

水平管内气液两相泡状流压力波数学模型 及其数值模拟*

黄 飞 白博峰 郭烈锦**

西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049

摘要 利用整体平均两流体模型, 合理引入虚拟质量力、粘性剪切力和拖曳力引起的界面动量交换等封闭条件, 建立了水平气液两相流动中压力波的数学模型. 根据小扰动原理和线性一阶齐次方程组有解的条件, 得到水平气液泡状流的压力波色散方程. 色散方程的计算结果与前人实验数据显示很好的一致性. 进一步的数值计算, 系统分析了含气率、系统压力、壁面剪切应力、扰动频率和封闭条件中虚拟质量力、拖曳力对压力波传播速度和衰减的影响. 结果表明: 系统压力的降低、含气率的增加以及壁面剪切应力的存在, 都会降低压力波的传播速度, 并使压力波衰减加快; 而扰动频率、虚拟质量力和拖曳力对压力波的影响, 在低频和高频段差异很大.

关键词 压力波 两流体模型 气液泡状流 色散 传播速度 衰减

在气液两相流动中, 压力波扰动是影响气液两相流动不稳定性的重要因素之一, 在火电、核电、石油化工等工业领域均有广泛的应用. 譬如, 核反应堆中的小破口事故和石油运输管道中的压力波动, 都与压力波的传播有关; 利用压力波在气液两相流中传播的特点还可将其作为测量含气率、界面面积和流量的一种方式^[1,2].

流动过程中由于气液两相混合物中气相的压缩性, 以及气液界面的不断变化和两相间及各相与管壁之间的动量交换、能量交换等影响的存在, 使得气液两相流动中压力波的传播问题十分复杂. 前人已采用多种模型对其进行了模化研究, 文献[3~5]分别采用了弹性模型、均质流模型和均匀单相流模型, 这些模型均采用比较理想化的假设, 因此存在很多缺陷, 不能很确切描述气液两相流动中的压力波动. 两流体模型可以避免这方面的不足, Cheng等^[6], Ruggles等^[7]和 Lee等^[8]均是从该模型出发,

利用气液各相及其相间的封闭条件很好地模化了气液两相流动中的压力波动, 但他们在对压力波传播的特点进行分析时, 对压力波的衰减分析不足. 国内也有一些学者对气液两相流动中的压力波进行了分析研究^[9~11], 且大都采用的是两流体模型. 其封闭条件只考虑了虚拟质量力和拖曳力, 忽略了壁面剪切应力、相间的相对速度以及气液相间的压力差等, 因此也存在一定的缺陷. 而且他们在对色散方程分析时, 仅分析了压力波波速的特征, 没有对压力波的衰减特性进行讨论.

总之, 有关气液两相流动中压力波传播的模型有多种, 相对比较完善的还是两流体模型. 但在所有两流体模型模化压力波的工作中, 采用的封闭条件都不够全面, 对色散方程所做分析不够系统. 本文运用比较完善的两流体模型, 考虑了相间的相对运动和压力梯度, 以及各种应力, 并合理引入了虚拟质量力、粘性剪切力和拖曳力引起的界面动量交

2003-05-28 收稿, 2003-07-08 收修改稿

* 国家自然科学基金 (批准号: 50006010) 和国家自然科学基金重大项目 (批准号: 59995462) 资助

** 联系人, E-mail: lj-guo@mail.xjtu.edu.cn

换等封闭条件, 系统研究了水平气液泡状流中各种因素对压力波传播速度与衰减特性的影响.

