

合成射流对层流状态下圆柱辐射噪声的影响*

宋健 任峰[†] 胡海豹[‡] 陈效鹏

(西北工业大学航海学院, 西安 710072)

(2022年9月27日收到; 2022年12月1日收到修改稿)

主动流动控制是降低流动噪声的新型途径, 近年来吸引了研究者的广泛关注. 利用二维格林函数, 推导得到了忽略四极子影响的声比拟方程的二维时域解. 在此基础上, 基于格子 Boltzmann 方法为核心的流场求解器以及声比拟方程为核心的声场求解器, 在低雷诺数 ($Re = 100$) 下, 开展了合成射流频率和相位差对圆柱绕流近壁流场和声辐射远场影响的数值模拟研究. 结果表明, 在利用合成射流减小圆柱阻力时, 出现了两种频率锁定状态, 且远场辐射噪声会发生明显变化. 提高射流频率或减小相位差会增强射流的自噪声, 导致远场辐射声压进一步增大, 并使得指向性由偶极子类型转变为单极子类型. 在各个控制参数组合下, 远场的总辐射噪声增加, 与未施加控制时相比声功率增加了 4 到 18 dB, 同时, 阻力方向的噪声始终增强. 本研究可为探索低辐射噪声的合成射流控制策略提供参考数据.

关键词: 格子 Boltzmann 方法, 浸没边界方法, 主动流动控制, 流噪声

PACS: 47.85.L-, 47.85.lb, 47.85.ld

DOI: 10.7498/aps.72.20221879

1 引言

钝体绕流是生活中常见的流动形式之一, 流体从钝体表面分离、失稳产生非定常的涡脱落, 并向外辐射噪声^[1]. 钝体绕流辐射噪声是典型的流-固-声耦合问题, 广泛存在于工程应用之中, 如飞机起落架, 潜艇围壳以及高速列车等方面. Inoue 和 Hatakeyama^[1] 将圆柱绕流发声机理解释为: 当尾涡从圆柱表面脱落时, 会诱导产生沿表面外法线方向的压力脉冲, 并以偶极子类型向外辐射噪声. 钟思阳和黄迅^[2] 以平板前缘和后缘为例, 解释了结构表面脉动压力辐射噪声的机理. 上述研究表明尾涡脱落对圆柱辐射噪声具有重要影响. 因此可以通过控制尾涡脱落来改变圆柱的流体动力, 从而调制辐

射噪声.

主动流动控制通过对流场施加小扰动来调制流动结构, 在增升^[3]、减阻^[4]和抑振^[5]等方面取得了显著效果. 王成磊等研究了前吸后吹控制对涡激振动圆柱^[5]、合成射流控制对涡激振动圆柱^[6,7]以及合成射流控制对固定圆柱^[8]流场的影响. 通过数值模拟证明了对固定圆柱施加开环合成射流控制后, 存在频率锁定的情况, 并结合线性稳定性分析, 确定了发生频率锁定的控制参数的理论变化范围^[8]. 除此以外, 利用深度强化学习还能实现更为复杂的控制目标^[4,9,10]. 主动流动控制对流场的影响已经成为近些年来研究的热点, 而主动流动控制对声场的影响也吸引了流致噪声领域研究者的持续关注^[11-21]. Du 和 Sun^[11] 利用闭环旋转控制, 从涡和声两个角度出发, 得到了展向涡量与升力系数

* 船舶总体性能创新研究开放基金 (批准号: 31122122)、河南省水下智能装备重点实验室开放基金 (批准号: KL01B2101)、国家超级计算郑州中心首批创新生态系统建设科技专项 (批准号: 201400211100)、国家自然科学基金 (批准号: 12102357)、气动噪声控制重点实验室开放课题 (批准号: ANCL20210103) 和重庆市自然科学基金 (批准号: cstc2021jcyj-msxmX0394) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: renfeng@nwpu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: huhuibao@nwpu.edu.cn

及声压之间的线性关系, 实现了最大 10 dB 的降噪效果. 黄迅等^[12]在圆柱表面设置等离子射流装置, 在雷诺数为 2.1×10^5 条件下将远场范围的噪声降低了 3 dB. Ma 等^[13,14]研究了强迫振动控制对圆柱噪声辐射的影响, 将控制频率对声压的影响规律分为三种情况, 并给出了相应的经验公式. Guo^[15]认为流固耦合是非线性的过程, 但声传播是线性的, 基于声场的线性叠加原理, 提出了一种利用相位相消实现低噪声辐射的射流控制方法.

在圆柱上施加合成射流控制时, 射流孔处周期性的瞬时质量变化相当于在流场中引入了单极子声源^[16], 同时由于射流孔处的动量也在周期性变化, 还会在圆柱表面产生偶极子声源. Inoue 等^[16]利用强度较小的吹/吸控制进行研究, 施加控制之后圆柱流场几乎不发生变化, 也避免了频率锁定情况的出现. 结合数值模拟的结果并从声源线性叠加的角度出发, 解释了吹/吸控制产生的单极子和圆柱表面流体动力脉动产生的偶极子之间相互作用对声场的影响机理. 但在减阻过程中, 合成射流控制不仅会引入额外的噪声, 还会对圆柱尾涡脱落产生影响, 造成圆柱表面流体动力的变化, 导致流体动力产生的偶极子发生改变, 并最终改变远场的辐射噪声. 因此, 需要进一步研究不同频率和相位差的合成射流控制对圆柱绕流声场的影响.

数值模拟是研究流噪声的有效途径. 根据是否需要求解声比拟方程, 可以将流噪声数值模拟方法分为直接方法和混合方法^[22]. 直接方法是通过求解可压缩流动控制方程组获得流场中的压力. 混合方法则是将流场与声场解耦, 将流场计算结果作为输入求解声场. 三维情况下, 声波以脉冲形式向空间中传播, 通过直接方法与混合方法求解得到的声场符合良好. 但在研究二维问题时, 除了声源发出的声压脉冲之外还包含尾波^[23], 需要将之前时刻的影响全部叠加起来, 在三维条件下推导的声比拟方程的解不再适用. Guo^[23]通过更换格林函数, 获得了 Ffowcs Williams/Hawkings 方程的二维频域解. 类似地, Inoue 和 Hatakeyama^[1]得到了考虑偶极子作用的 Curle 方程的时域解, 但考虑单极子声源的声比拟方程的二维时域解未见报道.

因此, 本文首先推导了计及单极子和偶极子作用的声比拟方程的二维时域解. 随后基于格子 Boltzmann 方法和浸没边界方法获得的流体动力信息, 利用混合方法求解声场. 本文主要研究了合

成射流控制的频率和相位差对圆柱流体动力和辐射噪声的影响, 厘清了合成射流控制对声场的影响规律和作用机理, 以期探索低辐射噪声控制策略提供参考数据.

2 物理模型

本文针对外部流场为均匀流场, 雷诺数 $Re = 100$ 的二维固定圆柱绕流问题进行研究, 此时圆柱下游会形成非定常、周期性脱落的尾涡. 为了施加合成射流控制, 将一对大小相同的射流孔关于水平轴线对称地排布在下游分离点附近位置. 射流孔分别周期性地向流场中施加扰动, 调制壁面附近流场结构, 并改变近远场的声辐射特性.

