质量分数在 99.72% 以上时, 颗粒相体积分分数将大于 50%. 本文划分三个典型的质量分数区间, 分别为 $[0, 0.9862]$, $[0.9862, 0.9972]$, $[0.9972, 0.998]$, 相对应的体积分分数区间为 $[0, 0.1]$, $[0.1, 0.5]$, $[0.5, 0.7]$, 涵盖了稀疏到稠密的气粒两相流工况.

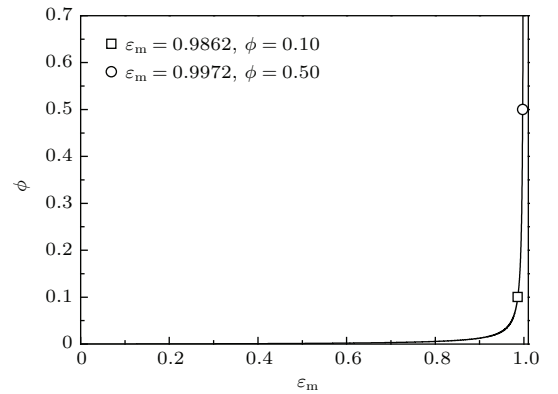


图 1 颗粒相体积分分数与质量分数的关系

Fig. 1. Relationship between the volume fraction and the mass fraction of particle phase.

我们对不同颗粒相质量分数区间下的气粒两相流等熵声速变化的物理规律以及唯象建模参数对结果的影响机理进行了研究. 图 2 给出了颗粒质量分数 $[0, 0.9862]$ 范围内的声速计算结果. 可以看到, 随着颗粒质量分数的增加, 声速单调减小, 由纯

气体声速 1000 m/s 量级下降到 100 m/s 量级. 理论计算结果与普朗特的定性分析结果吻合^[16], 即颗粒相体积分数较低时, 气粒两相流具有接近气体的可压缩性, 而金属颗粒的存在致使混合物的密度比气体密度大得多, 声速必将减少. 由于此阶段颗粒体积分数较小, 在 10% 以下, 颗粒间相互作用较弱, 颗粒相压力建模参数影响较小, 因此不同建模参数下的结果接近, 最大相对差异在 3% 以内.

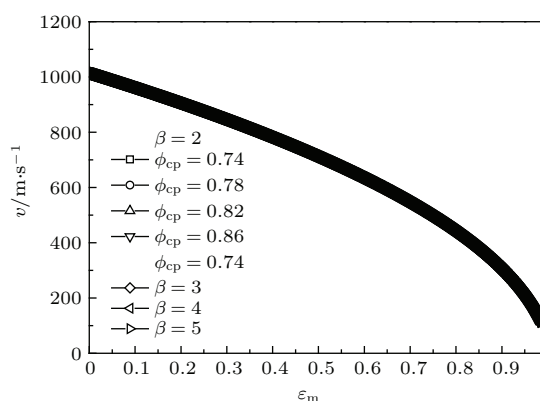


图2 颗粒质量分数 [0, 0.9862] 范围等熵声速变化规律
Fig. 2. The change of isentropic sonic speed in the range of particle mass fraction [0, 0.9862].

