

气液两相流噪声数值模拟

张坻, 李孔清*, 王嘉, 洪娜

(湖南科技大学 土木工程学院, 湖南 湘潭 411201)

摘要: 由于气液两相流现象普遍存在, 气液两相流噪声已经成为输流管线中的关键性噪声之一. 本数值模拟将实际模型简化, 抽象出简化物理模型, 对输流管道内的两相流噪声进行研究. 首先, 建立管道三维流场的数学物理模型, 利用 Realizable k-epsilon 湍流模型和 PBM 模型对输流管道中的两相流瞬态流场进行求解; 然后将求解出来的瞬态流场导入到声学软件 Virtual.Lab 进行快速傅里叶变化将时域转换成频域; 最后利用 Virtual.Lab 中的声学有限元 (FEM) 模型求解两相流中的偶极子声源, 得到两相流噪声频谱图, 对输流管道中两相流的产生, 传播和衰减规律进行分析. 结果表明: 由于两相流中的气泡生成发展和两相流湍流产生的压力脉动和速度脉动是两相流噪声产生的根本原因; 在低马赫数下, 偶极子声源是主要的噪声源, 所以笔者只对两相流管道中偶极子声源进行计算.

关键词: 气液两相流; realizable k-epsilon 模型; 偶极子; 噪声

中图分类号: TB535⁺.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 1672-9102(2017)01-0071-08

Numerical Simulation of Gas-liquid Two-phase Flow Noise

ZHANG Chi, LI Kongqing, WANG Jia, HONG Na

(School of Civil Engineering, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China)

Abstract: Because of the widespread phenomenon of gas-liquid two-phase flow, the noise of gas-liquid two-phase flow has become one of the key noises in the pipeline. In this numerical simulation, the actual model is simplified, and the simplified physical model is abstracted, using Realizable k-epsilon turbulence model and PBM model to calculate the two-phase pipeline flow field in the transient flow. Then, it introduces the pressure in two flow field to acoustic software Virtual.Lab, and uses fast Fourier transform the time domain into frequency domain. Finally, it uses the acoustic finite element in Virtual.Lab (FEM) to solve the dipole source model in the two-phase flow, obtains the two phase flow noise spectrum by analyzing the flow and attenuation law of two phase flow in the pipe. Results show that the pressure fluctuation and velocity fluctuation of Two-Phase Bubble Formation or development and two-phase turbulent flow is the fundamental reason of two-phase flow noise. Due to the fluid in the low Maher number, even dipole sound source is the main noise source, so this paper only calculates the dipole source in two-phase flow pipe.

Key words: two-phase flow; realizable k-epsilon model; dipole; noise

气液两相流流动在动力、石油、化工、热力等领域广泛存在. 例如在石油工业中天然气凝析导致的两相流和核电工业的管线中水蒸气冷凝导致气液两相流. 关于气液两相流的研究一直是一个比较热门的研究课题. 由于管道内两相流的存在, 管道内的流场压力变化较单向流更为剧烈, 两相流流场的压力脉动导致的管道的振动和噪声是一个不可忽视的课题.

李小婷等使用声发射技术对气液两相流水平管路流动噪声信号进行实验研究, 研究表明两相流流场

收稿日期: 2016-10-31

基金项目: 湖南省研究生创新项目 (CX2015B500)

* 通信作者, E-mail: likongqing@qq.com

对于流动噪声有明显影响,特别是在分层流和环状流过渡状态尤为明显^[1].孙斌等对水平管内气液两相流压差波动信号用小波包进行分解,对水平管道两相流中各频段信号的线性相关性进行研究^[2].张子吟等对气液两相流中的噪声信号与两相流场进行结合研究,测定两相流中的噪声信号^[3].袁金宁等对气液两相流中的噪声进行了测试,得出了两相流中的噪声频谱,并对其峰值频率点进行了研究^[4].