如图 1 为合成射流装置的示意图, 流体沿 x 轴正方向流动, 其中 U_0 为外部流场速度, D_0 为圆柱直径, 参数的选取与研究合成射流对流场影响的设置^[6]保持一致. 射流孔大小为 $d = \pi D_0/72$. 射流孔中心位置与圆心连线与 x 轴的夹角为 $\pm\gamma_j$, 选定为 $\gamma_j = 70^\circ$, 即分离点附近, 施加的开环控制律为

$$\begin{aligned} u_{sj}^u &= u_{jet} \cos(2\pi f_{sj}t + \phi_u), \\ u_{sj}^l &= u_{jet} \cos(2\pi f_{sj}t + \phi_l), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 u_{sj} 为射流的瞬时速度, 上标 u 和 l 分别代表上下射流孔, u_{jet} 为射流速度大小. f_{sj} 为射流频率, ϕ 为相位, 并定义相位差为 $\Delta\phi = \phi_u - \phi_l$.

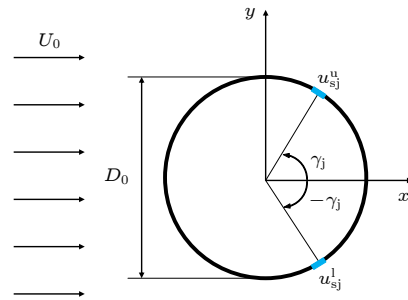


图 1 基于合成射流的圆柱主动控制示意图

Fig. 1. Schematic of the active control of a circular cylinder using synthetic jets.

由于圆柱辐射噪声以升力偶极子占主导, 因此射流方向与外流方向相同, 避免直接干扰升力变化. 射流强度与射流速度有关, 可用动量系数 C_μ 表示, 其定义为

$$C_\mu = \frac{2u_{jet}^2 d}{U_0^2 D_0}. \quad (2)$$

发生频率锁定时, 涡脱落频率始终保持在射流频率的整数倍或整数分之一倍, 如 1/2 倍或 1/3 倍. 此时流场结构比较简单, 特征频率较少, 且能够实现钝体平均升力增大、平均阻力减小以及流动分离受抑制等. 因此本文在频率锁定情况下研究射流控制对圆柱绕流辐射噪声的影响. 考虑到射流速度过小将难以发生频率锁定^[7], 因此将射流速度设置为 $u_{\text{jet}} = 2U_0$, 此时 $C_\mu = 0.239$.

采取不施加控制时的涡脱落频率 f_n 对计算得到的频率 f 进行无量纲

$$f^* = f/f_n. \quad (3)$$

以 x 方向为升力方向, y 方向为阻力方向, 升力系数 C_L 、阻力系数 C_D 以及斯特劳哈尔数 St 由如下公式计算,

$$\begin{aligned} C_L &= \frac{2F_L}{\rho_0 U_0^2 D_0}, \\ C_D &= \frac{2F_D}{\rho_0 U_0^2 D_0}, \\ St &= \frac{f_n D_0}{U_0}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 F_L 和 F_D 分别为圆柱的升力和阻力; ρ_0 为流体密度, 取为 1.

本文选取的控制参数组合如表 1.

表 1 主动控制的参数范围

Table 1. Parameter range of the synthetic jet based active control.

参数范围	
射流频率 f_{sj}^*	0.8—1.2, 1.5, 1.9—2.1, 2.9—3.1
相位差 $\Delta\phi$	0, 0.25 π , 0.5 π , 0.75 π , π

3 数值方法

3.1 流场计算方法

本文基于格子 Boltzmann 方法求解流场, 并利用浸没边界方法计算流体和固体间的相互作用. 通过 D2 Q9 格式对 He-Luo 模型^[24] 进行离散, 并采用多松弛时间格式^[25] 提高计算的稳定性. 以 MRT 形式的方程作为控制方程:

$$\begin{aligned} & \mathbf{g}_i(\mathbf{x}_i + \mathbf{e}_i \delta t, t + \delta t) - \mathbf{g}_i(\mathbf{x}_i, t) \\ &= \mathbf{M}^{-1} \mathbf{\Lambda}^g [\mathbf{m}_i^{eq}(\mathbf{x}_i, t) - \mathbf{m}_i(\mathbf{x}_i, t)] \\ &+ \mathbf{M}^{-1} \hat{\mathbf{F}}_i(\mathbf{x}_i, t) \delta t, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 \mathbf{g} 为分布函数; \mathbf{x} 为格点位置; δt 为格子时间;

\mathbf{e} 为离散速度. 对于 D2Q9 模型, 下标 $i \in [0, 8]$. 转换矩阵 \mathbf{M} 为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -4 & -1 & -1 & -1 & -1 & 2 & 2 & 2 & 2 \\ 4 & -2 & -2 & -2 & -2 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & -2 & 0 & 2 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & -2 & 0 & 2 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

$\mathbf{\Lambda}^g$ 为松弛系数矩阵, $\mathbf{\Lambda}^g = \text{diag}(s_0, s_1, \dots, s_8)$ ^[25], 其中 s_7, s_8 与黏性相关. $\hat{\mathbf{F}}$ 为采用 Guo 和 Zheng^[26] 提出外力源项, 可表示为

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{F}} &= \left[0, 6 \left(1 - \frac{s_1}{2}\right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{F}, -6 \left(1 - \frac{s_2}{2}\right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{F}, \right. \\ & \left. \left(1 - \frac{s_3}{2}\right) F_x, -\left(1 - \frac{s_4}{2}\right) F_x, \left(1 - \frac{s_5}{2}\right) F_y, \right. \\ & \left. -\left(1 - \frac{s_6}{2}\right) F_y, 2 \left(1 - \frac{s_7}{2}\right) (u_x F_x - u_y F_y), \right. \\ & \left. \left(1 - \frac{s_8}{2}\right) (u_x F_y + u_y F_x) \right]^T, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\mathbf{F} = [F_x, F_y]$ 为使用浸没边界方法计算得到的圆柱表面 Lagrange 点对流体格点的作用力. 宏观速度 \mathbf{u} 和压强 p 求解为

$$\begin{aligned} \rho_0 \mathbf{u} &= \sum g_i \mathbf{e}_i + \mathbf{F} \delta t / 2, \\ p &= \sum g_i c_s^2. \end{aligned} \quad (8)$$

m 为矩空间的分布函数, 取格子声速 c_s 为 $3^{-1/2}c$, c 为格子速度, 则矩空间的平衡态分布函数 m^{eq} 可表示为

$$\begin{aligned} m^{eq} &= [3p, -6p + 3\rho_0(u_x^2 + u_y^2), \\ & 3p - 3\rho_0(u_x^2 + u_y^2), \rho_0 u_x, -\rho_0 u_x, \\ & \rho_0 u_y, -\rho_0 u_y, \rho_0 u_x^2 - \rho_0 u_y^2, \rho_0 u_x u_y]^T. \end{aligned} \quad (9)$$

浸没边界方法是将固体对流体的作用表示为体积力代入流场进行计算. 通过沿圆柱表面排布一系列 Lagrange 点来表示曲面边界, 无需生成贴体网格, 保持了流体网格的正交性, 提高了计算效率. 浸没边界方法的核心在于通过修正速度来使得流体网格和对应位置 Lagrange 点的无滑移和无穿透

条件得以满足. 利用修正速度可以获得圆柱表面 Lagrange 点受到的流体作用力和以外力源项模型 (7) 施加的流体格点受到的体积力. 本文利用四点形式的狄拉克函数^[27]在流体网格与对应 Lagrange 点之间进行插值获得修正速度, 采用多重直接力法^[28]对浸没边界力进行求解.

流场数值模拟的设置如下图 2, 计算域大小为 $60D_0 \times 20D_0$, 圆柱放置在距离左端入口 $20D_0$, 距离上壁面 $10D_0$ 的位置. 流体以速度 U_0 从左向右匀速流过, 入口设置为速度入口, 出口设置为压力出口, 均通过非平衡态外推格式实现^[29], 上下壁面为半步长反弹格式^[30]实现的自由滑移边界条件.