1 数理模型

1.1 基本方程

对水平管道内的气液泡状流动, 假定相间不存在热量、质量交换和相变现象, 其一维两流体瞬态模型方程为^[12]

质量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_G) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho_G u_G) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_L] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\alpha)\rho_L u_L] = 0. \quad (2)$$

动量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_G u_G) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho_G u_G^2) = -\frac{\partial}{\partial x}(\alpha p_G) + \frac{\partial}{\partial x}[\alpha(\tau_G^{fr} + \tau_G^{Re})] + M_{Gi} - 4\frac{\tau_{GW}}{D}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_L u_L] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\alpha)\rho_L u_L^2] = -\frac{\partial}{\partial x}[(1-\alpha)p_L] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\alpha)(\tau_L^{fr} + \tau_L^{Re})] + M_{Li} - 4\frac{\tau_{LW}}{D}. \quad (4)$$

其中相界面动量源项 M_{Gi} , M_{Li} 分别为

$$M_{Gi} = -M_{Li}^{(nd)} - M_{Li}^{(d)} + (\tau_{Li}^{fr} + \tau_{Li}^{Re})\frac{\partial}{\partial x}(1-\alpha) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\sigma_s) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha p_{Gi}) - \alpha\frac{\partial p_{Li}}{\partial x}, \quad (5)$$

$$M_{Li} = M_{Li}^{(nd)} + M_{Li}^{(d)} + p_{Li}\frac{\partial}{\partial x}(1-\alpha) - (\tau_{Li}^{fr} + \tau_{Li}^{Re})\frac{\partial}{\partial x}(1-\alpha). \quad (6)$$

1.2 封闭条件

流动过程中, 假定气相为理想气体, 则其状态方程为 $\rho_G = p_G / (RT)$. (7)

结构关系式包括对相内部和相间相互作用的模化, 对绝热且无质量交换的流动, 其结构关系式如下:

(1) 应力

因气、液各相内部剪切应力相对于 Reynolds 应力而言很小, 而不同 Reynolds 数下液相的界面剪切应力相对于气液界面间的 Reynolds 应力也很小, 因此本文取

$$\tau_G^{fr} \approx \tau_L^{fr} \approx \tau_{Li}^{fr} \approx 0. \quad (8)$$

在低压气液泡状流动中, 由于 $\rho_G/\rho_L \ll 1$, 其气相 Reynolds 应力相对于压降和界面之间的作用力而言几乎可以忽略不计, 因此也取

$$\tau_G^{Re} \approx 0. \quad (9)$$

液相 Reynolds 应力和液相与气液界面间的 Reynolds 应力则分别由下列关系式表示:

$$\tau_L^{Re} = -c_r \rho_L \frac{\alpha}{1-\alpha} |u_r| u_r, \quad (10)$$

$$\tau_{Li}^{Re} = -c_r \rho_L u_r^2, \quad (11)$$

$$u_r = u_G - u_L, \quad (12)$$

c_r 为系数, 取为 0.2.

$$\text{平均界面应力源为}^{[12]} \sigma_s = -c_i \rho_L u_r^2, \quad (13)$$

c_i 为系数, 取为 0.3.

由于气相是均匀分散在液相之中, 故忽略气相与壁面之间的剪切应力, 而液相与壁面之间的剪切应力为^[13]

$$\tau_{LW} = \frac{1}{2} f_{LW} \rho_L u_L |u_L|, \quad (14)$$

$$f_{LW} = 0.046 \left(\frac{u_L D}{\nu_L} \right)^{-0.2}. \quad (15)$$

(2) 压力

根据瞬态 Bernoulli 方程, Arnold 提出液相压力为¹⁾

1) Arnold G S. Entropy and objectivity as constraints upon constitutive equations for two-fluid modeling of multiphase flow. PH D Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1998

$$p_L = p - c_p \rho_L \alpha u_r^2, \quad (16)$$

式中 p 为系统平均压力, 系数 c_p 取为 1/4.

对于液相界面与液相之间的压力差, Park 等^[12]利用单个气泡的势流解得到

$$p_{Li} - p_L = -c_p \rho_L (1 - \alpha) u_r^2. \quad (17)$$

气液两相流动中, 气液界面处气相比例比较小, 不存在较大的压力梯度, 因此可取

$$p_G - p_{Gi} \approx 0. \quad (18)$$

(3) 界面附加动量源项

压力波传播是一个瞬态过程, Park 利用时间平均和空间平均得到非拖曳力引起的界面动量交换量为:

$$M_{Li}^{(nd)} = c_{vm} \alpha \rho_L \alpha_{vm} - c_{m1} \alpha \rho_L u_r \frac{\partial u_r}{\partial x} - c_{m2} \rho_L u_r^2 \frac{\partial \alpha}{\partial x}, \quad (19)$$

$$\alpha_{vm} = \left(\frac{\partial u_G}{\partial t} + u_G \frac{\partial u_G}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial u_L}{\partial t} + u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} \right), \quad (20)$$

$$c_{vm} = 0.5 \frac{1 + 2\alpha}{1 - \alpha}, \quad (21)$$

式中 c_{m1} 和 c_{m2} 为系数, 均取 0.1.