以上学者的研究本质不是对两相流声场进行分析,本文在前人对两相流声学研究的基础上,将实际条件下的两相流模型简化,建立简化的管道物理模型,采用 Fluent 与专业声学软件 Virtual.Lab 对两相流声场进行联合仿真,对不同工况下的两相流噪声进行计算并分析了水平管道中的两相流噪声的产生,传播和衰减规律.

1 物理模型

从实际情况下抽象出来的简化两相流的管段模型(如图 1 所示),管道内径为 400 mm,由于管道内湍流充分发展,考虑计算复杂性,仿真计算域长度为 2 000 mm,空气从位于管道中部直径为 100 mm 的入口流入(即 A 入口),水则从左侧的环形开口流入(即 B 入口).初始阶段主管道内全部充满水,无空气.空气与水进入管道后形成从左到右的水-空气混合两相流动.

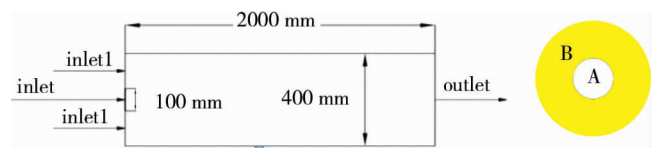


图 1 两相流管道模型

管道中介质为空气和水,不考虑空气和水的可压缩性,参数如下:空气密度 $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$,运动粘度 $1.48 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$;水的密度 $\rho = 1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$,运动粘度 $1.01 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$,在管道出口处设置 3 个观测点,近点距离管口右端 500 mm,中点距管道右端 1 000 mm,远点距管道右端 1 500 mm.如图 2 所示.



图 2 声学模型以及场点位置

根据输流管道支管的实际情况和物理模型设置的边界条件如表 1.

表 1 气液相进口流速

Case	气相入口速度/(m/s)	液相入口速度/(m/s)	气液入口速度比
Case1	1.0	1.0	1.00
Case2	1.0	1.5	0.67
Case3	1.5	1.0	1.50
Case4	1.5	1.5	1.00
Case5	2.0	1.0	2.00
Case6	2.0	1.5	1.33

2 数学模型

2.1 CFD 数值模拟模型

2.1.1 湍流模型

标准的 k-epsilon 模型自从被 Spalding 和 Launder 提出后已成为了工程流场计算中广泛使用的湍流模型.标准的 k-epsilon 模型是基于实验数据的半经验模型,具有适用范围广、经济、精度合理等特点.标准的 k-epsilon 可以较好的模拟一般的各向同性湍流,但模拟低雷诺数流动、射流、混合流、边界层流动以及带有分离的流动中精度较低.改进型的 Realizable k-epsilon 模型则可较好地适用这些流动的模拟,具有一定的优势.因此本研究中选择 Realizable k-epsilon 模型作为水气混合物的湍流模型.其主要控制方程如式(1)

和式(2)所示.

1) 湍流动能(k)方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(u + \frac{u_i}{\alpha_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon. \quad (1)$$

式中, G_b : 由于浮力引起的湍动能 k 的产生项; $C_{1\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$: 经验常数; α_k : 与湍动能 k 对应的 Prandtl 数; S_ε : 用户定义的源项; u_i : 湍动粘度.

2) 湍流动能耗散率(ε)方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(u + \frac{u_i}{\sigma_\delta} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (C_k + C_{3\varepsilon} + C_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\delta. \quad (2)$$

式中, G_k : 由于平均速度梯度引起的湍动能产生项; G_b : 由于浮力引起的湍动能 k 的产生项.

2.1.2 PBM 模型

通过求颗粒数密度(number density function)的方式可以得到气泡的尺寸演变规律,具有很高的精度,因此 PBM 已广泛运用到两相流的模拟中.

PBM 模型主要计算控制方程如式(3)所示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [n(V, t)] + \nabla \cdot [\vec{u} n(V, t)] &= \frac{1}{2} \int_0^V a(V - V', V') n(V, t) n(V', t) dV' + \frac{1}{2} \int_0^V a(V - V', V') n(VV', t) \\ n(V', t) dV' - \int_0^\infty a(V, V') n(V, t) (V', t) dV' &+ \int_{\Omega_p} pg(V') \beta(V|V') n(V', t) dV' - g(V) n(V, t). \end{aligned} \quad (3)$$

PBM 模型主要考虑了成核、凝并、破碎等机理.式(3)中等号右边表示是通过凝并而产生或消失的气泡,等号右边表示气泡破裂而导致气泡数减少,第二行表示的由于破裂而产生气泡,第三行左边项表示因为破裂而产生的气泡,第三行右边项表示破灭减少的气泡数.