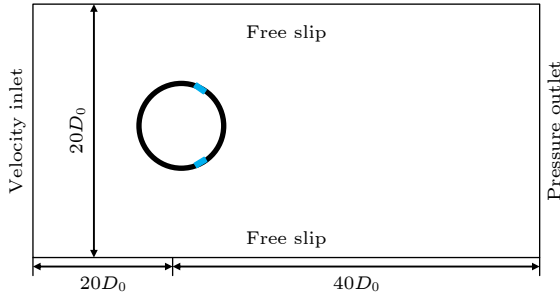


图 2 计算域示意图

Fig. 2. Schematic of the computational domain.

3.2 声场计算方法

二维计算时需要叠加之前时刻的影响, Inoue 等^[1]采用格林函数 (7) 获得了 Curle 方程的二维时域解, 格林函数的具体形式为

$$G(z, y, t - t') = \frac{H(t - t' - |z - y|/c_s)}{2\pi\sqrt{(t - t')^2 - |z - y|^2/c_s^2}}, \quad (10)$$

其中 H 为 Heaviside 函数

$$H(t - t' - |z - y|/c_s) = \begin{cases} 1, & t - t' - |z - y|/c_s > 0, \\ 0, & t - t' - |z - y|/c_s < 0, \end{cases} \quad (11)$$

其中 c_s 为声速; \mathbf{z}, \mathbf{y} 分别表示接收点和声源的位置. t' 为时间积分变量, 表达式为 $t' = \tau' + \tau$, 其中 τ 为延迟时间, 采用 $\tau = t - |\mathbf{z} - \mathbf{y}|/c_s$ 计算, τ' 用来表示之前时刻的作用. 令 \mathbf{r} 为接收点到声源的距离, 表示为 $\mathbf{r} = \mathbf{z} - \mathbf{y}$, 对于紧致声源来说满足 $\mathbf{r} \approx \mathbf{z}$.

考虑到射流控制具有单极子声源的性质, 本文

主要参考 Inoue 和 Hatakeyama^[1]的研究推导声比拟方程的二维时域解. 根据 Goldstein 给出的积分形式^[31]的声波方程:

$$p' = \int_{-T}^T \int_V \frac{\partial G(z, y, t - t') T_{ij}(y, t')}{\partial y_i \partial y_j} dV dt' + \int_{-T}^T \int_{\text{solid}} \frac{\partial G(z, y, t - t') f_i(y, t')}{\partial y_i} dl dt' + \int_{-T}^T \int_{\text{solid}} \frac{\partial G(z, y, t - t') \rho_0 \mathbf{u}_n(y, t')}{\partial \tau} dl dt', \quad (12)$$

其中 ρ_0 为流体密度; solid 为壁面, \mathbf{f}_i 为壁面受到的各个方向的外力; \mathbf{u}_n 为垂直于壁面的法向速度; l 为壁面的单位长度. T_{ij} 为四极子声源, 在低马赫数条件下可以忽略. 交换积分和微分次序, 可得

$$p' = \frac{\partial}{\partial y_i} \int_{-T}^T \int_{\text{solid}} \frac{H(t - t' - |r|/c_s)}{2\pi\sqrt{(t - t')^2 - |r|^2/c_s^2}} f_i(y, t') dl dt' + \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{-T}^T \int_{\text{solid}} \frac{H(t - t' - |r|/c_s)}{2\pi\sqrt{(t - t')^2 - |r|^2/c_s^2}} \times \rho_0 \mathbf{u}_n(y, t') dl dt', \quad (13)$$

T 代表足够长的时间范围内, 声源区对接收点声压仍有影响, 因此用无穷远的时间代替, 并利用 Heaviside 函数性质可将 (13) 式化简为

$$p' = \frac{\partial}{\partial y_i} \int_{\text{solid}} dl \int_{-\infty}^{t - |r|/c_s} \frac{f_i(y, t')}{2\pi\sqrt{(t - t')^2 - |r|^2/c_s^2}} dt' + \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\text{solid}} dl \int_{-\infty}^{t - |r|/c_s} \frac{\rho_0 u_n(y, t')}{2\pi\sqrt{(t - t')^2 - |r|^2/c_s^2}} dt'. \quad (14)$$

将空间导数转化为时间导数, 并用 $\tau = t - |r|/c_s$ 以及 $t' = \tau' + \tau$ 整理待积分项分母. 舍去 τ'^2 项^[1], 得到了声比拟方程的二维时域解,

$$p' = \frac{r_i}{\sqrt{8c_s|r||r|}} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^0 \left[\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\text{solid}} f_i(y, \tau + \tau') dl \right] \times \frac{d\tau'}{\sqrt{-\tau'}} + \sqrt{\frac{c_s}{8|r|}} \cdot \frac{1}{\pi} \times \int_{-\infty}^0 \left[\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\text{solid}} \rho_0 \mathbf{u}_n(y, \tau + \tau') dl \right] \frac{d\tau'}{\sqrt{-\tau'}}. \quad (15)$$

3.3 数值模拟方法验证

时空分辨率由马赫数 Ma 确定, 设置为 $Ma =$

$U_0/c_s = 0.1$. $T_0 = D_0/U_0$ 表示计算中的特征时间. Lagrange点数量随 Euler 网格分辨率线性变化, 使得相邻 Lagrange 点之间的距离接近 Euler 网格尺寸. 网格无关性检验的结果如表 2. 从表 2 中可以看出在 $D_0 = 64\Delta x$ 的中等空间分辨率的网格下, 继续加密网格, 升力系数 C_L 和斯特劳哈尔数 St 的变化较小. 因此, 本文选取该空间分辨率的网格对流场进行求解. 流场求解在格子单位体系下进行, 空间步长为 δx , 时间步长为 δt . 实际的空间步长和时间步长可以通过特征长度 D_0 和特征时间 T_0 进行换算. 计算问题与实际问题的一致性则是通过相似准则来保证, 而本文需要满足雷诺数 Re 和马赫数 Ma 相同. 首先通过马赫数 Ma 确定速度 U_0 , 通过网格无关性验证获得特征长度并计算特征时间, 最后通过雷诺数 $Re = (\rho_0 U_0 D_0)/\mu$ 计算得到黏性.

表 2 网格无关性检验

Table 2. Validation of the mesh resolution and verification at $Re = 100$.

Case	Methodology	C_L	St
$D_0 = 32\delta x$	LBM+IBM	± 0.354	0.167
$D_0 = 64\delta x$	LBM+IBM	± 0.350	0.167
$D_0 = 128\delta x$	LBM+IBM	± 0.344	0.164
Wang et al. ^[6]	LBM	± 0.329	0.166
Russell and Wang ^[32]	NS	± 0.332	0.169
Liu et al. ^[33]	NS	± 0.339	0.165

流场计算完成之后提取出固体表面速度和流体动力信息, 求解方程 (8) 得到接收点声压. 声场求解同样在格子单位下进行, 时间步长与流场求解的时间步长保持一致, 而声场计算只用到单个接受点的时间信息, 因此计算结果的准确性与空间分辨

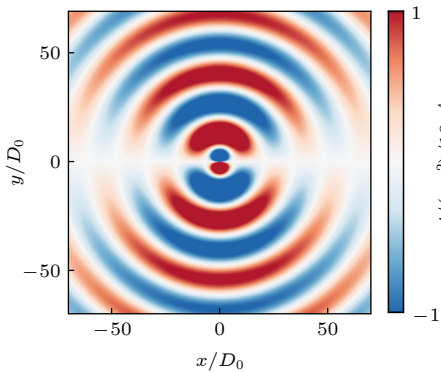


图 3 利用流-声混合方法求解得到的瞬时声辐射场

Fig. 3. Instantaneous pressure field computed via the hybrid flow-acoustics solver.