对于均匀泡状流, 因拖曳力引起的界面动量交换采用 Park 推导的模型^[12]

$$M_{Li}^{(d)} = \frac{3}{8} \frac{c_D}{r} \rho_L \alpha |u_r| u_r, \quad (22)$$

式中 c_D 为拖曳力系数, 文献[14]给出了各种流型下 c_D 的模型, 对气液泡状流可取为

$$c_D = \frac{4}{3} r \sqrt{\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\sigma}} \left\{ \frac{1 + 17.67[f(\alpha)]^{\frac{6}{7}}}{18.67f(\alpha)} \right\}^2, \quad (23)$$

$$f(\alpha) = (1 - \alpha)^{1.5}. \quad (24)$$

2 压力波色散方程的导出

将各封闭条件代入方程(1)~(4), 并利用密度

和压力之间的关系

$$dp_L = \alpha_L^2 dp_L, \quad (25)$$

$$dp_G = \alpha_G^2 dp_G, \quad (26)$$

方程(1)~(4)可改写整理为

$$\begin{aligned} & \rho_G \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\alpha}{\alpha_G^2} \frac{\partial p_G}{\partial t} + \rho_G u_G \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \alpha \frac{u_G}{\alpha_G^2} \cdot \\ & \frac{\partial p_G}{\partial x} + \alpha \rho_G \frac{\partial u_G}{\partial x} = 0, \quad (27) \\ & -\rho_L \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial t} + \frac{(1-\alpha)}{\alpha_L^2} \frac{\partial p_L}{\partial t} - \rho_L u_L \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial x} \\ & + (1-\alpha) \frac{u_L}{\alpha_L^2} \frac{\partial p_L}{\partial x} + (1-\alpha) \rho_L \cdot \frac{\partial u_L}{\partial x} = 0, \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \alpha(\rho_G + c_{vm} \rho_L) \frac{\partial u_G}{\partial t} - c_{vm} \alpha \rho_L \frac{\partial u_L}{\partial t} + \rho_L u_r^2 \cdot \\ & (\alpha c_p - c_r + c_i - c_{m2}) \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \alpha \left[1 - \frac{c_p(1-\alpha)u_r^2}{\alpha_L^2} + \right. \\ & \left. \frac{c_i u_r^2}{\alpha_L^2} \right] \frac{\partial p_L}{\partial x} + \alpha [\rho_G u_G - 2c_p(1-\alpha)\rho_L u_r + \\ & 2c_i \rho_L u_r + c_{vm} \rho_L u_G - c_{m1} \rho_L u_r] \frac{\partial u_G}{\partial x} + \\ & \alpha \rho_L [2c_p(1-\alpha)u_r - 2c_i u_r - c_{vm} u_L + c_{m1} u_r] \cdot \\ & \frac{\partial u_L}{\partial x} = -M_{Li}^{(d)} - 4 \frac{\tau_{Gw}}{D}, \quad (29) \\ & -c_{vm} \alpha \rho_L \frac{\partial u_G}{\partial t} + \rho_L [(1-\alpha) + c_{vm} \epsilon_G] \frac{\partial u_L}{\partial t} + \\ & \rho_L u_r^2 \cdot [-c_p(1-\alpha) + 2c_r + c_{m2}] \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \\ & \left((1-\alpha) + \frac{c_r \alpha u_r^2}{\alpha_L^2} \right) \frac{\partial p_L}{\partial x} + \alpha \rho_L (2c_r u_r - c_{vm} u_G + \\ & c_{m1} u_r) \frac{\partial u_G}{\partial x} + \rho_L \cdot [(1-\alpha)u_L - 2c_r \alpha u_r + \\ & c_{vm} \alpha u_L - c_{m1} \alpha u_r] \frac{\partial u_L}{\partial x} = M_{Li}^{(d)} - 4 \frac{\tau_{Lw}}{D}. \quad (30) \end{aligned}$$