求解 PBM 模型主要有离散法(分区法)、动量矩法、蒙特卡罗法等方法.本研究采用的是离散法.离散法(也被称为分类或者分段法),是由 Hounslow 等人提出.它是基于连续性的尺寸分布基础. PBM 模型中气泡的破碎模型主要有以下 3 种模型,分别是: Luo^[5], Leher^[6], Prince^[7]模型.其中最为常用的模型为 Luo 模型和 Prince 模型,本研究中气泡的破碎模型采用的是 Luo 模型.

Luo 模型包括了破碎频率和破碎颗粒的 PDF 模型.一般来说单位体积的破损率为

$$\Omega_{br}(V, V') = \Omega_B(V') \eta(V|V') [1/m^3/sec]. \quad (4)$$

V 表示的是粒子的体积 V' 表示的粒子的子体积.在平常的表达中 $\Omega_B(V')$ 表示的是气泡的破碎频率, $\eta(V|V')$ 表示的是粒子的在气泡的双重破损中的分布函数. $V|V'=0.5$ 表示的是气泡的破碎是对称的.

一般情况下通过积分得到涡旋的大小 λ 撞击直径为 d 的粒子(体积为 V). $\xi = \lambda/d$ 表示积分得出的无量纲涡流的大小,表达式如下:

$$\Omega_{br}(V, V') = K \int_{\xi_{min}}^1 \frac{(1 + \xi)}{\xi^n} \exp(-b\xi^m) d\xi. \quad (5)$$

2.2 声学模型

输流管道中的两相流声学建立在气动声学的基础之上,气动噪声最早是从 Lighthill 研究喷气噪声开始的,后来经过 Curle 以及 Ffowcs-Williams 和 Hawkings 的发展,目前以及建立起一套完整的声学理论体系.莱特希尔从研究喷气噪声开始,通过流体力学中的 N-S 方程推导得到著名的莱特希尔方程^[8,9]:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (6)$$

式中,

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (\rho' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \sigma_{ij} \quad (7)$$

为莱特希尔张量.对于高雷诺数的情况来说,其中的 $(\rho' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}$ 可以忽略,另外,由于等熵条件,可以同

时忽略掉 σ_{ij} , 引入格林函数 $G_0(t, x) = G(t, x | \tau, y)$, 可得到此方程的解为

$$4\pi c_0^2 \rho'(x, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{|x-y|} \right] d^3y. \quad (8)$$

方程右边为四极子, 后来, Curle 在上述方程的基础上进一步发展, 得到了气动声学声类比方程, 其解为

$$4\pi c_0^2 \rho'(x, t) = \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{|x-y|} \right] d^3y + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \left[\frac{\rho' n_i}{|x-y|} \right] d^2y. \quad (9)$$

方程右边第一项为四极子, 第二项为偶极子. 将其做进一步推导, 得到远程声压解为

$$\rho'(x, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi |x|^2 c_0^2} \frac{d^2}{dt^2} \left\{ \int_V \frac{T_{ij}}{r} d^3y \right\}_{t-r/c_0} - \frac{x_j}{4\pi |x| c_0} \frac{d}{dt} \left\{ \int_{\partial V} \frac{pn_j}{r} d^2y \right\}_{t-r/c_0}. \quad (10)$$

方程的右边第一项为四极子声源, 表达了空间湍流引起的四极子噪声; 第二项为偶极子声源, 表达了由于固体壁面压力脉动引起的偶极子噪声.