率无关. 将圆柱圆心放置在计算域中心, 并作为坐标原点 (0, 0), 采用混合方法在 $140D_0 \times 140D_0$ 范围计算得到不施加控制时的圆柱声辐射场如图 3, 此时升力偶极子占主导.

在此基础之上, 进一步地验证推导得到的解的准确性. 对圆柱施加射流频率为 2 的同相位合成射流控制, 分别利用 LBM 进行直接模拟、二维 Curle 方程时域解^[1]以及本文使用的 (8) 式进行混合模拟, 其中直接模拟的松弛时间及吸收层设置参考文献^[34]. $(70D_0, 0)$ 处的声压瞬时变化曲线如图 4. 三种方法计算得到的声压频率基本相同, 由于没有考虑单极子的作用, 求解 Curle 方程二维时域解的结果与直接模拟的结果相比有显著差别, 而修改后的二维时域解 (8) 式与直接模拟结果的一致性良好.

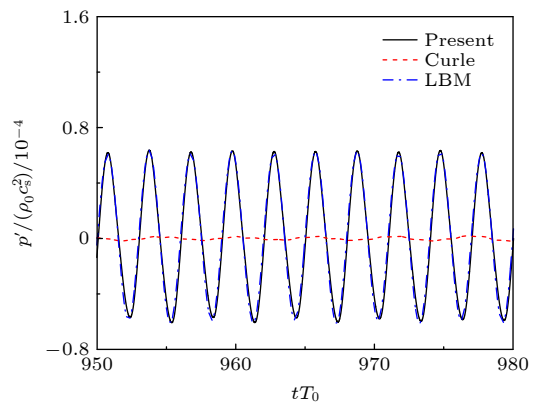


图 4 测点 $(70D_0, 0)$ 位置瞬时声压对比图

Fig. 4. Comparisons of temporally varying sound pressure at monitor point $(70D_0, 0)$.

4 结果与讨论

4.1 射流控制对圆柱近壁流场的影响

圆柱辐射噪声与流体动力变化相关, 而合成射流控制通过向圆柱分离点附近注入扰动能够有效改变流场结构, 因此在研究合成射流对远场辐射噪声的影响之前首先研究其对圆柱绕流近壁流场的影响.

在本文所考虑的工况下, 不施加控制时, 尾涡以固定频率 f_n 脱落, 且涡脱落频率 f_n 与雷诺数存在对应关系^[35]. 施加控制后, 应当存在两个主要频率即射流频率 f_{sj} 和尾涡脱落频率 f_n , 同时由于非线性的影响, 还会产生和频 $f_{sj} + f_n$ 、差频 $f_{sj} - f_n$ 以及各种谐频, 此时流场处于调制阶段. 流场进一步发展, 可能导致频率锁定状态, 此时扰动被放大,

在一定射流频率变化范围内,尾涡脱落被射流“捕获”,表现为尾涡以射流频率周期性地脱落,此时流场中只存在射流频率及其谐频.若未发生频率锁定,流场始终处于调制阶段,升力脉动曲线按照放大-缩小-放大的趋势变化,尾涡不以明显的周期脱落.根据控制频率和涡脱落频率的倍数关系,可以将频率锁定参数变化范围分为三个基本区域^[8]:当涡脱落频率与控制频率接近,为基本锁频(primary lock-on);当涡脱落频率为控制频率的整数分之一倍时,为次调和锁频(subharmonic lock-on);当涡脱落频率为控制频率的整数倍时,为上调和锁频(superharmonic lock-on).根据频率锁定时涡脱落频率与射流频率的倍数关系,如1/2倍或1/3倍,可将次调和锁频进一步分为第二锁频(secondary lock-on)和第三锁频(tertiary lock-on).在本文选取的控制参数中,仅出现了基本锁频和第二锁频,如图5,红色正方形标记点为发生频率锁定的参数组合,黑色叉号标记点为没有发生频率锁定的参数组合.因此本文主要在这两种情况下讨论合成射流控制对辐射噪声的影响.从图5中可以发现,基本锁频区包含的参数组合更多,说明基本锁频是一种更常见的受控状态.

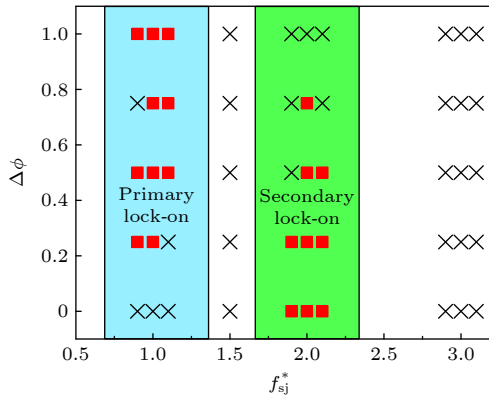


图5 不同控制参数下发生频率锁定的情况
Fig. 5. Lock-on events under a range of control parameters.

频率锁定发生时,剪切层在射流扰动的非线性作用下,以射流的频率脱落.图6对应升力由正到负时刻的流场涡量云图,其中虚线是涡边界,由 $\lambda_{ci} = 0.2$ ^[36]涡判据计算得到.图6(a)为未施加控制的状态,图6(b)和图6(d)为发生频率锁定的状态,图6(c)为未发生频率锁定的状态.其中,由于图6(b)的控制频率为 $f_{sj}^* = 1$,因此涡脱落频率没有发生变化,流场云图与图6(a)没有显著差别,而图6(d)的控

制频率为 $f_{sj}^* = 2.1$,计算域内的涡对数量增加,表明涡脱落频率增加.同时图6(c)为未发生频率锁定状态,图6(c)的尾涡向上偏移,不再保持空间对称分布状态.

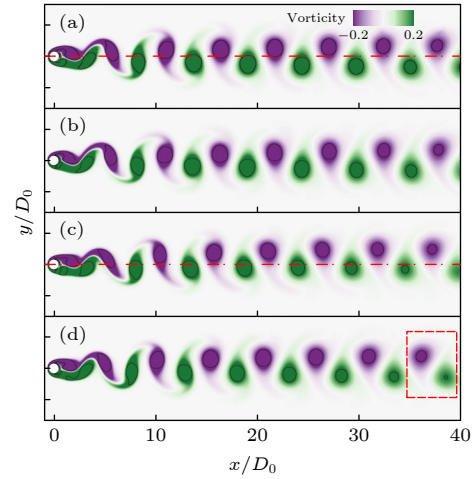


图6 典型控制参数下流场云图 (a) 未施加控制时; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$
Fig. 6. Instantaneous vorticity contours: (a) Unforced case; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$.

图7为 C_L-C_D 相图,从图中可以发现,未施加控制时,相图为“8”字形曲线,这是由于阻力脉动频率为升力的1/2.发生频率锁定时,图中仅包含一条清晰闭合的曲线.而未发生频率锁定时, C_L-C_D 曲线随时间变化,包含多种频率,因此 C_L-C_D 相图明显失序.

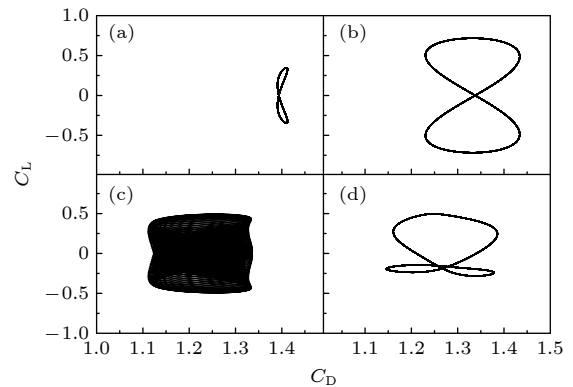


图7 C_L-C_D 相图 (a) 未施加控制时; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$
Fig. 7. Phase diagrams of C_L-C_D : (a) Unforced case; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$.