假设在小扰动发生之前, 系统内部气液两相间和液相与壁面间都处于平衡状态. 则小扰动发生后, 对任一变量 $\xi(\alpha, p, u_G, u_L)^T$ 都可将其写成

$$\zeta = \zeta_0 + \delta\zeta \cdot \exp[i(\omega t - kx)], \quad (31)$$

这里 k 为波数, ω 为扰动频率, 且 $\delta\zeta \ll \zeta_0$. 对 (27)~(30) 式进行线性化处理, 同时忽略二阶小

$$\begin{vmatrix} \left(\rho_G + c_p \rho_L \frac{u_r^2}{a_G^2} \right) \omega & \frac{\alpha}{a_G} [1 - c_p(1 - \alpha)] \frac{u_r^2}{a_L} \omega & - [\alpha \rho_G k + 2c_p \alpha(1 - \alpha) \rho_L \frac{u_r}{a_G^2} \omega] & 2c_p \alpha(1 - \alpha) \rho_L \frac{u_r}{a_G^2} \omega \\ - \rho_L \omega & \frac{1 - \alpha}{a_L^2} \omega & 0 & - k(1 - \alpha) \rho_L \\ \rho_L u_r^2 k (-\alpha c_p + c_r - c_i + c_{m2}) - \alpha k \left[1 - (1 - \alpha) \frac{c_p u_r^2}{a_L^2} + c_i \frac{u_r^2}{a_L^2} \right] & E & F & \\ \rho_L u_r^2 k [(1 - \alpha) c_p - 2c_r - c_{m2}] - k \left(1 - \alpha + c_r \alpha \frac{u_r^2}{a_L^2} \right) & F & H & \end{vmatrix} = 0, \quad (32)$$

其中

$$E = \alpha(\rho_G + c_{vm} \rho_L) \omega - i \left(\frac{3}{4} \frac{c_D}{\gamma} \rho_L \alpha u_r + \frac{4}{D} f_{GW} \rho_G u_G \right), \quad (33)$$

$$F = -c_{vm} \alpha \rho_L \omega + i \frac{3}{4} \frac{c_D}{r} \rho_L \alpha u_r, \quad (34)$$

$$H = \rho_L [(1 - \alpha) + c_{vm} \alpha] \omega - i \left(\frac{3}{4} \frac{c_D}{r} \rho_L \alpha u_r + \frac{4}{D} f_{LW} \rho_L u_L \right), \quad (35)$$

该扩散方程是一个关于波数 k 的复系数一元四次方程, 通过求解可得 4 个复系数根, 其中两个根所确定的压力波的波长随着频率的增加变得太短而不能满足将两流体中各流体当作连续相的条件, 故省略. 剩下两个根中, 一个根的实部为正数, 表示压力波沿下游方向传播; 另一根的实部为负数, 表示压力波沿上游的方向传播. 根据这两个根, 我们可求得压力波的波速和衰减系数分别为^[7]

$$c = \frac{\left| \left[\frac{\omega}{R(k)} \right]^+ - \left[\frac{\omega}{R(k)} \right]^- \right|}{2}, \quad (36)$$

$$\eta = \frac{|\operatorname{Im}(k)^+ - \operatorname{Im}(k)^-|}{2}, \quad (37)$$

其中 $R(k)$, $\operatorname{Im}(k)$ 分别表示波数 k 的实部和虚部.

