喷管旋涡相互作用的数值研究

闫浩杰, 秦丰华*, 罗喜胜

中国科学技术大学近代力学系, 先进推进实验室, 合肥 230026

*联系人, E-mail: qfh@ustc.edu.cn

收稿日期: 2018-03-28; 接受日期: 2018-05-28; 网络出版日期: 2018-10-08

国家自然科学基金(编号: 21476221, 91544218)资助项目

摘要 本文针对喷管与旋涡相互作用问题, 建立了由Taylor涡和Ludwig管构成的数值模型, 采用VAS2D方法模拟了旋涡通过喷管的完整过程, 着重考察了不同的旋涡强度下, 喷管内流动参数(喷管轴线压力、波系结构等)和旋涡特征参数(旋涡形状、涡心轨迹、涡心迁移速度、旋涡面积等)随时间的演变规律. 设计了跟随旋涡移动的网格加密方法, 可精细地捕捉旋涡演化的细节. 研究结果表明在喷管前部旋涡产生明显的压力扰动; 在喉道前后的膨胀区旋涡向外扩散, 面积增大但总环量基本维持不变, 压力扰动逐步降低. 当旋涡较强时, 旋涡内部上下位置产生激波, 并于涡核处中断. 逆时针旋涡接近喉道后, 涡心轨迹开始向上壁面偏转, 迁移速度受到抑制; 旋涡越强, 轨迹上抬程度越明显, 迁移速度越小.

关键词 旋涡, 喷管, 数值模拟, 激波

PACS: 47.32.cb, 47.27.nf, 47.40.Hg

1 引言

旋涡运动在自然界中广泛存在, 大到台风、小到烟圈中的涡环, 都是其实例. 在超音速流动中, 旋涡流动还常常会伴随着激波等现象, 如可压缩涡环中的嵌入激波^[1]等. 旋涡和激波相互作用会导致旋涡和激波发生变形, 产生复杂的流场结构^[2,3]. 在大型固体火箭发动机内部(如Ariane V), 脱落涡和喷管的相互作用, 会导致发动机内部产生压力震荡^[4], 影响推进器性能.

Hulshoff等人^[5]用在点涡系中求解涡动力学方程和直接求解欧拉方程两种方法对比研究了不

同 Ma 数下旋涡通过喷管时, 流场远场的发声问题. 但对旋涡和喷管相互作用的过程中, 旋涡自身演化及喷管内流场变化的研究, 目前还是空白. 在超音速喷管中, 旋涡在喉道前部逐渐加速, 在喉道达到音速, 在喉道后部继续加速到超音速. 旋涡在这个过程中经历由亚音速到超音速的变化, 并且旋涡上部和下部到达音速的时刻也不同, 旋涡的几何形状, 流场的压力分布在相互作用过程中也会发生变化. 在喷管流动中, 气流的压力、密度均降低, 气体膨胀, 旋涡也会膨胀. 因此开展相关研究, 在提高固体火箭发动机性能等工程实用领域有着重要意义.

采用固体火箭发动机内部脱落涡和喷管相互

引用格式: 闫浩杰, 秦丰华, 罗喜胜. 喷管旋涡相互作用的数值研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 124701
Yan H J, Qin F H, Luo X S. Numerical study on vortex-nozzle interactions (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 124701, doi: 10.1360/SSPMA2018-00085

作用的模型尽管更接近真实情况, 但其流动十分复杂, 包含燃烧、多相等各种影响, 且装药几何形状还随时间变化(燃面推移), 因此有必要发展一套简化的模型来研究喷管和旋涡的相互作用. 在旋涡和激波相互作用的一些研究中, 常采用理想涡模型如Rankine涡模型^[6]和Taylor涡模型^[7]等. 鉴于Taylor涡模型更接近真实情况, 且涡边缘扰动较Rankine涡小, 本文将选用Taylor涡模型作为旋涡模型. Luo等人^[8]在研究脱落涡的问题时, 设计了一种Ludwig管装置, 可以产生固定强度的膨胀波. 静止的旋涡在这种膨胀波作用下, 被加速后产生均匀的迁移速度而进入喷管. 由于采用Ludwig管可以清楚地观察旋涡与喷管的作用及旋涡的发展历程, 因此本文将Taylor涡和Ludwig管为基本模型, 采用数值方法研究旋涡与喷管流动的相互作用.