后来 Ffowcs-Williams 和 Hawkings 进一步考虑了旋转壁面的情况, 推导出了 FW-H 方程:

$$\frac{\partial^2(\rho'H)}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial(\rho'H)}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (T_{ij}H) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left((p\delta_{ij} + \sigma_{ij}) \frac{\partial F}{\partial x_j} \sigma(F) \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 V_n \delta(F)). \quad (11)$$

方程右边第一项为四极子, 第二项为偶极子, 第三项为四极子^[10-13].

从以上方程可以看出, 本研究的基本噪声源包括单极子、偶极子和四极子噪声源, 由于单极子声源发生在有质量源的情况下, 所以通常不考虑, 偶极子声源发生在气流遇到壁面时, 在本研究中, 两相流在入口阶段时处于不稳定的湍流状态, 由于流体介质中相互存在不稳定的雷诺应力, 气相和液相之间的相互作用以及气液相和管壁之间的相互作用使得管壁处产生剧烈的压力脉动, 形成偶极子声源. 由于四极子声源正比于马赫数的平方, 由于管道内各相之间的流速与声速相比可以忽略, 所以在本研究中不用考虑四极子声源.

只存在偶极子的情况下, 式(10)改写为

$$\frac{\partial^2(\rho'H)}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial(\rho'H)}{\partial x_i^2} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(p \frac{\partial F}{\partial x_j} \delta(F) \right). \quad (12)$$

由于偶极子声源求解只考虑流场对管道的压力脉动, 只用导入两相流压力场到 Virtual.Lab 中. 所以将单向流中的偶极子求解扩展到两相流中来是可行的.

3 频域分析

由 CFD 结果导入 Virtual.Lab 中进行了傅里叶转换, CFD 数据由时域转换成频域, 对不同场点的 SPL 数据进行频域分析. 本文中声学模拟的上限频率为 5 000 Hz, 从 20~5 000 Hz 每隔 20 Hz 记录下一个频率数据点, 不同气液相流速比条件下管道进出口的声压级 SPL(sound pressure level) 见图 3. 进出口在 5 kHz 以内的声压级波动范围和平均幅值见表 2. 不同气液相流速比条件下场点的声压级 SPL(sound pressure level) 见图 4, 不同气液相流速下的近点、中点和远点声压级波动范围以及平均幅值见表 3.

表 2 进出口观测点的声压波动范围、幅值范围和平均幅值

Case	声压波动范围/dB(A)		幅值范围/dB(A)		平均幅值/dB(A)	
	进口	出口	进口	出口	进口	出口
Case1	-10.22~38.09	-8.67~40.62	48.31	49.39	21.77	22.97
Case2	1.67~50	6.38~50	48.33	43.62	32.41	32.14
Case3	5.65~50.45	11.7~50.63	44.80	38.93	31.25	33.56
Case4	5.06~52.69	4.07~51.91	47.63	47.21	33.45	31.96
Case5	-6.05~51.56	8.27~51.04	57.61	42.77	33.34	31.79
Case6	0.58~52.22	-2.35~52.68	51.64	55.03	32.26	30.95

由图 3 和表 2 可以得到:

1) 从频谱分布图 3 中可以看出气液两相流中的进出口噪声声压级频率分布较广, 主频率不明显, 是一种宽频噪声。

2) 在同一气液相流速比条件下, 进出口的低频和低频噪声声压级幅值相对中频较大, 噪声在中间频率即 2 000~4 800 Hz 表现不明显, 因此两相流噪声在此频率部分能量较小, 在 0~2 000 Hz 和 4 800~5 000 Hz 能量较大。噪声值在大于 4 800 Hz 左右有一个剧增的趋势。

3) 将图 1 中的 a, c, e 进行对比, 即相同液相速度条件下不同气相流速管内的两相流噪声声压级进行对比, 可以明显的看出, 随着气相流速的增加, 两相流噪声声压级在低频和低频时增加不明显, 但是在中间频率段出现明显的声压峰值点。在 b, d, f 对比中也出现同样的规律, 中间频率段的声压级脉动增大但是平均幅值变化不大。