图 1 示出了运用本文模型计算所得的系统压力分别为 0.176 和 0.457 MPa 时气液泡状流压力波的传播速度与 Henry 等^[15] 试验结果的比较. 显然, 两

量, 我们可得关于 $(\delta\alpha, \delta\rho, \delta u_G, \delta u_L)^T$ 的一阶线性齐次方程组. 由一阶线性齐次方程组有解的条件 $\det(A) = 0$ 可得到关于水平管内气液泡状流的色散方程如下:

者符合很好, 表明本文所提数学模型是合理的.

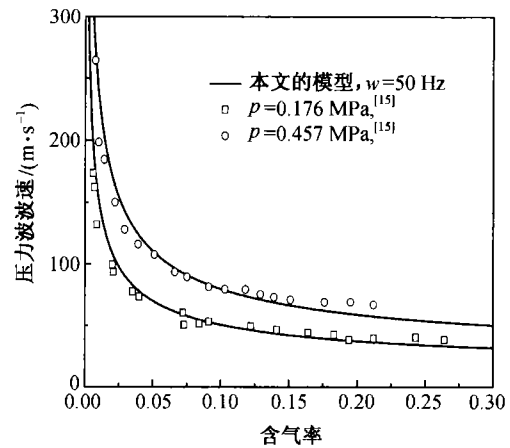


图 1 本文模型计算的压力波波速和 Henry 等^[15] 实验结果的比较

3 数值计算结果与影响因素的分析讨论

图 2~6 是计算工况在 $r = 2$ mm, 相间滑移速度 $u_r = 0.5$ m/s, 管道内径 $D = 0.04$ m 下压力波传播规律的计算结果.

图 2 示出了系统压力对气液泡状流中压力波传播影响的计算结果. 可以看出, 当系统压力比较低时, 压力波的波速增加很快, 其衰减系数的减小非常迅速, 随着系统压力的增加, 压力波波速的增加逐渐变缓, 衰减则随着含气率的不同而趋于不同的极值. 由气体状态方程 $\rho_G = p_G / (R \cdot T)$ 可知, 在温度恒定的情况下随着压力的增加, 气相的密度增大, 提高了气液两相的不可压缩性, 使压力波传播

加快, 衰减系数减小, 当压力很高时, 这时气相的压缩性就变得很小, 所以波速和衰减系数变化就不是很明显.