进一步地, 提取出圆柱表面流体动力变化, 如图 8. 其中第三列为利用快速傅里叶变换 (FFT) 对包含 30 个周期以上的流体动力信息进行统计的结果. 未施加控制时, 如图 8(a), 升力随尾涡脱落而周期性地变化, 在频谱中也表现为以涡脱落频率为主. 而施加控制后, 阻力脉动增加. 如图 8(b), 施加 $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$ 条件下, 升力和阻力的脉动频率没有发生变化, 但脉动幅值显著增加. 而在图 8(d) 中 $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$, 由于频率锁定的发生, 升力脉动频率偏离了自然涡脱落频率, 出现了 1/2 倍射流频率的分量, 同时其升力脉动减小, 阻力脉动增加. 而如图 8(c), 未发生频率锁定时, 由于存在 $f^* = 0.97$ 和 $f_{sj}^* = 2$ 两个没有倍数关系的频率, 瞬时升阻力曲线没有明显的周期.

发生频率锁定时流场中的频率存在倍数关系, 所以 C_L-C_D 相图是一条清晰闭合的曲线, 但其对称性会随控制参数发生改变. 图 8(b) 是上下射流的相位差为 $\Delta\phi = \pi$, 每一时刻射流的总动量注入为 0, 圆柱的升阻力变化均来自于尾涡脱落, 因此 C_L-C_D 相图保持了良好的对称性, 与此形成对比的

是图 8(d) 中相位差为 $\Delta\phi = 0.5\pi$, 射流注入的动量额外增加了圆柱表面流体动力的变化, 导致 C_L-C_D 相图不再保持对称.

射流控制的减阻效果如图 9, 结果表明, 射流控制可以减小圆柱的平均阻力. 频率相同时, 在基本锁频区, 平均阻力随相位差增加而增加, 在第二锁频区, 平均阻力随相位差增加而减小. 大多数情况下, 第二锁频区的平均阻力小于基本锁频区.

4.2 相位差对声辐射远场的影响

接收点声压由各阶声源辐射出的声波线性叠加得到, 因此声波的强度, 频率和相位至关重要. 在本文所研究的低马赫数条件下, 可以忽略四极子的影响, 远场声辐射由单极子和偶极子共同决定. 单极子声源和偶极子声源指向性的区别在于, 不考虑 Doppler 效应的情况下, 单极子声源向四周均匀辐射声波, 而偶极子声辐射则与声源和接收点的相对位置有关, 具有 $\cos\theta$ 型的指向性. 对于层流条件下的圆柱绕流问题来说, 远场声辐射与流体动力脉动有关, 声场以升力偶极子占主导. 而施加射流控制之后, 除了射流引起的圆柱表面流体动力改变

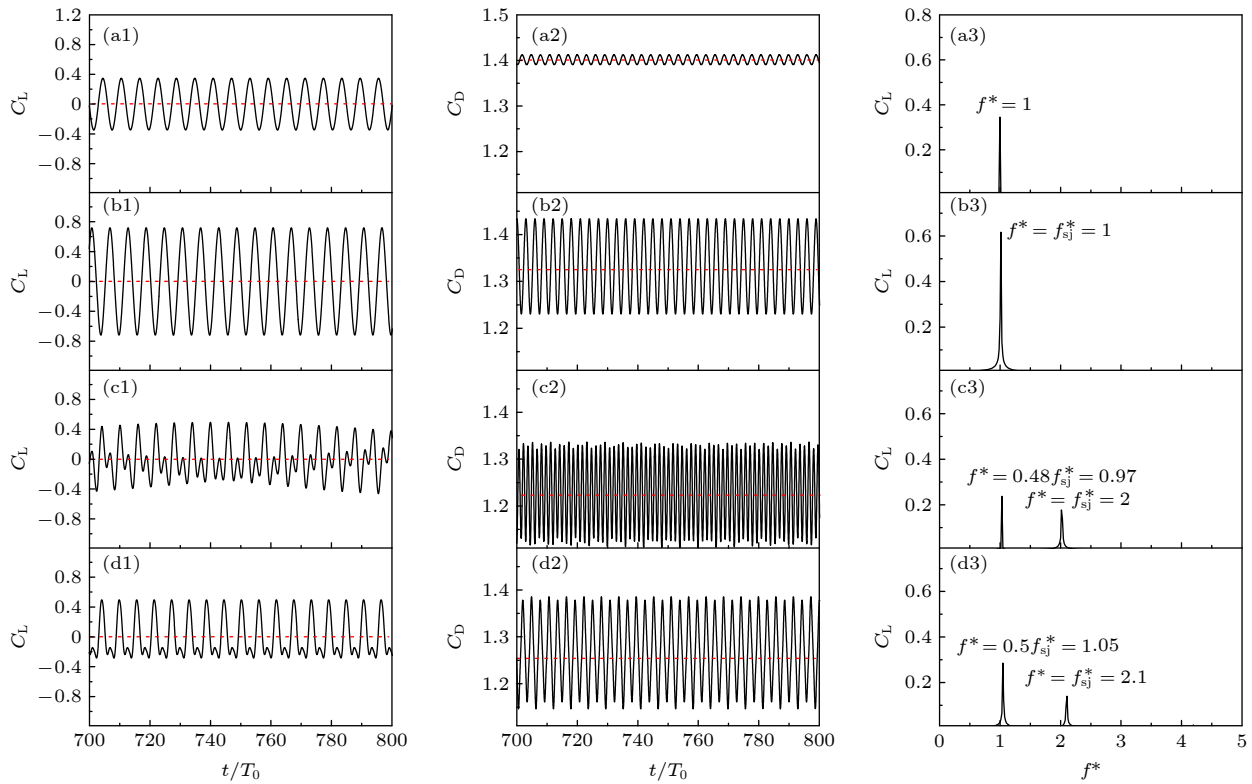


图 8 不同控制参数下流体动力参数的时频域特性 (a) 未施加控制时; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$
 Fig. 8. Time history and frequency spectra of the cylinder's force coefficients: (a) Unforced case; (b) $f_{sj}^* = 1, \Delta\phi = \pi$; (c) $f_{sj}^* = 2, \Delta\phi = \pi$; (d) $f_{sj}^* = 2.1, \Delta\phi = 0.5\pi$.

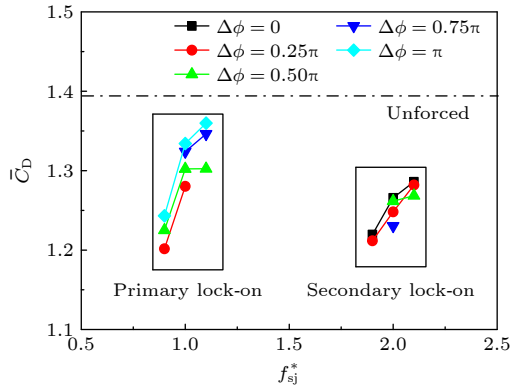


图 9 不同控制参数下圆柱的平均阻力系数

Fig. 9. Time-averaged drag coefficients under a range of control parameters.

外, 射流本身也引入了额外的单极子噪声^[16], 因此需要进一步研究声场的变化.