4) 将图 1 中的 a, b 进行对比, 即对比相同气相速度条件下不同液相速度对两相流噪声声压级的影响。两相流噪声随着液相流速增加增大, 同时将 c, d, e, f 横向对比发现, 高气相流速条件下, 增加液相流速对两相流噪声的贡献值较小。

5) 从频率分布图 3 中可以看出, 不管进口的气液相工况如何, 进出口的声压级在 4 800~5 000 Hz 高频时明显增加, 此高频噪声由于比邻进的声压级大很多, 会产生啸叫声, 但是在低频的啸叫声频率集中在 0~200 Hz, 并且声压级小于高频, 中间频率段噪声声压级波动比较平稳, 无啸叫声产生。

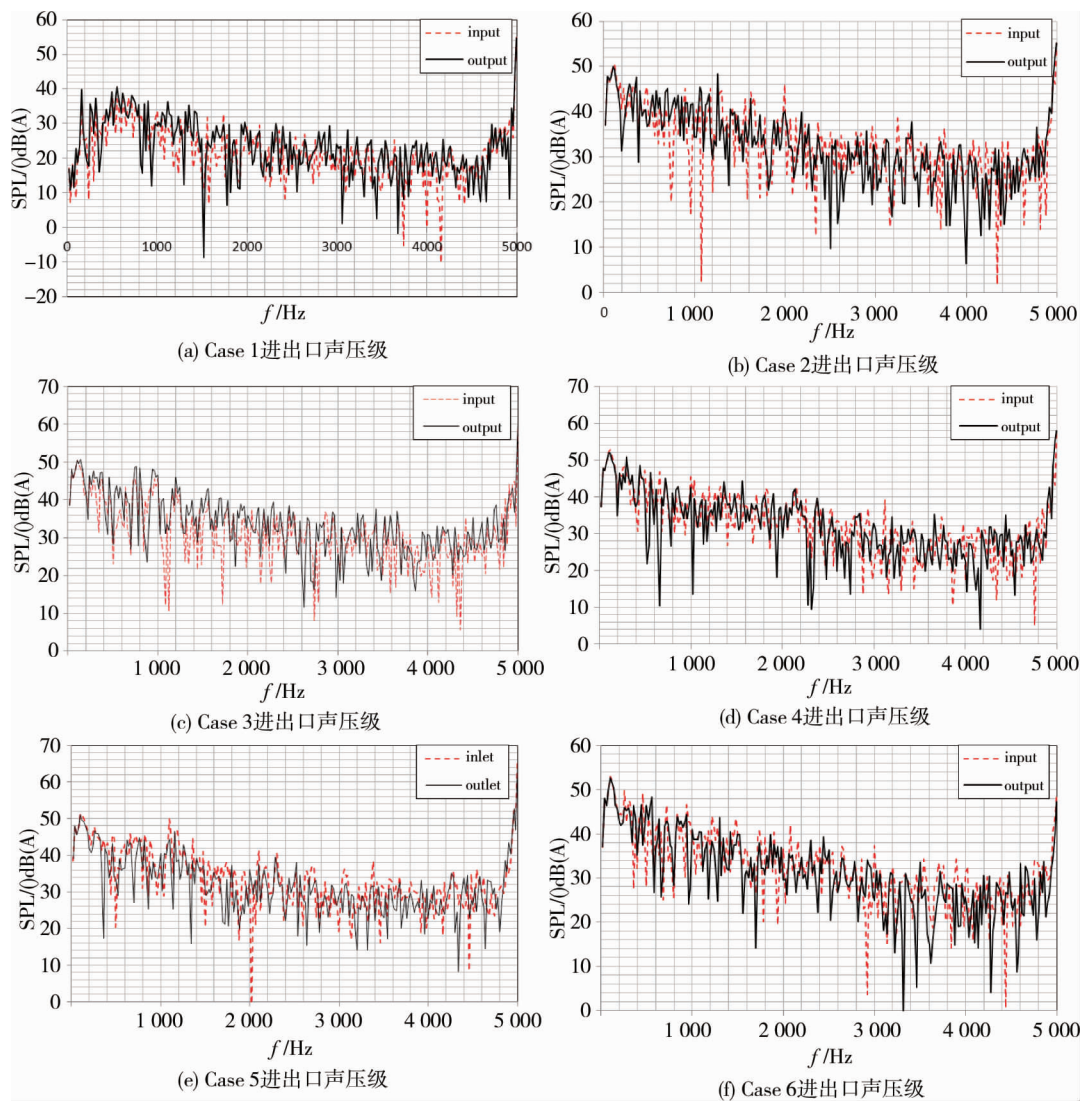


图 3 不同气液相流速下的进出口声压级

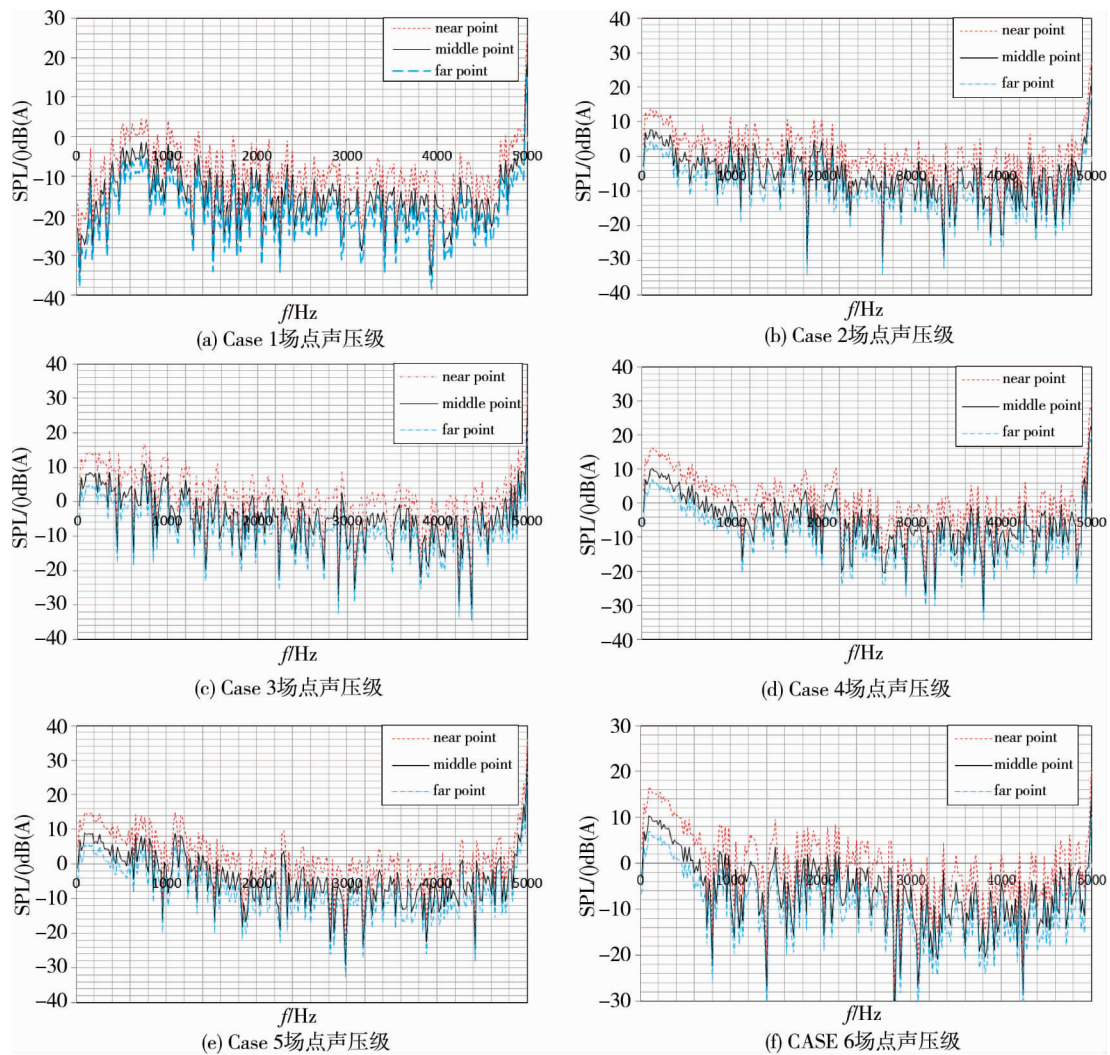


图4 不同气液相流速下的近点、中点和远点声压级

表3 进出口观测点的声压波动范围、幅值范围和平均幅值

Case	声压波动范围/dB(A)			幅值范围/dB(A)			平均幅值/dB(A)		
	近点	中点	远点	近点	中点	远点	近点	中点	远点