2 数值方法

忽略黏性, 喷管中的跨音速流动可由Euler方程描述:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{0}, \quad (1)$$

$\mathbf{U}$ 为守恒量, $\mathbf{F}, \mathbf{G}$ 分别为 x -, y - 方向的对流通量:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \end{pmatrix}, \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho E + p)v \end{pmatrix}. \quad (2)$$

补充气体状态方程

$$p = (\gamma - 1)\rho \left[E - \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right], \quad (3)$$

其中 ρ 为气体密度, u, v 分别为气体速度在 x -, y -方向的分量, p 为压力, E 表示单位质量气体的总能量. 方程 (1), (3) 有5个方程, 5个未知量, 因此方程组封闭.

本文采用Sun^[9]编制的VAS2D程序(Two-Dimensional Vectorizable Adaptive Solver)进行求解. 采用有限体积法, 将方程 (1)在单位控制体(网格单

元) i 上积分得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta\Omega_i} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\partial\Omega_i} (\mathbf{F} dy - \mathbf{G} dx) = \mathbf{0}, \quad (4)$$

其中 $\Delta\Omega_i$ 表示网格单元 i 的面积, $\partial\Omega_i$ 表示网格单元 i 的边. 对 (4)式进行离散, 得到

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta\Omega_i} \sum_{k=1}^4 \hat{\mathbf{F}}_{i,k}^{n+1/2}, \quad (5)$$

上标 n 表示时间步, $\hat{\mathbf{F}}_{i,k}^{n+1/2}$ 表示网格单元 i 的第 k 条边上 $n + 1/2$ 时间步的通量. 各变量的信息储存在网格中心. 在求解时, 先根据最小二乘法计算得出变量在网格中心处的梯度, 再根据网格中心处变量的值和变量的梯度求得网格边中心处变量的值. 既而根据半时间步预估和HLL通量格式求得 $\hat{\mathbf{F}}_{i,k}^{n+1/2}$.

该方法属于有限体积法, 采用MUSCL-Hancock格式求解Euler方程, 在时间和空间上都具有二阶精度. 计算网格为非结构四边形网格, 网格可以根据参数梯度进行自适应加密和稀疏. 可以处理二维或轴对称的三维问题. 该程序已成功应用于诸多问题的研究, 如RM不稳定性(激波-气泡相互作用^[10]、多边形界面和平面激波相互作用^[11]等)、非定常流中的相变^[12]、旋涡和激波相互作用^[13]以及旋涡与微液滴颗粒相互作用^[14]等, 其可靠性得到了充分的验证.

3 数值模型与收敛性验证

3.1 数值模型

如前所述, 本文采用Taylor涡和Ludwig管建立旋涡和喷管相互作用的计算模型, 如图1所示. Ludwig中选用G2喷管^[8], 长44 cm, 喉道处高度2 cm, 坐标原点位于喉道中心. 喷管上下游连接直管道. 计算中, 上下边界为固壁边界条件, 左右边界为开口边界条件.

在喷管上游设置Taylor涡, 涡心位于 $x = -30$ cm, $y = 0$ cm 处. Taylor涡初始速度

$$\begin{cases} \frac{u_\theta(\vec{r})}{a_\infty} = M_\infty \vec{r} e^{\frac{1-\gamma}{2}}, \\ u_r = 0, \end{cases} \quad (6)$$

图 1 旋涡与喷管相互作用计算模型示意图

Figure 1 Schematic diagram of vortex nozzle interaction model.