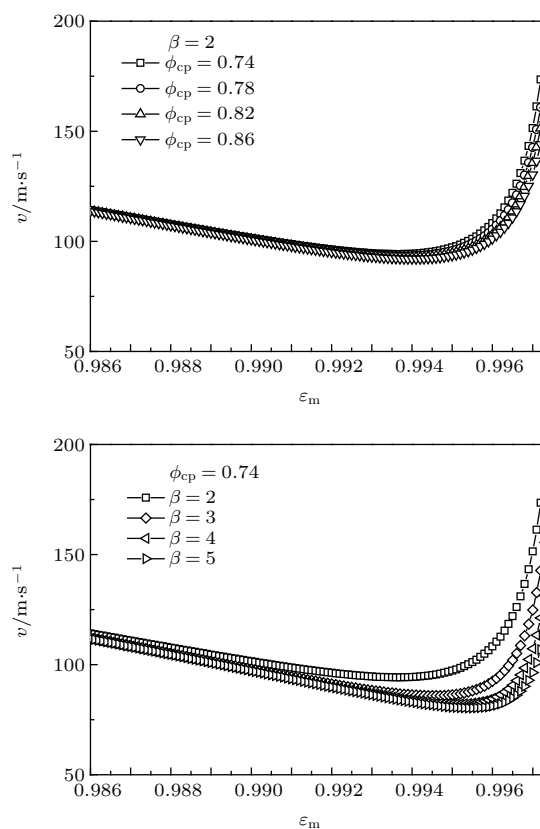


图3 颗粒质量分数 [0.9862, 0.9972] 范围等熵声速变化规律
Fig. 3. The change of isentropic sonic speed in the range of particle mass fraction [0.9862, 0.9972].

图3给出了颗粒质量分数 [0.9862, 0.9972] 范围内的声速计算结果. 不同建模参数的结果均显示, 此质量分数区间内声速变化规律不同于稀疏气粒两相流范畴的声速变化规律. 随着颗粒质量分数的增加, 声速不再具有单调减小的性质, 而是先减小后增加. 随着流场逐渐进入稠密气粒两相流范畴, 建模参数的影响显现. 由于此颗粒质量分数区间内, 颗粒体积分数远离密实填充时的颗粒体积分数, 因此建模参数 ϕ_{cp} 的影响较小, 而建模参数 β 的影响较大. 图3中上图结果表明, 固定 $\beta = 2$, ϕ_{cp} 引起的最大相对差异在 20% 以内, 下图结果表明, 固定 $\phi_{cp} = 0.74$, β 导致的相对差异可达 64%.

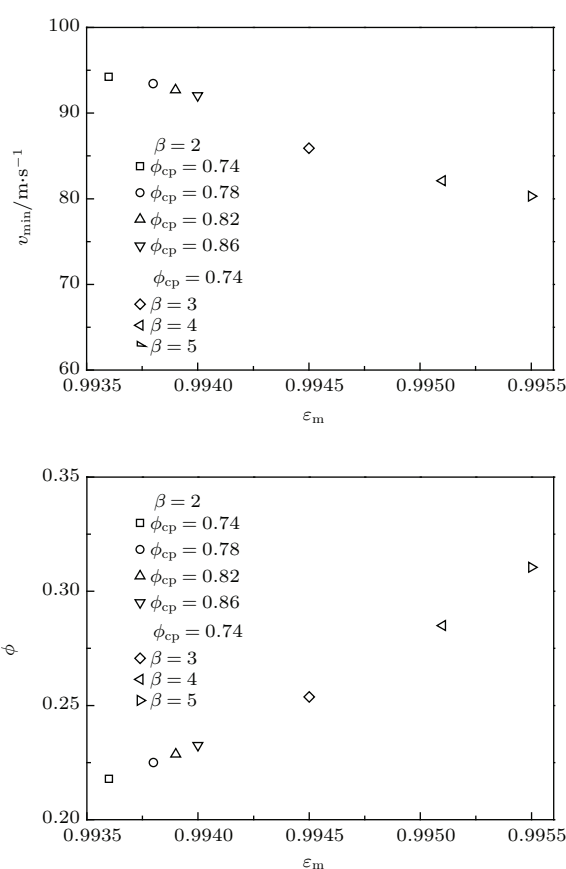


图4 不同参数下的声速最小值及其对应的体积分数
Fig. 4. The minimum sonic speed and the corresponding volume fraction with different parameters.

进一步, 由图3结果我们给出不同参数下的声速最小值及其对应的质量分数和体积分数, 如图4所示. 计算结果表明, 随着 ϕ_{cp} 及 β 的增加, 最小声速点对应的质量分数和体积分数增加, 而最小声速点值减小. 理论建模参数 ϕ_{cp} 对声速最小值及其对应的质量分数、体积分数的影响较小, β 的影响较大. 本文参数范围内, ϕ_{cp} 的增加使声速最

小值的相对变化小于3%, 质量分数相对变化小于0.04%, 体积分数相对变化小于7%; β 的增加使声速最小值的相对变化小于17%, 质量分数相对变化小于0.2%, 体积分数相对变化小于43%. 总的来说, 在所考虑的参数变化范围内, 声速最小值为100 m/s量级, 远小于气体1000 m/s量级, 所以对于体积分数在22%—31%的气粒两相流很容易达到超声速条件.