首先关注施加不同相位差 $\Delta\phi$ 对圆柱绕流辐射噪声的影响. 以圆柱圆心作为坐标原点 $(0, 0)$, 在 $r' = 75D_0$ 为半径的圆上沿周向均匀布置了 512 个接收点, 利用混合方法计算声压. 利用超过 30 个周期的 p' 统计其均方根值 p'_{rms} 来表示接收点处声压的大小. 考虑到 Doppler 效应, 在低马赫数条件下计算时, 接收点的位置修正为: $r = r'(1 + Ma\cos\theta)$ ^[1], 其中以 x 轴为 $\theta = 0^\circ$. 图 10—图 13 中的结果表明, 在本文选择的控制参数范围内, 无论施加何种控制, 流向的声压均被增强; 大部分方向的声压都大于未施加控制时; 声辐射的指向性与单极子声源类似. 出现此结果的原因主要包括: 首先从图 8 中可以发现, 施加控制后, 平均阻力虽然下降, 但阻力脉动始终大于未施加控制时, 所以水平方向的声压始终是增加的; 其次, 由于射流控制本身具

有单极子声源的特性, 同样会增加接收点的声压. 因此会出现施加控制之后, 辐射噪声增强, 指向性趋于单极子类型的情况.

图 10 中施加 $f_{\text{sj}}^* = 0.9$, $\Delta\phi = 0.5\pi$ 控制时, 声指向性不再保持未施加控制时的对称的特点, 这一现象也与 Inoue 等^[16] 直接模拟结果相同. Inoue 等^[16] 的研究认为, 这是单极子与偶极子声源存在相位差导致. 从 (8) 式中可以发现, 圆柱表面升阻力脉动产生了向各自方向上辐射的偶极子声源, 圆柱表面射流引起的流量变化产生了向四周均匀辐射的单极子声源, 两种声源线性叠加后形成声场. 由于相同大小的射流孔上下对称排布, 可以用射流瞬时速度和 u_a 来表示流量变化. 瞬时流体动力和射流速度的变化曲线如图 11, 发生频率锁定时, 升力脉动峰值与 u_a 的峰值同相位. 需要说明的是此现

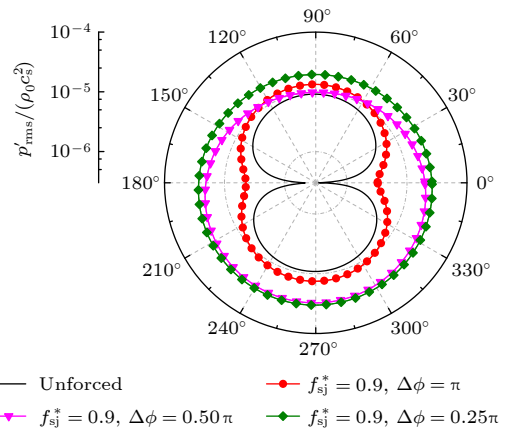


图 10 $f_{\text{sj}}^* = 0.9$ 时, 不同相位差 $\Delta\phi$ 在 $r' = 75D_0$ 范围声辐射指向性

Fig. 10. Directivity of the pressure p'_{rms} measured at $r' = 75D_0$ with different $\Delta\phi$ when $f_{\text{sj}}^* = 0.9$.

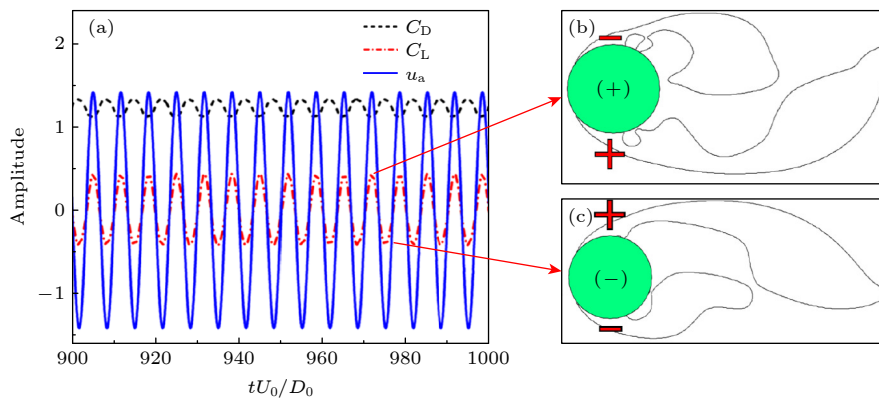


图 11 $f_{\text{sj}}^* = 0.9$, $\Delta\phi = 0.5\pi$ 时 (a) 圆柱升阻力与上下射流瞬时速度和随时间变化曲线; (b), (c) 对应时刻声源相互作用示意图
Fig. 11. (a) Instantaneous lift coefficient, drag coefficient and u_a , and (b), (c) Interaction between monopole and dipole when $f_{\text{sj}}^* = 0.9$, $\Delta\phi = 0.5\pi$.

象只在 $f_{sj}^* = 0.9$, $\Delta\phi = 0.5\pi$ 的工况下出现, 而非施加合成射流控制并发生频率锁定的普遍现象. 从图 11 可以发现, 当尾涡从圆柱上方脱落时, 升力为正, 并向升力的正方向辐射负脉冲, 负方向辐射正脉冲, 此时 u_a 为正, 向外辐射正脉冲, 导致升力负方向声压脉冲被增强; 当尾涡从圆柱下方脱落时, 升力负方向的声压脉冲同样被增强. 同时在 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 条件下, u_a 引起的单极子声源较强, 因此叠加之后会在升力方向上表现显著的非对称性.

结合图 12 和图 13 可以发现, 各个方向上最小声压大部分落在 $\Delta\phi = \pi$ 的曲线上, 声压随着 $\Delta\phi$ 接近 π 而减小. 说明相同射流频率下, 相位相反的射流噪声辐射水平最低. 同时随着 $\Delta\phi$ 从 π 到 0, 声辐射指向性逐渐由偶极子类型变为单极子类型.

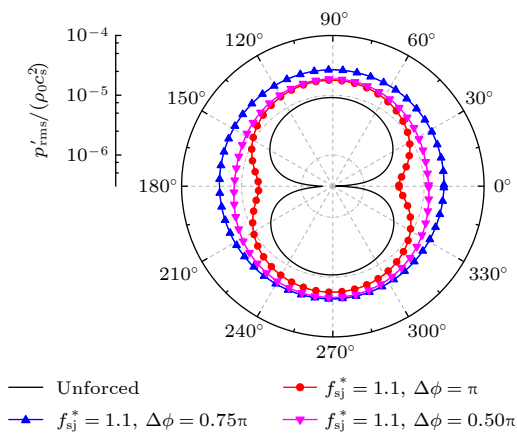


图 12 $f_{sj}^* = 1.1$ 时, 不同相位差 $\Delta\phi$ 在 $r' = 75D_0$ 范围声辐射指向性

Fig. 12. Directivity of the pressure p'_{rms} measured at $r' = 75D_0$ with different $\Delta\phi$ when $f_{sj}^* = 1.1$.

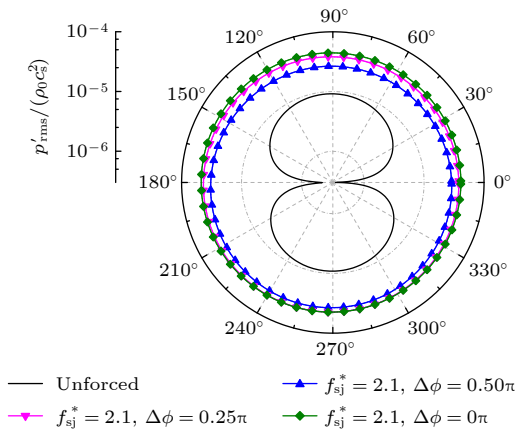


图 13 $f_{sj}^* = 2.1$ 时, 不同相位差 $\Delta\phi$ 在 $r' = 75D_0$ 范围声辐射指向性

Fig. 13. Directivity of the pressure p'_{rms} measured at $r' = 75D_0$ for different $\Delta\phi$ when $f_{sj}^* = 2.1$.