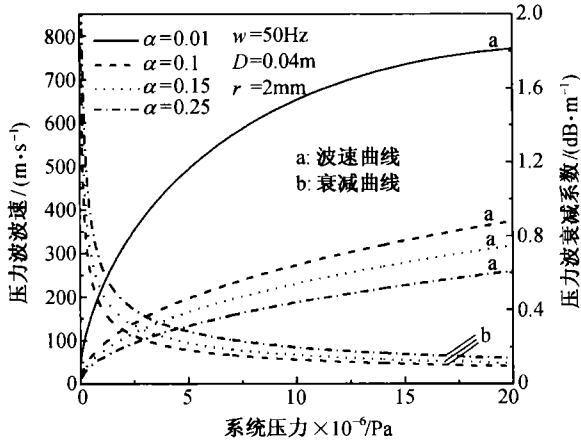


图2 系统压力对气液泡状流中压力波传播的影响

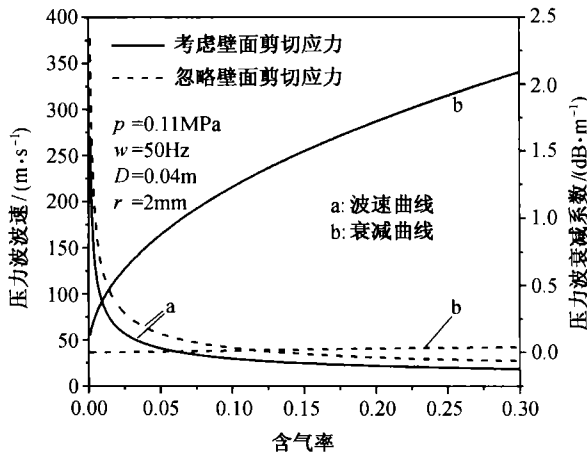


图3 壁面剪切应力对气液泡状流中压力波传播的影响

图3 示出了关于壁面剪切应力对压力波传播影响的计算结果. 从图中可以看出, 壁面剪切应力降低了压力波的传播速度, 且随着含气率的增加, 有、无壁面剪切应力的波速差值几乎趋于一定的值, 常压下约为 10 m/s 左右. 同时壁面剪切应力的存在大大加快了压力波的衰减, 而且随着含气率的增加其衰减系数不断加大. 由该图还可以发现, 在含气率非常小时压力波波速变化很大, 但随着含气率的增加波速变得平缓. 这是因为当在纯水中加入小量气泡时, 混合相的密度变化不大, 而可压缩性则显著增加, 因而声速明显减小; 当含气率再增加

时, 其密度和可压缩性变化都比较微小, 故波速变化平缓. 同时, 随着含气率的增加, 压力波的衰减逐渐增大, 这是因为随着含气率的增加, 气液两相可压缩性不断增大, 压力波的能量耗散增加, 从而减缓了压力波的传播, 同时降低了传递的能量.

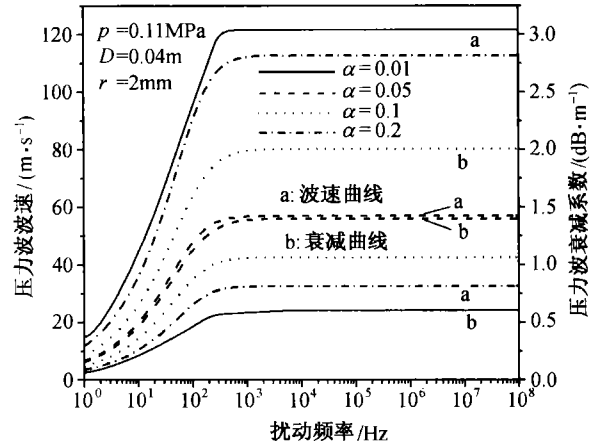


图4 扰动频率对气液泡状流中压力波传播的影响

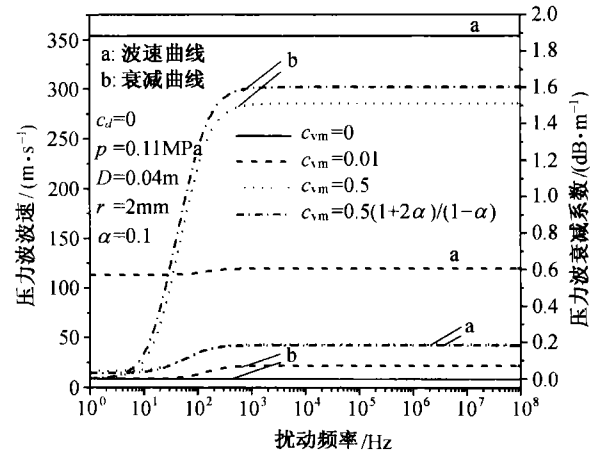


图5 虚拟质量力对气液泡状流中压力波传播的影响

图4 示出了扰动频率对压力波传播的影响. 不同扰动频率的波有不同传播速度的现象就是波的色散. 在低频范围内, 压力波波速和衰减随着扰动频率的增加逐渐加大, 但增加比较平缓; 当扰动频率增加到大约 400 Hz 以上, 压力波波速和衰减却趋于某一恒定的值, 波的色散现象基本不再发生. 这是因为扰动频率较低时, 各相之间能充分地进行动量交换, 压力波的传播速度和衰减系数相对较小, 随着频率的增加, 特别是在高频范围, 各相之间来不

及进行动量交换, 因而波的色散基本不存在.