其中 $\bar{r} = r/r_c$, r 为任一点距涡心距离, r_c 为涡核半径, a_∞ 为远场声速. 设 $\bar{r} = 1$ 处的周向速度为 u_m , 这也是 Taylor 涡中的最大速度, 由此定义涡马赫数 $M_v = u_m/a_\infty$, 可描述旋涡强度, 下文选其为初始涡强度参数. 由涡量 $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$ 可得其分布

$$\frac{\omega(\bar{r})}{a_\infty/r_c} = M_v(2 - \bar{r}^2)e^{\frac{1-\bar{r}^2}{2}}. \quad (7)$$

对于可压缩无黏流动, 柱坐标系下的二维 Euler 方程在径向速度为零时退化为

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho u_\theta^2}{r}, \quad (8)$$

等熵关系

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constant}. \quad (9)$$

由式 (6), (8), (9), 可得压力分布为

$$\frac{p}{p_\infty} = \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} M_v^2 e^{(1-\bar{r}^2)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (10)$$

Taylor 涡的周向速度 u_θ 、涡量 ω 、压力 p 沿径向分布如图 2 所示. 从图中可以看出, $\bar{r} > 4$ 时, 涡参数已经接近远场参数, 因此选取涡边界半径 $r_b = 4r_c$. 为了产生较强的旋涡喷管相互作用便于研究, 鉴于喷管喉道高度, 本文取涡核半径 $r_c = 0.5 \text{ cm}$.

在喷管下游 $x = 25 \text{ cm}$ 处设置一薄膜, 其左侧为高压区、右侧为低压区, 压比为 10, 具体参数为

$$\begin{cases} p_l = 1.015 \text{ bar}, \\ T_l = 338 \text{ K}, \end{cases} \quad \begin{cases} p_r = 0.1015 \text{ bar}, \\ T_r = 338 \text{ K}, \end{cases} \quad (11)$$

破膜后产生右行激波及左行膨胀波, 启动相互作用过程.

图 2 (网络版彩图) Taylor 涡参数的径向分布

Figure 2 (Color online) The distribution along radial direction of Taylor vortex.

因此初始条件设置为: $r < r_b$ 区域按 Taylor 涡参数设置, 其中远场密度和压力取高压区密度和压力; $r > r_b$, $x < 25 \text{ cm}$ 区域按高压区参数设置; $x > 25 \text{ cm}$ 区域按低压区参数设置. 结果表明, 在 $r = r_b$ 处, 参数缝合带来的扰动十分微弱, 可以忽略不计.

3.2 网格的无关性校验

VAS2D 的网格收敛性也进行过诸多验证, 如在研究 RM 不稳定性 [10,11]、Ludwig 喷管中的凝结问题 [8] 等. 根据之前的结果, 本文在旋涡外区域 ($r >$

r_b) 的网格尺寸设定为 $\Delta x = 0.1 \text{ cm}$. 但在旋涡内部, 速度、压力等参数变化剧烈, 而且该算法为二阶精度, 会引入一定的人工黏性. 为了准确计算旋涡内的流动, 有必要对旋涡内部网格收敛性进行验证. 为此, 在正方形计算域中心设置一 Taylor 涡, 由于不受任何扰动, 该旋涡流动将维持其初始状态. 从最粗网格 $\Delta x = 0.1 \text{ cm}$ 开始, 对涡内区域 ($r < r_b$) 网格逐倍加密, 观察不同网格大小下计算得到的旋涡变化. 经过一段时间计算后, 不同网格尺度下压力沿涡心轴线的分布如图 3 所示, 可见网格尺寸越小, 同精确解式(10)相比, 压力偏差越小, 表明旋涡耗散越小. 当网格尺寸 $\Delta x = 1/160 \text{ cm}$ 时, 计算所得压力衰减幅度小于 1%, 可满足计算精度要求.