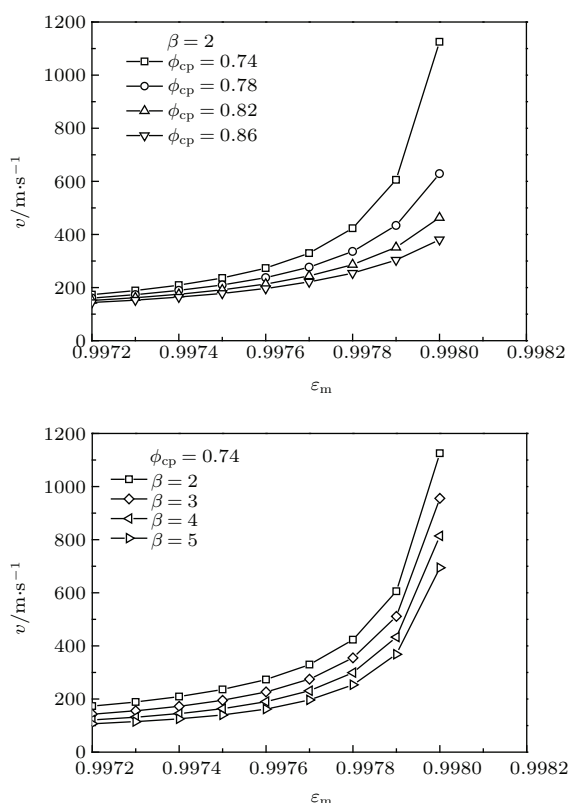


图5 颗粒质量分数 [0.9972, 0.998] 范围等熵声速变化规律

Fig. 5. The change of isentropic sonic speed in the range of particle mass fraction [0.9972, 0.998].

颗粒质量分数在 [0.9972, 0.998] 范围内的声速计算结果及变化规律, 见图5. 此时, 完全属于稠密气粒两相流范畴, 颗粒间相互作用增强且随着质量分数增加逐渐起主导作用, 气粒两相混合物的声速必然向颗粒材料声速趋近, 呈现单调递增的曲线特征. 此时建模参数将产生较大的影响, 引起的差异逐渐从倍数到量级. 当颗粒体积分数接近密实填充时的体积分数时, 建模参数 ϕ_{cp} 的影响将大于 β 的影响. 可以看到, β 固定时, 声速随 ϕ_{cp} 的增加而减小, ϕ_{cp} 固定时, 声速随 β 的增加而减小, 即稠密情形下声速为参数 β 和 ϕ_{cp} 的递减函数. 在接近密实填充时, 建模参数引起的差异最

大: $\beta = 2$ 时, $\phi_{cp} = 0.74$ 较 $\phi_{cp} = 0.86$ 的声速大 746 m/s; $\phi_{cp} = 0.74$ 时, $\beta = 2$ 较 $\beta = 5$ 的声速大 430 m/s.

下面我们将通过对颗粒相压力理论建模参数的物理分析, 揭示其对等熵声速物理规律的影响机理. 为了便于讨论, 将 (4) 和 (5) 式代入 (7) 式后开平方, 得到如下形式的等熵声速计算公式:

$$C_S = \sqrt{(\gamma - 1) \left[\frac{1}{1 - \phi} + \phi \frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)} + (\gamma - 1) \right] c_v T.} \quad (8)$$