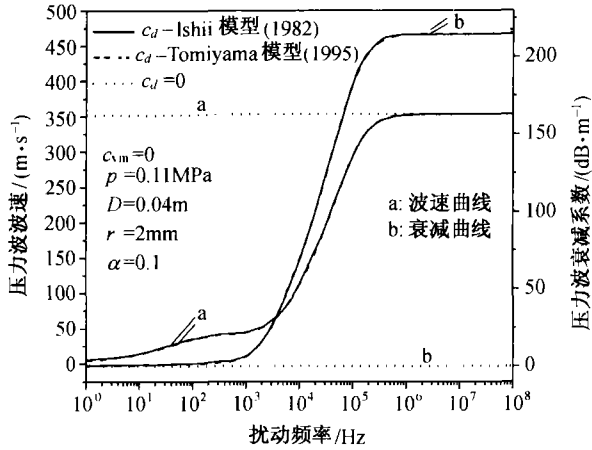


图 6 拖曳力对气液泡状流中压力波传播的影响

从图 5, 6 可以看出, 引起界面动量交换的虚拟质量力和拖曳力对压力波的传播有着一定的影响. 当同时忽略这两个力时, 其声速大致为 350 m/s, 非常接近于纯气相中的声速, 而且几乎不发生衰减. 图 5 表明: 当不考虑拖曳力时, 虚拟质量力降低了压力波的传播速度, 这与 Chung 等^[16]所得到的结论一致, 同时增大了高频范围内压力波

的衰减幅度; 且随着虚拟质量力的增加, 压力波波速陡变时和衰减系数陡变时的频率均向低频方向移动. 而图 6 则说明当忽略虚拟质量力, 仅有拖曳力存在时, 拖曳力降低了低频范围内压力波的传播速度, 并大幅度增加了高频范围内压力波的衰减幅度. 以上结论可解释为虚拟质量力和拖曳力的存在, 加大了气液两相之间的动量交换, 降低了压力波传播的波速, 增加了衰减.

4 结论

利用两流体模型, 合理模化了水平气液泡状流中压力波的传播, 通过数值计算, 研究分析了泡状流下各项因素对压力波传播的影响, 结果表明: 系统压力的降低、含气率的增加以及壁面剪切应力的存在, 都会降低压力波的传播速度, 并使压力波衰减增大; 扰动频率在低频时对波速和衰减的影响很小, 且其变化比较平缓, 但当频率达到 400 Hz 以上时, 波速和衰减都趋于一较高的稳定值; 虚拟质量力和拖曳力均会降低压力波波速, 增大高频范围内压力波的衰减幅度, 而且虚拟质量力还会使压力波波速陡变时和衰减系数陡变时的频率均向低频方向移动.

符号说明

A	系数矩阵	Re	Reynolds 数
α_{vm}	虚拟质量加速度, m/s^2	t	时间, s
c	压力波波速, m/s	T	温度, K
c_{vm}	虚拟质量力系数	u_G, u_L	气、液各相平均速度, m/s
E, F, H	系数	x	水平流动方向, m
f_{Gw}, f_{Lw}	气、液各相与管壁间的剪切应力系数	α	含气率
$M_{Li}^{(d)}$	液相界面拖曳力引起的动量交换, N/m^3	ρ_G, ρ_L	分别为气、液相密度, kg/m^3
$M_{Li}^{(nd)}$	液相界面非拖曳力引起的动量交换, N/m^3	τ_G^r, τ_L^r	气、液各相剪切应力, N/m^2 切应力, N/m^2
p_G, p_L	气、液各相压力, Pa	τ_{Gw}, τ_{Lw}	气液各相与管壁间的剪切应力, N/m^2
p_{Gi}, p_{Li}	气、液各相界面压力, Pa	τ_G^{Re}, τ_L^{Re}	气、液各相 Reynolds 应力, N/m^2
R	气体常数, $J/(kg \cdot K)$	τ_L^r	液相界面剪切应力, N/m^2
τ_{Li}^{Re}	液相界面 Reynolds 应力, N/m^2	ξ	变量
ξ_0	初始量	δ	扰动量
σ	表面张力, N/m	σ_s	平均界面表面应力, N/m^2
η	压力衰减系数, db/m	ν_L	液相运动学粘度, m^2/s