旋涡内外网格尺度差别较大, 且在旋涡和喷管相互作用过程中, 旋涡会向下游移动, 因此为节省计算资源, 采用动态加密和稀疏网格方法. 在每一计算步中, 选取流场中涡量最大值处作为涡心, $r = r_b$ 作为加密半径, 半径内的区域作为本次计算步的加密区域. 在加密区域内部, 网格被加密四层, 其中每加密一层, 便将原来的四边形网格按其四条边中点分割为四个子网格. 在加密区边缘, 加密层数逐步过渡, 保证相邻网格加密层数之差不超过一. 随着加密区右移, 原本被加密过的网格不再是加密区域时便被标记需要稀疏. 为了提高计算效率, 当需要稀疏的网格超过已加密网格的十分之一时进行一次稀

图 3 (网络版彩图) 不同网格尺寸下, 计算所得压力沿涡心轴线分布

Figure 3 (Color online) Comparison of pressure distribution along the axis of the vortex at different grid sizes.

疏. 进行稀疏同样以相邻网格加密层数之差不超过一为前提. 图 4 显示了计算中网格动态调整过程, (a)–(c) 分别对应 $t = 0, 4, 6 \text{ ms}$.

4 数值结果与讨论

Taylor 涡与 Ludwig 管的相互作用过程可以分为两个阶段.

(1) 喷管启动阶段. 在初始时刻, 薄膜处是一个典型的 Riemann 间断问题. 计算启动之后, 在薄膜初始位置 $x = 25 \text{ cm}$ 处形成一束向左运动的膨胀波与向右运动的激波和间断面. 膨胀波通过喉道, 并将喉道气流加速到音速之后, 喷管启动. 加速喷管后未消耗完的膨胀波继续左行, 到达旋涡处 ($x = -30 \text{ cm}$) 时, 旋涡逐渐产生右移速度. 膨胀波波尾通过旋涡时, 右移加速结束. 参见图 5 早期 ($t < 4 \text{ ms}$) 阶段.

(2) 旋涡和喷管相互作用阶段. 旋涡产生右移速度后, 进入并通过喷管, 相互作用导致喷管内部流场参数(如喷管轴线压力)以及旋涡的特征参数(如旋涡迁移速度、迁移轨迹、旋涡面积等)都会随着时间发生变化. 本文主要讨论不同强度的旋涡对相互作用的影响.

图 4 网格加密示意图. (a) 0 ms; (b) 4 ms; (c) 6 ms

Figure 4 Grid refinements at 0 ms (a), 4 ms (b), 6 ms (c).

4.1 中轴线压力分布

旋涡通过喷管时可能带来的压力扰动, 在工程应用中有着重要影响. 图 5 显示了旋涡强度 $M_v = 0.41$ 时, 不同时刻压力沿喷管中轴线的分布. 在初始时刻 $t = 0$ ms, 喷管轴线压力在 $x = 25$ cm 处产生阶跃, 此处对应初始时刻设置的薄膜(D)的位置. $t = 0.2$ ms 时, 从图中可以清晰地看到向左运动的膨胀波(E)和向右运动的激波(S1). $t = 1$ ms 时, 膨胀波波头大约到达 $x = -15$ cm 处. 被加速的气流在喉道下游因为喷管型线的扩张进一步膨胀加速, 压力也进一步降低, 而此时喷管后部直管内气流速度还较低, 压力较大. 大约在 $x = 20$ cm 处, 左侧的低压和右侧的高压会形成一道向右运动的左行激波(S2). 大约在 4 ms 之后, 它被推出直管出口, 直管内压力几乎不再变化. 这是喷管正常启动时波系变化的结果. 在喷管上游, 对应旋涡的位置存在稳定的压力突变; $t = 2$ ms 左右, 喷管上游膨胀波波尾基本通过旋涡初始位置 $x = -30$ cm 处, 旋涡开始右移, 压力突变也相应右移; $t = 4$ ms 时旋涡开始进入喷管, 6 ms 时进入压力快速下降的膨胀区, 7.2 ms 时旋涡通过喷管. 在膨胀区域, 由于主流压力快速降低, 旋涡中心同涡边缘压力差值也随之明显变小, 在尾部直管区域几乎微不可见. 当初始旋涡强度增强时, 压力变化过程基本相同, 区别仅在于初始强度大的旋涡, 在通过喷管时会产生更加明显的压力突变.