对于确定的气粒混合状态, 即混合温度 T 、气体及颗粒材料物性参数确定. 当质量分数 ε_m 固定后, 由于体积分数 ϕ 、混合物定容比热 c_v 与颗粒相压力建模参数无关, 所以也为固定值. 因此从 (8) 式可以看到, 建模参数对声速值的影响体现在对 $\frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)}$ 及混合物比热比 γ 上. 对于颗粒密实填充时的体积分数 ϕ_{cp} , 实验上相对比较容易测得. 记 V 为气体和密实颗粒占据的空间体积和, M_p 为体积 V 内的颗粒总质量, 则可计算求得 $\phi_{cp} = \frac{M_p}{V \rho_{mp}}$. 因此, 这里仅讨论建模参数 β 对声速的影响机理. 选取 β 作用最大的工况, 即固定颗粒质量分数 $\varepsilon_m = 0.998$, 此时颗粒体积分数 $\phi = 0.7$. 对于确定的 ϕ_{cp} , β 对 $\frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)}$ 及 γ 的影响分别如图6和图7所示. 从图6中的结果可以看到, 对于固定的 ϕ_{cp} , β 对 $\frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)}$ 几乎无影响, 不同参数值引起的相对差异在5%以内. 另外, 随着 ϕ_{cp} 的增加, $\frac{f'(\phi)}{1 + f(\phi)}$ 将减小. 图7中给出了 γ 的变化规律, 图中结果显示, β 对 γ 影响较大. 对于固定的 ϕ_{cp} , 随着 β 的增加, γ 逐渐减小, 最大相对误差可达55%. 同样, 对于固定的 β , 随着 ϕ_{cp} 的增加, γ 逐渐减小. 上述结果结合 (8) 式, 解释了图5中声速随着 ϕ_{cp} , β 的增加而减小的原因.

综合比较图6和图7结果可以发现, 建模参数 β 对声速的影响主要体现在对混合物比热比 γ 的影响上. 人们对参数 β 的认识多为颗粒相压力建模固有参数, 在实际工程应用中, 由标定实验确定 β 的具体取值 [21, 22]. 本文研究结果提示, 可以从平衡悬浮体的热力学性质的角度来理解其物理含义. 由于一般情况下, 气体材料 $\gamma < 2$, 凝聚介质材料 $\gamma > 2$ [19], 因此接近密实填充时, 如图7中

$\phi_{cp} = 0.74$ 的结果所示, β 的取值反映了气粒两相混合物的物性是更接近气体材料物性, 还是更接近颗粒材料物性, 这样在声速计算上就会产生比较大的差异. 而在远离密实填充情况下, 如图 7 中 $\phi_{cp} = 0.86$ 的结果所示, β 的取值一定程度上决定了气粒两相混合物的物性是更接近单原子气体氮气的物性, 还是更接近“多原子气体”的物性. 理论上获得的这一新的认识, 有助于理解气粒两相混合物的物性性质, 可以为建模参数确定提供参考, 非常值得后续进一步开展深入研究.

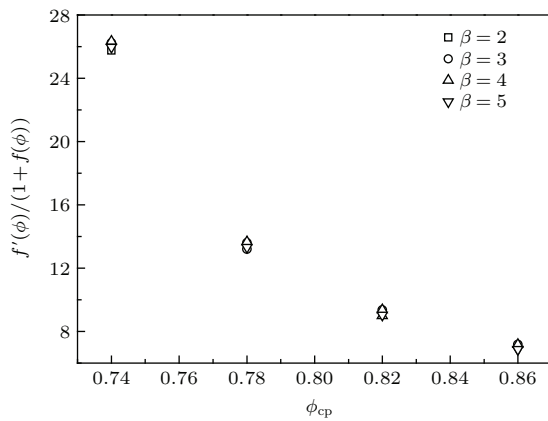


图 6 建模参数 β 对 $\frac{f'(\phi)}{1+f(\phi)}$ 的影响

Fig. 6. The influence of parameter β on $\frac{f'(\phi)}{1+f(\phi)}$.