Case1	-28.7~25.6	-30.7~19.5	-38.5~16.0	54.3	50.2	54.5	-9.3	-15.3	-18.8
Case2	-23.9~27.2	-30.4~21.2	-34.1~17.7	51.1	51.6	51.8	0.48	-5.5	-9.0
Case3	-25.5~31.5	-28.9~25.4	-33.6~21.9	57.0	54.3	55.5	1.5	-4.5	-7.9
Case4	-20.1~28.9	-31.3~22.9	-34.9~19.4	49.0	54.2	54.3	0.48	-5.5	-9.0
Case5	-23.3~36.1	-29.2~30.1	-32.7~26.6	59.4	59.3	59.3	1.7	-4.3	-7.8
Case6	-28.1~20.6	-34.0~14.6	-37.4~11.1	48.7	48.6	48.5	-0.4	-6.4	-9.9

由图4和表3可知:

- 1) 两相流管道流噪声观测点的流噪声压级频带很宽,频率分布范围广,是一种宽频噪声。
- 2) 相同气液相流速下,两相流噪声只有在高频时才会有较大的声压级幅值,会出现明显的声压级峰值.在低频和中频时声压级幅值不明显,因此两相流噪声高频部分的能量较大,中频部分能量较小。
- 3) 将图4中的a,c,e和b,d,f进行比较可以得出,相同液相流速的情况下,气相流速由1.0 m/s增加到1.5 m/s时,各观测点噪声明显增加,由1.5m/s增加到2.0 m/s时,低频和高频噪声增加缓慢,但是中间频率 $f=2\ 280\ \text{Hz}$ 时会出现声压峰值,但是平均幅值变化不大,中间频率出的声压脉动增大,各观测点噪声增速减缓.低频噪声是随着气相流速增加和液相流速增加而增大的.气液相得流速都会影响管道内的低频噪声,对高频噪声影响较小。

4) 场点的噪声在 4 800~5 000 Hz 与进出口的噪声一样,会出现啸叫声,说明了两相流啸叫声是高频噪声,中低频啸叫声较小。

5) 声压级进过相同距离时候距离管道出口越近,声压级衰减越快,6 种条件下气液两相流的平均幅值衰减见图 5。可以看出 case1~case6 中的曲线斜率变小。管道出口到观测点 0.5 m,声压级平均幅值衰减 30 dB,观测点距离阀门从 0.5 m 到 1.0 m 时,声压级平均幅值衰减 6 dB,从 1.0 m 观测点到 1.5 m 观测点,声压级平均幅值衰减 3 dB。由此可以推断经过相同的距离,管道出口处的声压级衰减比出口远处的声压级衰减要快。