图 5 (网络版彩图)旋涡通过喷管时对中轴线压力分布的影响. $M_v = 0.41$

Figure 5 (Color online) The pressure distribution along the central axis when the vortex passed through the nozzle. $M_v = 0.41$.

旋涡通过膨胀区时压力突变持续变小, 表明旋涡强度也在逐步变弱, 如图 6 所示, 涡核平均涡量 ω_c 在通过喉道膨胀区时近乎线性下降. 同时, 借鉴前人确定旋涡边界的方法, 如 Gharib 等人 [15]、Maxworthy [16] 研究涡环时主要根据涡量分布来确定涡环的边界, 本文选取涡量 $\omega = 1000 \text{ s}^{-1}$ 的等值线作为涡边界. 即使当旋涡迁移到喷管出口区域, 该边界涡量仍不超过涡核涡量的 3%, 如此确定的涡边界虽然存在一定的任意性, 但既能获得比较清晰的涡边界, 对结果分析的影响也不大. 在此边界上计算旋涡的总环量, 如图 6 所示, 可见总环量在整个相互作用过程中基本上保持不变.

图 7 显示了不同的涡初始强度下, 旋涡面积随涡心 x 坐标变化的曲线. 可以看到, 由于总环量基本不变, 涡面积的变化与涡量变化相反: 在喷管前后的直管部分, 旋涡面积基本不变; 在包含喉道的膨胀区, 旋涡在向下游移动时, 压力降低, 旋涡则向外扩散, 面积逐渐增大. 初始强度越强的旋涡, 喷管的膨胀扩散作用相对越小, 喷管出口的旋涡越集中.

4.2 旋涡形状的特征

旋涡在通过喷管时, 受到喷管壁面的作用, 形状也发生变化. 为了直观地显示旋涡的形状, 图 8 给出了涡强 M_v 分别为 0.55 和 0.82 时, 不同时刻旋涡所在区域流场的数值干涉图. 从图中可以看到, 当涡强

图 6 (网络版彩图)旋涡迁移过程中涡核平均涡量及总环量的变化. $M_v = 0.41$

Figure 6 (Color online) The variations of the mean vorticity in vortex core and circulation. $M_v = 0.41$.

图 7 (网络版彩图)旋涡初始强度不同时, 涡面积在迁移过程中的变化

Figure 7 (Color online) Variations of vortex area under different initial vortex strengths.

图 8 涡形随时间的变化. (a) $M_v = 0.55$, (b) $M_v = 0.82$

Figure 8 Variation of vortex shape over time. (a) $M_v = 0.55$, (b) $M_v = 0.82$.

度较小时(图 8(a)), 旋涡在相互作用过程中基本保持圆形, 仅当迁移到喷管下游(6.94 ms)后有轻微变形, 略呈椭圆形. 对于初始强度较大的旋涡, 前期仍基本保持圆形, 而当涡心接近喉道时(6.57 ms), 旋涡内部出现激波, 并在涡核处中断, 形成分别连接喷管上、下壁面的两部分. 与此相似的, Dora 等人 [1] 在研究可压缩涡环时观察到了涡上部的涡诱导激波和下部的嵌入激波. 本文所计算的旋涡为逆时针方向, 旋涡诱导作用在下部加速气流而在上部抑制气流运动. 当旋涡很强时, 气流速度剧烈变化而产生激波. 下部激波可以抑制下部气流过快的加速, 旋涡上部的激波也使旋涡上部激波两侧的气流在经过喷

管不同程度的加速后参数能得到匹配. 从 6.57–6.72 ms 的干涉图可以看到, 旋涡下部的激波会较涡心向前移动, 且在移动过程中逐渐变弱. 之后旋涡下部靠后处继续产生激波, 该激波较涡心继续向前移动并衰减. 若喷管足够长, 可以预想这种过程会周而复始.