出现以上情况的原因在于施加射流控制后, 声辐射远场由升力偶极子占主导变为射流单极子占主导, 但 $\Delta\phi = \pi$ 时, 上下射流产生的单极子相位相反并互相抵消, 此时射流单极子噪声源也被消除.

从流场来看, 在基本锁频区, 增大相位差 $\Delta\phi$ 时减阻效果减弱, 在第二锁频区, 增大相位差 $\Delta\phi$ 时减阻效果增强; 从声场来看, 射流频率相同时, 使得相位差 $\Delta\phi$ 至 π 能获得最小的辐射声压.

4.3 射流频率对声辐射远场的影响

射流频率主要影响频率锁定的区域, 当射流频率在自然涡脱落频率附近时, 频率锁定发生在基本锁频区. 当涡脱落频率为射流频率的 1/2 倍时, 频率锁定发生在第二锁频区. 处在不同锁频区的流体动力随控制参数变化规律不同.

当频率锁定发生在相同锁频区域且相位差一定时, 增加射流频率对声辐射指向性的影响不大, 如图 10 和图 13. 当频率锁定发生在不同区域时, 如图 12 和图 13, 处于第二锁频区的工况向各个方向的辐射声压均大于基本锁频区的工况.

进一步的, 固定相位差为 $\Delta\phi = 0.5\pi$, 改变控制频率, 如图 14. 处于第二锁频区域的工况, 在各个方向的辐射声压均大于处于基本锁频区的工况, 且随着频率增加, 声辐射指向性趋于单极子类型. 这是由于远场辐射声压由升阻力脉动和射流速度脉动共同决定. 在 (8) 式中, 获得单极子声源需要求射流法向速度对时间的一阶导数, 因此, 增加射流频率一定会提升单极子声源的辐射强度. 同时在图 8 中, 随着控制频率增加, 频率锁定区域发生变

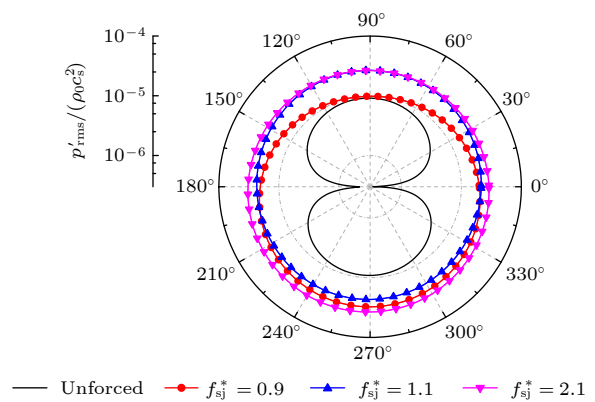


图 14 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 时, 不同射流频率 f_{sj}^* 在 $r' = 75D_0$ 范围声辐射指向性

Fig. 14. Directivity of the pressure p'_{rms} measured at $r' = 75D_0$ with different f_{sj}^* when $\Delta\phi = 0.5\pi$.

化, 导致升力脉动减小, 阻力脉动变化不大, 因此升力偶极子减弱. 王成磊等^[8]使用不同强度的射流获得了更全面的发生频率锁定的参数组合, 本文流体动力脉动的变化规律与其结论基本一致. 综合单极子声源和偶极子声源的变化来看可以发现: 随着射流频率增加, 远场声辐射趋于单极子声源的指向性, 同时还会造成辐射噪声增加.

最后通过声功率级来评估合成射流对圆柱声辐射远场的影响大小, 声功率的表达式^[37]为

$$W_a = \int_{r'=75D_0} I_a(r, \theta) d\theta, \quad (16)$$

其中声强 I_a 通过 $p_{rms}^2 / (\rho_0 c_0)$ 进行计算; θ 为以圆柱圆心为极点; x 轴正方向为极轴的极坐标系下接收点的极角. 以未施加控制时圆柱辐射噪声的声功率 W_{ref} 为参考值, 可以获得声功率级:

$$L_w(\text{dB}) = 10 \log(W_a/W_a^{\text{ref}}). \quad (17)$$

声功率级随控制参数变化如图 15 所示. 施加控制之后, 声功率级均大于零, 表明施加控制之后远场辐射噪声水平提高. 射流频率相同时, 声功率级随相位差接近 π 而减小, 相同相位差下, 声功率级随控制频率增加而增加. 在本文选取的控制参数变化范围内, 最大的声功率级约为 18 dB, 最小的声功率级约为 4 dB. 声功率级与射流瞬时速度和的幅值随控制参数的变化趋势一致, 表明施加控制之后, 远场辐射的噪声水平主要受射流产生的单极子噪声影响.

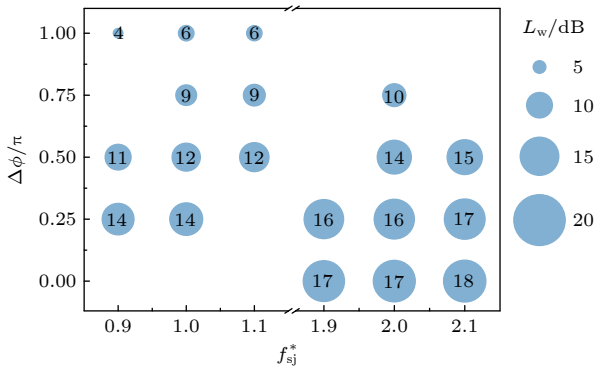


图 15 不同控制参数下圆柱辐射噪声的声功率级
Fig. 15. Acoustic power level measured at $r' = 75D_0$ under a range of control parameters.

5 结 论

本文开展了合成射流对圆柱绕流近壁流场及声辐射远场的影响研究, 主要获得了以下结论:

1) 采用本文在忽略四极子条件下推导得到的适用于紧致声源的声比拟方程二维时域解, 可以快速准确地求解包含周期性速度流入流出的固体边界辐射噪声问题.

2) 合成射流控制会对圆柱绕流辐射噪声的指向性产生显著影响, 增加射流频率或调控相位差远离 π , 均能使辐射声场的指向性由偶极子类型转变为单极子类型.

3) 使用合成射流控制对圆柱实现减阻时, 会在大部分方向上增强噪声辐射. 以未施加控制时的圆柱辐射噪声作为参考, 远场辐射噪声的声功率级在 4 到 18 dB 范围内变化. 同时在阻力方向上, 无论控制参数如何变化, 声压始终增加.

4) 高频射流的辐射噪声更强, 且更难出现频率锁定. 在相同射流频率下, 增大相位差 $\Delta\phi$ 至 π 能获得最小的辐射声压.

因此, 为了在减小流动阻力的同时不显著增加辐射噪声, 可使射流频率设置在基本锁频区, 并将相位差设置为 π .