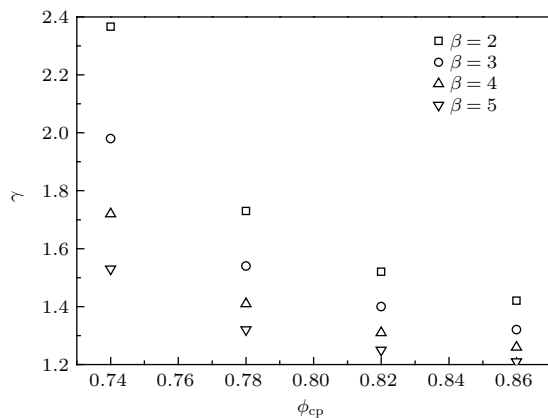


图 7 建模参数 β 对 γ 的影响

Fig. 7. The influence of parameter β on γ .

4 结 论

本文针对稠密可压缩气粒两相流动, 开展等熵声速计算建模, 并进一步研究了不同颗粒质量分数条件下声速变化的物理规律以及建模参数对声速的影响机理. 得到的主要结论如下: 1) 综合考虑颗粒相所占空间体积以及颗粒间的相互作用, 建立了

新的等熵声速计算公式; 2) 理论计算结果显示, 声速变化的总体物理规律是随着颗粒质量分数的增加先减小而后增加, 气粒两相流动的等熵声速在很大范围内远小于气体声速, 因此很容易达到超声速条件; 3) 颗粒体积分数在 10% 以下时, 声速随着颗粒质量分数的增加而单调递减, 此阶段颗粒相压力建模参数影响可忽略, 因此基本可认为流动属于稀疏气粒两相流动范畴; 颗粒体积分数在 10% 以上时, 声速随着颗粒质量分数的增加呈现先减小而后增加的特征, 此阶段颗粒相压力建模参数将产生较大影响, 流动逐渐进入稠密气粒两相流动范畴; 4) 在颗粒密实填充体积分数固定的情况下, 建模参数主要影响气粒混合物的比热比; 进一步的物理分析发现, 颗粒相压力建模参数在一定程度上反映了气粒两相混合物的物性特征.

参考文献

- [1] Liu D Y 1990 *Chin. J. Theoret. Appl. Mech.* **22** 660 (in Chinese) [刘大有 1990 力学学报 **22** 660]
- [2] Hu M B, Dang S C, Ma Q, Xia W D 2015 *Chin. Phys. B* **24** 074502
- [3] Nichita D V, Khalid P, Broseta D 2010 *Fluid Phase Equilib.* **291** 95
- [4] Liu X Z, Wang Y X, Zhu S G, Li G H 2007 *J. Engineer. Thermophys.* **28** 201 (in Chinese) [刘心志, 王益祥, 朱曙光, 李光辉 2007 工程热物理学报 **28** 201]
- [5] Holloway W, Sundaresan S 2014 *Chem. Eng. Sci.* **108** 67
- [6] Valverde J M 2013 *Soft Matter* **9** 8792
- [7] Liu B, Fang D Y, Xia Z X, Wang L 2013 *J. Propuls. Technol.* **34** 8 (in Chinese) [刘冰, 方丁酉, 夏智勋, 王林 2013 推进技术 **34** 8]
- [8] Saito T 2002 *J. Comput. Phys.* **176** 129
- [9] Liu L, Wang Y S, Zhou F D 1999 *Chin. J. Appl. Mechan.* **16** 22 (in Chinese) [刘磊, 王跃社, 周芳德 1999 应用力学学报 **16** 22]
- [10] Wang P, Sun H Q, Shao J L, Qin C S, Li X Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 234703 (in Chinese) [王裴, 孙海权, 邵建立, 秦承森, 李欣竹 2012 物理学报 **61** 234703]
- [11] Nguyen D L, Winter E R F, Greirer M 1981 *Int. J. Multiphas. Flow* **7** 311
- [12] Zhao J F, Li W 1999 *J. Basic Sci. Engineer.* **7** 321 (in Chinese) [赵建福, 李伟 1999 应用基础与工程科学学报 **7** 321]
- [13] Zeng D L, Zhao L J, Xiao Y 2001 *Proceedings of The International Conference on Energy Conversion and Application* Wuhan, China **200** 65
- [14] Huang F, Bai B F, Guo L J 2004 *Prog. Nat. Sci.* **14** 344
- [15] Chaudhuri A, Osterhoudt C F, Sinha D N 2012 *ASME J. Fluid. Eng.* **134** 101301