4.3 旋涡轨迹与迁移速度的特征

Hulshoff 等人 [5] 用点涡系模拟涡喷管相互作用研究发声问题时, 观察到向前运动的顺时针点涡在迎面遇到竖直壁面时, 轨迹向下部偏折. 而本文旋涡在通过喷管时, 喷管壁面连续收缩、扩张, 同样会导致旋涡运动轨迹较无旋运动会发生变化. 为了更清楚地观测这种偏移, 计算了涡心初始坐标 $x = 30$ cm, $y = 2$ cm, 即偏离中轴线设置 Taylor 涡的算例, 初始涡强度 $M_v = 0.55$. 图 9 显示了涡心轨迹, 为了对照, 图中同时给出了无旋涡时的两条流线, 分别在喷管进、出口与涡心轨迹重合. 从图中可以清楚地看到涡心轨迹偏离无旋流流线并向上部偏折, 考虑到本文旋涡为逆时针方向, 该结果与 Hulshoff 等人 [5] 的观察是一致的.

若逆时针旋涡涡心初始位于中轴线上, 其轨迹同样会偏转, 向上壁面靠近, 如图 10 所示. 且旋涡初始越强, 涡心偏离轴线越远, 距上壁面也就越近.

涡心轨迹的横向偏转也会影响到旋涡迁移速度 U , 该速度可由涡心(涡量最大处)的移动速度代替. 图 11 所示, 旋涡迁移速度整体上与喷管流动速度相同, 进口较慢而出口很快. 旋涡初始强度不同

图 9 涡心轨迹(实线)和无旋涡喷管流动流线(点线)对比. $M_v = 0.55$, 涡心初始坐标 $x = -30$ cm, $y = -2$ cm

Figure 9 Comparison of the vortex-center trajectory (solid) with the streamlines of nozzle flow without Taylor vortex (dotted). $M_v = 0.55$, initial coordinates of the vortex center is $x = -30$ cm, $y = -2$ cm.

图 10 (网络版彩图)不同初始强度的旋涡通过喷管的涡心轨迹

Figure 10 (Color online) The center trajectories of vortices with different initial strengths.

图 11 (网络版彩图)不同的涡初始强度下, 涡心迁移速度对比

Figure 11 (Color online) Comparison of vortex-center migration velocity under different initial vortex strengths.

时, 迁移速度在喉道之前几乎相同, 而在喉道之后出现差别: 初始强度越大, 旋涡迁移速度就越小. 迁移速度出现差别与涡心轨迹偏转同步出现. 旋涡在通过喷管时, 除了受到当地气流影响之外, 还会受到上下壁面的影响. 而壁面影响可以由顺时针的镜像涡描述, 当旋涡中心位于中轴线上时, 上下壁面的镜像涡在涡心诱导的迁移速度相互抵消; 当涡心向上偏转时, 上壁面镜像涡的影响更强, 其诱导速度将降低迁移速度. 初始旋涡强度越强, 轨迹偏转就越大, 镜像涡的诱导作用越强, 其迁移速度也就越小.

5 结论

本文利用VAS2D程序数值模拟了旋涡与喷管相互作用的完整过程, 对旋涡的演化以及旋涡诱导的喷管内压力波动等进行了分析. 结果表明, 当旋涡通过喷管时, 在旋涡位置会产生压力扰动, 且旋涡越强扰动越大; 在喉道前后的膨胀区内该扰动逐渐变小, 在喷管出口区域几乎可以忽略. 在此过程中, 由于膨胀区压力降低的作用, 旋涡向外扩散, 面积增加, 中心涡量降低, 总环量基本维持不变.

当初始强度较弱时, 旋涡较平和的通过喷管, 其形状几乎不变; 当强度较强时, 从喉道附近开始, 旋涡内部会产生上部的诱导激波和下部的嵌入激波, 产生明显的可压缩现象和压力扰动现象. 同时, 受到喷管壁面的作用, 逆时针旋涡涡心接近喉道后轨迹开始向上壁面偏转, 进而壁面镜像涡的作用会抑制旋涡的迁移速度; 旋涡越强, 轨迹上抬程度越明显, 旋涡的迁移速度也因此越小.