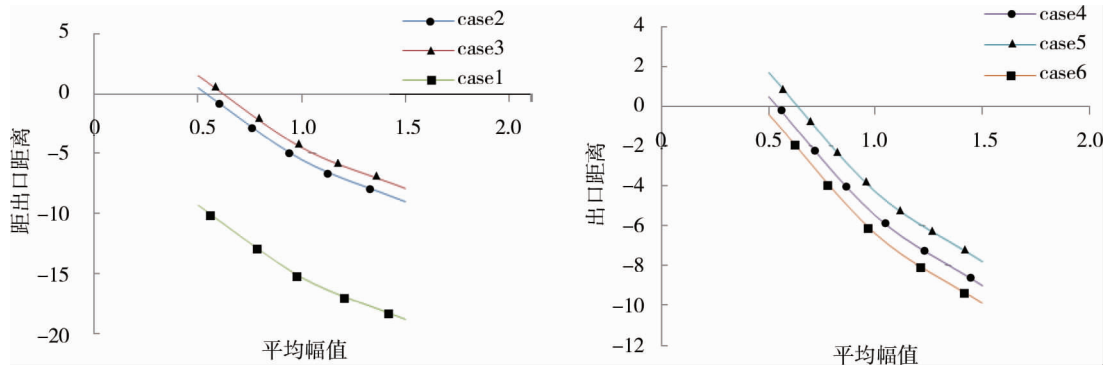


图5 近点、中点和远点的平均幅值变化

4 结论

1) 管道中的两相流流体对噪声的影响主要有:两相流中噪声的产生是因为两相流湍流引起的压力或者速度脉动在管壁形成了噪声源,主要的等效理论声元是偶极子声源和四极子声源。

2) 在气液两相流管道中,两相流流场中的压力脉动和速度脉动是输流管道产生流噪的根本原因。两相流管道中的声源为偶极子声源和四极子声源,但是本文考虑的低马赫数条件下,偶极子声源为主要声源。所以不考虑四极子声源,将其忽略。

3) 气相或者液相流速对流体噪声声压级有影响,当气相流速为 1.0 m/s 时,增加液相流速会极大增加两相流流噪。但是气相流速上升到 1.5 m/s 时,增加液相流速管道进出口以及近、中、远 3 个场点的对噪声值影响较小,但是对中间频率噪声影响较大,中间频率即 1 500 Hz~4 000 Hz 会伴随着声压峰值的出现。液相流速为 1.0 m/s 时气相流速增加会导致两相流噪声在各个频率段剧烈增加,液相流速为 1.5 m/s 时,随着气相流速增加,高频以及低频噪声增加不多,主要是中间频率段声压峰值增多,但是平均声压级幅值变化不明显。

4) 根据不同气液相入口速度条件下的流场分析可知,如何控制输流管道支管中的各相流速和含气量可以对中频噪声进行很好的抑制。增加气相流速或液相流速会增加低频啸叫声,高频啸叫声随气液相流速变化较小。为施工工作中噪声的控制起到一定参考作用。

参考文献:

- [1] 李小亭,卢庆华,方立德,等.基于声发射技术和小波变换的气-液两相流动噪声特性研究[J].电子测量与仪器学报,2012,12:1031-1036.
- [2] 孙斌,周云龙,陆军,等.气-液两相流压差波动信号中噪声的辨识[J].仪器仪表学报,2005(6):636-639.
- [3] 张子吟.气液两相流流动噪声检测及特性研究[D].保定:河北大学,2012.
- [4] 袁金宁,郝点,王佳.气液两相流管道噪声测试[J].噪声与振动控制,2012(2):168-170.
- [5] 张垚.基于声发射技术的气液两相流动噪声特性检测与机理研究[D].保定:河北大学,2014.

- [6] Luo H. Coalescence, breakup and liquid circulation in bubble column reactors [D]. Trondheim: Norwegian Institute of Technology, 1993:33-62.
- [7] Lehr F, Millies M, Mewes D. Bubble-Size distributions and flow fields in bubble columns[J]. *AIChE Journal*, 2002,48(11): 2426-2443.
- [8] Prince M J, Blanch H W. Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns[J]. *AIChE Journal*, 1990,36(10):1485-1499.
- [9] Williams J E F, Hawkings D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society—A Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 1969, 264(1151):321-342.
- [10] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically (I. General Theory)[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1952, 211(1107):564-587.
- [11] Lighthill M J. On Sound Generated Aerodynamically (II. Turbulence as a Source of Sound)[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1954, 222(1148):1-32.
- [12] 马大猷.现代声学理论基础[M].北京:科学出版社,2004:80-85.
- [13] 方丹群,张斌.噪声控制[M].北京:科学出版社,2015:87-90.