参考文献

- [1] Inoue O, Hatakeyama N 2002 *J. Fluid Mech.* **471** 285
- [2] Zhong S Y, Huang X 2018 *Acta Aerodyn. Sin.* **36** 363 (in Chinese) [钟思阳, 黄迅 2018 *空气动力学学报* **36** 363]
- [3] Yang Yin, Chen Y C, Li D 2017 *Acta Aerodyn. Sin.* **35** 220 (in Chinese) [杨茵, 陈迎春, 李栋 2017 *空气动力学学报* **35** 220]
- [4] Ren F, Jean R, Tang H 2021 *Phys. Fluids* **33** 037121
- [5] Wang C L, Tang H, Yu S C M, Duan F 2016 *Phys. Fluids* **28** 053601
- [6] Wang C L, Tang H, Yu S C M, Duan F 2017 *Phys. Fluids* **29** 083602
- [7] Wang C L, Tang H, Duan F, Yu S C M 2016 *J. Fluids Struct.* **60** 160
- [8] Wang C L, Tang H, Yu S C M, Duan F 2017 *Phys. Rev. Fluids* **2** 104701
- [9] Chen J L, Chen S Q, Ren F, Hu H B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 084701 (in Chinese) [陈蒋力, 陈少强, 任峰, 胡海豹 2022 *物理学报* **71** 084701]
- [10] Ren F, Wang C L, Tang H 2021 *Phys. Fluids* **33** 093601
- [11] Du L, Sun X F 2019 *J. Fluids Struct.* **84** 421
- [12] Huang X, Zhang X, Li Y 2010 *J. Sound Vib.* **329** 2477
- [13] Ma R X, Liu Z S, Zhang G H, Doolan C J, Moreau D J 2019 *Aerosp. Sci. Technol.* **94** 105370
- [14] Ma R X, Liu Z S, Zhang G H, Doolan C J, Moreau D J 2020 *Aerosp. Sci. Technol.* **106** 106137
- [15] Guo Y P 2008 *J. Sound Vib.* **311** 843
- [16] Inoue O, Mori M, Hatakeyama N 2003 *Phys. Fluids* **15** 1424
- [17] Ganta N, Mahato B, Bhumkar Y G 2019 *Phys. Fluids* **31** 026104
- [18] Thomas F O, Kozlov A, Corke T C 2008 *AIAA J.* **46** 1921
- [19] Leonidas S, Chris L, Ghader G 2017 *J. Fluids Struct.* **69** 293
- [20] Angland D, Zhang X, Goodyer M 2012 *AIAA J.* **50** 1670
- [21] Abbasi S, Souri M 2020 *Int. J. Appl. Mech.* **12** 2050036
- [22] Wang M, Freund J B, Lele S K 2006 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** 483
- [23] Guo Y P 2000 *J. Fluid Mech.* **403** 201

- [24] He X Y, Luo L S 1997 *J. Stat. Phys.* **88** 927
 [25] d'Humieres D, Ginzburg I, Krafczyk M, Lallemand P, Luo L S 2002 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **360** 437
 [26] Guo Z L, Zheng C G 2008 *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* **22** 465
 [27] Peskin C S 2002 *Acta Numer.* **11** 479
 [28] Wang Z L, Fan J R, Luo K 2008 *Int. J. Multiphase Flow* **34** 283
 [29] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C 2002 *Chin. Phys.* **11** 366
 [30] Ziegler D P 1993 *J. Stat. Phys.* **71** 1171
 [31] Goldstein M E (translated by Yan Z Y) 2014 *Aeroacoustics* (Beijing: National Defence Industry Press) p97 (in Chinese) [戈德斯坦 著 (闫再友 译) 2014 气动声学 (北京: 国防工业出版社) 第97页]
 [32] Russell David, Wang Z J 2003 *J. Comput. Phys.* **191** 177
 [33] Liu C, Zheng X, Sung C H 1998 *J. Comput. Phys.* **139** 35
 [34] Chen X P, Ren H 2015 *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **79** 183
 [35] Williamson C H K, Brown G L 1998 *J. Fluids Struct.* **12** 1073
 [36] Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, Kendall T M 1999 *J. Fluid Mech.* **387** 353
 [37] Margnat F 2015 *Comput. Fluids* **109** 13

Effect of synthetic jet on circular cylinder radiated noise in laminar flow state*

Song Jian Ren Feng[†] Hu Hai-Bao[‡] Chen Xiao-Peng

(School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 27 September 2022; revised manuscript received 1 December 2022)

Abstract

This article focuses on the effect of active control via synthetic jets (SJs) on sound generated by a two-dimensional circular cylinder by using the acoustic analogy method. The cylinder is immersed in a uniform upstream flow, where the corresponding Reynolds number is 100 and the Mach number is 0.1. A pair of SJs is placed near the cylinder's separation point issuing periodically varying forcing, with different combinations of forcing frequency and phase difference. The lattice Boltzmann method (LBM) is coupled with the multi-direct forcing immersed boundary method to solve the near-field flow dynamics. The mechanism of the sound generation lies in the fact that pressure pluses are induced by the periodic vortex shedding from the cylinder's surface, i.e. dipoles. In the case with active flow control, extra monopoles are generated by the unsteady flow rate resulting from the SJs' periodic blow/suction. The interaction between monopoles and dipoles is confirmed to have a big influence on the acoustic field. The acoustic analogy method is used in various cases with a wide range of control parameters, because it has a considerably lower computational cost than the direct simulation method. Taking into account the effect of the monopole, the acoustic analogy method is developed for solving two-dimensional sound field by substituting the Green's function. Results indicate that the primary lock-on and the secondary lock-on occur in the case of specified control parameters. The frequency of vortex shedding is related to the SJs' frequency, deviating from the unforced frequency. Owing to the noise induced by flow, the frequency and phase difference of the SJs also have significant influence on sound field. The far-field noise is enlarged although the SJs reduce drag, due to the induced extra monopole, as well as the strengthened hydrodynamic fluctuation. Further increasing SJs' frequency or reducing the phase difference will enlarge the far-field noise and make the directivity transformed from dipole to monopole, since the SJs' self-noise is stronger. Moreover, it is found that the acoustic power increases approximately 4–18 dB compared with the unforced circular cylinder and the drag dipole is strengthened in all combinations of control parameters. This study deepens the understanding of the effect of SJs on sound field, and provides a reference for future studying the control strategies of suppressing noise generated from bluff bodies.

Keywords: lattice Boltzmann method, immersed boundary method, active flow control, flow-induced noise

PACS: 47.85.L-, 47.85.lb, 47.85.ld

DOI: 10.7498/aps.72.20221879

* Project supported by the Open Fund of the Innovative Research of Ship General Performance, China (Grant No. 31122122), the Open Fund of Henan Key Laboratory of Underwater Intelligent Equipment, China (Grant No. KL01B2101), the First Batch of Science and Technology Projects for Innovation Ecosystem Construction by the National Supercomputing Center in Zhengzhou, China (Grant No. 201400211100), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12102357), the Open Fund of the Laboratory of Aerodynamic Noise Control, China (Grant No. ANCL20210103), and the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. cstc2021jcyj-msxmX0394).

[†] Corresponding author. E-mail: renfeng@nwpu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: huhaibao@nwpu.edu.cn



合成射流对层流状态下圆柱辐射噪声的影响

宋健 任峰 胡海豹 陈效鹏

Effect of synthetic jet on circular cylinder radiated noise in laminar flow state

Song Jian Ren Feng Hu Hai-Bao Chen Xiao-Peng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 044702 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221879

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221879>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于壁面压力反馈的圆柱绕流减阻智能控制

Artificially intelligent control of drag reduction around a circular cylinder based on wall pressure feedback

物理学报. 2022, 71(8): 084701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212171>

直拉硅单晶生长过程中工艺参数对相变界面形态的影响

Effects of process parameters on melt-crystal interface in Czochralski silicon crystal growth

物理学报. 2018, 67(21): 218701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180305>

平衡分布正值性对格子Boltzmann方法数值表现影响分析

Effect of equilibrium distribution positivity on numerical performance of lattice Boltzmann method

物理学报. 2019, 68(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190624>

倾斜多孔介质方腔内纳米流体自然对流的格子Boltzmann方法模拟

Numerical simulation of natural convection of nanofluids in an inclined square porous enclosure by lattice Boltzmann method

物理学报. 2020, 69(16): 164401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200308>

基于格子Boltzmann方法的幂律流体二维顶盖驱动流转捩研究

Transitions of power-law fluids in two-dimensional lid-driven cavity flow using lattice Boltzmann method

物理学报. 2021, 70(18): 184703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210451>

基于格子Boltzmann方法的二维气泡群熟化过程模拟

Lattice Boltzmann method based simulation of two dimensional bubble group ripening process

物理学报. 2022, 71(11): 110504 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212183>