参考文献

- 1 Dora C L, Murugan T, De S, et al. Role of slipstream instability in formation of counter-rotating vortex rings ahead of a compressible vortex ring. *J Fluid Mech*, 2014, 753: 29–48
- 2 Inoue O, Hattori Y. Sound generation by shock vortex interactions. *J Fluid Mech*, 1999, 380: 81–116
- 3 Lu X Y, Zhuang L X. Numerical study on the interaction between a shock wave and a vortex (in Chinese). *Acta Mech Sin*, 1993, 9: 257–263 [陆夕云, 庄礼贤. 数值研究激波与旋涡的相互作用. *力学学报*, 1993, 25: 257–263]
- 4 Dotson K W, Koshigoe S, Pace K K. Vortex shedding in a large solid rocket motor without inhibitors at the segment interfaces. *J Propulsion Power*, 1997, 13: 197–206
- 5 Hulshoff S J, Hirschberg A, Hofmans G C J. Sound production of vortex-nozzle interactions. *J Fluid Mech*, 2001, 439: 335–352
- 6 Bagai A, Leishman J G. Flow visualization of compressible vortex structures using density gradient techniques. *Exp Fluids*, 1993, 15: 431–442

- 7 Taylor G I. On the dissipation of eddies. *Meteorol Oceanography Turbul Flow*, 1918: 96–101
- 8 Luo X, Lamanna G, Holten A P C, et al. Effects of homogeneous condensation in compressible flows: Ludwig-tube experiments and simulations. *J Fluid Mech*, 2007, 572: 339–366
- 9 Sun M. Numerical and Experimental Studies of Shock Wave Interaction with Bodies. Dissertation for Doctoral Degree. Tohoku: Tohoku University, 1998
- 10 Zhai Z, Si T, Luo X, et al. On the evolution of spherical gas interfaces accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084104
- 11 Wang M, Si T, Luo X. Generation of polygonal gas interfaces by soap film for Richtmyer-Meshkov instability study. *Exp Fluids*, 2013, 54: 1427
- 12 Luo X, Prast B, van Dongen M E H, et al. On phase transition in compressible flows: Modelling and validation. *J Fluid Mech*, 2006, 548: 403–430
- 13 Inoue O, Hattori Y. Sound generation by shock vortex interactions. *J Fluid Mech*, 1999, 380: 81–116
- 14 Xie H Y, Cao Y, Qin F H, et al. The slip effect of micro-droplets in Rankine vortex. *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2017, 47: 124702
- 15 Gharib M, Rambod E, Shariff K. A universal time scale for vortex ring formation. *J Fluid Mech*, 1998, 360: 121–140
- 16 Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings. *J Fluid Mech*, 1977, 81: 465–495

Numerical study on vortex-nozzle interactions

YAN HaoJie, QIN FengHua* & LUO XiSheng

*Advanced Propulsion Laboratory, Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China,
Hefei 230026, China*

A numerical configuration consisting of Taylor vortex and Ludwig tube is established to study the interaction between nozzle flow and vortex. The VAS2D method is used to simulate the complete process of the vortex through the nozzle and a grid refinement method that follows the vortex movement is designed to finely capture the details of the vortex evolution. The flow parameters (nozzle axis pressure, wave system structure, etc.) in the nozzle and vortex characteristic parameters (vortex shape, center trajectory, migration velocity, vortex area, etc.) evolved over time are investigated under different vortex intensities. The results show that the vortex in the front of the nozzle has caused a pressure disturbance in the nozzle flow. In the expansion area before and after the throat, the vortex expands outwards, the area increases but the total circulation remains basically unchanged, and the pressure disturbance gradually decreases. If the vortex is strong enough, two shock waves are generated in the upper and lower positions of the vortex. When the anticlockwise vortex approached the throat, the orbit of the vortex begins to deflect toward the upper wall, and the migration speed is suppressed; the stronger the vortex, the larger deflected distance of the vortex center and the smaller the migration speed.

vortex, nozzle, numerical simulation, shock wave

PACS: 47.32.cb, 47.27.nf, 47.40.Hg

doi: [10.1360/SSPMA2018-00085](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00085)