- [16] Zhao L J, Li B, Gao H, Li D S, Yuan Y X, Zeng D L 2007 *J. Engineer. Thermophys.* **28** 388 (in Chinese) [赵良举, 李斌, 高虹, 李德胜, 袁悦祥, 曾丹苓 2007 工程热物理学报 **28** 388]
- [17] Temkin S 1992 *Phys. Fluid A* **4** 2399
- [18] Fang D Y 1988 *Two-phase Fluid Dynamics* (Changsha: National University of Defense Technology Press) p14–22 (in Chinese) [方丁酉 1988 两相流动力学 (长沙: 国防科技大学出版社) 第 14—22 页]
- [19] Li W X 2003 *One-Dimensional Nonsteady Flow and Shock Waves* (Beijing: National Defence of Industry Press) pp40–49, 206 (in Chinese) [李维新 2003 一维不定常流与冲击波 (北京: 国防工业出版社) 第 40—49, 206 页]
- [20] Snider D M 2001 *J. Comput. Phys.* **170** 523
- [21] Harris S E, Crighton D G 1994 *J. Fluid Mech.* **266** 243
- [22] Auzerais F M, Jackson R, Russel W B 1988 *J. Fluid Mech.* **195** 437

On modeling and physical laws of isentropic speed of sound in dense gas-particle two-phase compressible flows*

Chen Da-Wei¹⁾²⁾ Wang Pei¹⁾ Yu Xi-Jun^{1)†} Sun Hai-Quan¹⁾ Ma Dong-Jun¹⁾

1) (National Key Laboratory of Computational Physics, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

2) (Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

(Received 7 December 2015; revised manuscript received 7 January 2016)

Abstract

Study of isentropic sound speed of two-phase or multiphase flow has theoretical significance and wide application background. As is well known, the speed of sound in fluid containing particles in suspension differs from that in the pure fluid. In the particular case of bubbly liquids (gas liquid two-phase flow), the researches find that the differences can be drastic. Up to now, the isentropic speed of sound in the flow field with a small volume fraction of bubbles (less than 1%), has been investigated fully both experimentally and theoretically. In this paper, we consider another situation, as the case with solid particles in gas, which is the so-called gas particle two-phase flow. Although many results have been obtained in gas liquid two-phase flow, there is still a lot of basic work to do due to the large differences in the flow structure and flow pattern between gas particle two-phase flow and gas liquid two-phase flow. Treating the gas particle suspension as the relaxed equilibrium, thermodynamic arguments are used to obtain the isentropic speed of sound. Unlike the existing work, we are dedicated to developing the computational model under dense condition. The space volume occupied by particle phase and the interaction between particles are overall considered, then a new formula of isentropic sound speed is derived. The new formula includes formulae of the pure gas flow and the already existing dilute gas particle two-phase flow as a special case. On the one hand, the correctness of our formula is verified. On the other hand, the new formula is more general. The variations of sound speed with different mass fractions of particle phase are analyzed. The theoretical calculation results show that the overall physical law of sound speed change is that with the increase of the particle mass fraction, the sound speed first decreases and then increases. The velocity of sound propagation in gas particle two-phase flow is far smaller than in pure gas in a wide range, so it is easy to reach the supersonic condition. When the particle volume fraction is below 10%, the result is consistent with Prandtl theoretical analysis. In this range, the influences of the particle phase pressure modeling parameters can be neglected. When the particle volume fraction is more than 10%, the particle phase pressure modeling parameters produce influences. Furthermore the corresponding physical principles and the mechanisms are discussed and revealed. The new formula and physical understandings obtained in this paper will provide a theoretical support for the researches of dense gas particle two-phase compressible flow and related engineering applications.

Keywords: dense gas particle two-phase flow, compressible fluid, isentropic speed of sound, computational modeling

PACS: 47.61.Jd, 47.40.-x, 43.28.Mw, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.65.094702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1530261, 11571002) and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2015B0101021, 2015B0201043).

† Corresponding author. E-mail: yuxj@iapcm.ac.cn