参 考 文 献

- 1 惠瑟姆. 线性与非线性波. 北京: 科学出版社, 1986
- 2 Clayton C, et al. Multiphase Flows with Droplets and Particles. New York: CRC Press, 1998
- 3 Nguyen D L, et al. Sonic velocity in two-phase systems. Int J Multiphase Flow, 1981, 7: 311
- 4 Chuang N M, et al. A model for sound velocity in a two-phase air-water bubbly flow. Nuclear Technology, 1992, 99: 80
- 5 Thuraingham R A. Sound speed in bubbly water at megahertz frequencies. Ultrasonics, 1998, 36: 767
- 6 Cheng L Y, et al. An analysis of wave propagation in bubbly two-component two-phase flow. ASME J Heat Trans, 1985, 107: 402
- 7 Ruggles A E, et al. An investigation of the propagation of pressure perturbations in bubbly air/water flows. ASME J Heat Trans, 1988, 110(5): 494
- 8 Lee S J, et al. Pressure wave speeds from the characteristics of two fluids, two-phase hyperbolic equation system. Int J Multiphase flow, 1998, 24: 855
- 9 刘 磊, 等. 气液两相流压力波传播速度研究. 应用力学学报, 1999, 16(3): 22
- 10 徐进良, 等. 气液两相流中的声速研究. 西安交通大学学报, 1994, 28(5): 73
- 11 赵建福, 等. 气/液两相流动中的声速. 应用基础与工程科学学报, 1999, 7(3): 321
- 12 Park J W, et al. The analysis of void wave propagation in adiabatic monodispersed bubbly two-phase flows using an ensemble-averaged two-fluid model. Int J Multiphase Flow, 1998, 24: 1205
- 13 Wongwised S, et al. Gas-wall shear stress distribution in horizontal stratified two-phase flow. Int Comm Heat Mass Trans, 1999, 26(6): 849
- 14 Ishii M, et al. Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations, Nuclear Engineering and Design, 1984, 82: 107
- 15 Henry R E, et al. Pressure-pulse propagation in two-phase one- and two-component mixtures. ANL-7792, 1971
- 16 Chung M S, et al. Effect of interfacial pressure jump and virtual mass terms on sound wave propagation in the two-phase flow. J Sound and Vibration, 2001, 244(4): 717

有机一维纳米材料合成的研究领域取得重要进展

在国家自然科学基金委员会和中国科学院等的支持下, 中国科学院化学研究所有机固体重点实验室的科研人员用创新性方法, 获得了基于有机 π 体系共轭分子形成的新的纳米尺度的聚集态结构, 并实现了可控生长。该研究成果对于有机固体和新材料领域的基础和应用产生重要影响。论文发表在“J Am Chem Soc” (2003, 125 (36): 1094~1095), 审稿人给予了高度评价, 认为“该文包含了具有十分重要意义的信息, 利用了崭新的技术, 构筑了有机纳米线和棒, 报道了具有开创性的反应方法, 这一获得纳米材料的反应方法可用于现代纳米技术, 是一篇十分重要的论文”。另一审稿人的评价是“这是一个崭新的制备有机纳米材料的方法, 论文对于纳米材料和技术具有十分有意义的贡献”。

具有共轭结构的有机分子, 其 π 电子在分子内是离域的, π 电子云的极化率很高, π 电子云间的相互作用有可能使 π 电子在分子间离域而形成带, 因此具有共轭 π 电子结构的有机分子在导电、超导、磁性、光学性质、光电转换、发光等方面扮演着特殊和关键的角色。近些年对于有机 π 共轭小分子和 π 体系的共轭高聚物有着十分广泛的研究, 然而对于是否可以通过一种特殊的技术使这些小分子产生新的堆积方式形成纳米尺度的管、线和棒等结构几乎没有报道。该实验室利用有机固相反应与气-固生长机理相结合的方法获得了苝纳米棒和蒽纳米线, 并发现了它们具有荧光的维数效应。

中国科学院化学研究所有机固体重点实验室与北京大学人工微结构及介观物理国家重点实验室共同合作采用新的方法制备出这些低维的有机纳米材料在光学性质等方面与它们的体材料比较, 表现出明显的优异特性。这一研究成果将对新材料领域的发展特别是分子电子器件、分子电路等方面研究产生重要的影响。

(供稿: 陈 荣)