

文章编号: 1000-8055(2003)02-0274-05

基于全欧拉方程的二维平行剪切层声波产生和辐射的数值模拟

李晓东, 高军辉

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

摘要: 本文基于全欧拉方程对二维平行剪切层声波的产生和辐射进行了计算气动声学数值模拟。空间离散采用了频散相关保持有限差分格式, 时间积分采用了低频散低耗散的龙格库塔法。数值模拟结果表明, 当声源强度较小时, 基于全欧拉方程的计算结果与解析解及基于线化欧拉方程的计算结果均符合得很好, 当声源强度较大时(约 140 dB), 线化欧拉与全欧拉的计算结果有较大的偏差, 这说明此时非线性的影响不可忽略, 线化方程不再适用。

关键词: 航空、航天推进系统; 计算气动声学; 数值模拟; 剪切层; 不稳定波; 高阶格式; 无反射边界条件

中图分类号: O 422. 6

文献标识码: A

Numerical Simulation of Sound Generation and Radiation from a 2-D Parallel Shear Layer Based on the Full Euler Equations

L I X iao-dong, GAO Jun-hui

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: The generation and radiation of acoustic waves from a 2-D shear layer is numerically simulated by an aeroacoustic approach based on the 2-D full Euler equations. The dispersion-relation - preserving (DRP) finite difference scheme is employed for space discretization and the low-dissipation and low-dispersion Runge-Kutta (LDDRK) scheme is utilized for time integration. Numerical results show that the full Euler solutions agree well with the analytical solutions as well as the solutions by the linearized Euler equations if the amplitude of sound source is not too large. However, there is great discrepancy between the linear Euler and full Euler solutions if the strength of sound source is strong enough (140 dB). This means that the nonlinear effects can not be neglected whereas the linearized equations do not work.

Key words: aerospace propulsion; computational aeroacoustics; numerical simulation; shear layer; instability wave; high order schemes; non-reflecting boundary conditions

收稿日期: 2002- 04- 15; **修订日期:** 2002- 10- 08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10072009)

作者简介: 李晓东(1967-), 男, 江苏海安人, 北京航空航天大学能源与动力工程学院教授, 主要从事计算气动声学, 声学反问题研究

1 引言

在过去的 50 年中, 喷流噪声一直是气动声学研究的核心问题。Lighthill 声类比理论^[1]所给出的 8 次方定律为降低喷流噪声指明了最基本的途径, 然而声类比理论从本质上看是一种黑箱理论, 在理解流场/声场相互作用等复杂物理机制方面则无能为力。事实上由于喷流发声涉及到湍流、流动稳定性等诸多方面, 所以人们目前对喷流噪声发声机制的认识还很不完全, 而且还存在一些争议。本文着重于考察声波与喷流剪切层的相互作用这一问题, 试图通过数值模拟的方法, 揭示基本的物理图画, 增进对喷流发声物理机制的理解。Li & Thiele^[2]及李、高^[3]曾采用线性化 Euler 方程对这个问题进行过研究, 本文则将采用全 Euler 方程对这个问题进行进一步研究, 不仅希望在线性化范围获得同样或者更加精确的结果, 而且将把计算由线性变化推广到非线性作用范围, 以此证明本文所采用的数值方法的可行性, 并为进一步数值模拟包含粘性影响的真实喷流打下基础。

2 物理问题

众所周知, 喷流里面的声源能够在剪切层里面激发产生不稳定波, 这将会导致声波的产生并辐射到远场^[4]。第三届计算气动声学专题讨论会标准问题的第五类问题是这种物理现象的一种理想情况。本文采用全 Euler 方程作为它的主控方程:

$$\left. \begin{aligned} \rho_t + u_x \rho + v_y \rho + \rho_x u + \rho_y v &= 0 \\ u_t + uu_x + vv_y + p_x/\rho &= 0 \\ v_t + uv_x + vv_y + p_y/\rho &= 0 \\ \rho_t + \gamma p_{u_x} + \gamma p_{v_y} + up_x + vp_y &= S \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 S 为源项, 在此为:

$$A \exp [B \ln (2)\left(x^2+y^2\right)] \cos (\omega t)$$

平均流场的值为:

$$\begin{aligned} \bar{U}(y) &= \left\{\begin{aligned} U_{\infty}+\left(U_j-U_{\infty}\right) e^{-\ln (2)\left(y / b-h / b\right)^2} & y \geq h \\ U_j & 0 \leq y < h \end{aligned}\right. \\ \frac{1}{\bar{\rho}(y)} &= -\frac{1}{2} \frac{\gamma-1}{\gamma \bar{p}}\left[\bar{U}(y)-U_j\right] \cdot \\ & \left[\bar{U}(y)-U_{\infty}\right]+\frac{1}{\rho_j} \frac{\bar{U}(y)-U_{\infty}}{U_j-U_{\infty}}+ \\ & \frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{U_j-\bar{U}(y)}{U_j-U_{\infty}} \end{aligned}$$

其中: $\bar{\rho}, \bar{U}, \bar{v}, \bar{p}$ 分别表示平均密度、 x 和 y 方向的平均速度分量以及平均压力。喷流的静压假设为一常数, 流体是平行而且对称的, 如图 1 所示。取流速为主流速度 $1/2$ 处距轴线的距离 $R_{1/2}$ 为无量纲化的长度尺度, 其余无量纲化尺度分别为: 轴线处喷流速度 U_j 为速度尺度, 密度为 ρ_j , 压力为 $\rho_j U_j^2$, 时间和频率为 $R_{1/2} / U_{j0}$ 。上述常数的值分别为: $P=101330 \mathrm{~kg} / \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^2, R=286.8875 \mathrm{~m}^2 / \mathrm{s}^2 \mathrm{~K}, U_j=517.4569 \mathrm{~m} / \mathrm{s}$, 温度 $T_j=166.6667 \mathrm{~K}, U_{\infty}=0, T_{\infty}=300 \mathrm{~K}, M a_j=2, T_{j0} / T_{\infty}=1, \gamma=1.4, R_{1/2}=h+b=1 \mathrm{~m}, h=0.6 \mathrm{~m}, b=0.4 \mathrm{~m}, A=0.001 \mathrm{~kg} / \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^3, B=81 / \mathrm{m}^2$ 。无量纲化后的声源幅值非常小, $A=10^{-3} \times R_{1/2} /\left(\rho_j U_j^3\right) \approx 3.40 \times 10^{-12}$, 采用全 Euler 方程要精确地模拟声波的产生和传播过程, 需要高精度的格式与合适的无反射边界条件。计算将针对 $S t=2 f R_{1/2} / U_j=0.14$ 和 0.6 这两个频率进行。

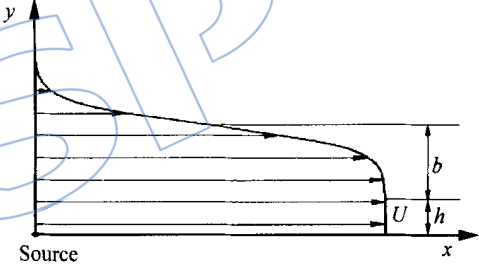


图 1 平均流场示意图

Fig 1 A sketch of the physical problem

3 数值方法

本文在数值离散格式、人工粘性添加的方法上与文献[3]中的一致。计算区域有大小两种, 其中小区域的大小与采用线性化方程时的一样, 网格划分以及边界处的无反射边界条件类型也与文献[2, 3]中完全一样(见图 2), 线性假设下的计算在

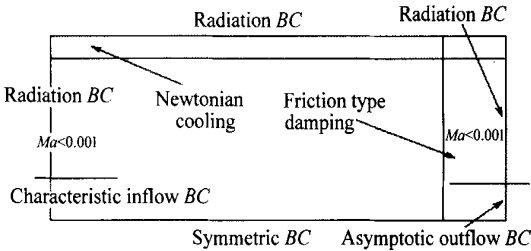
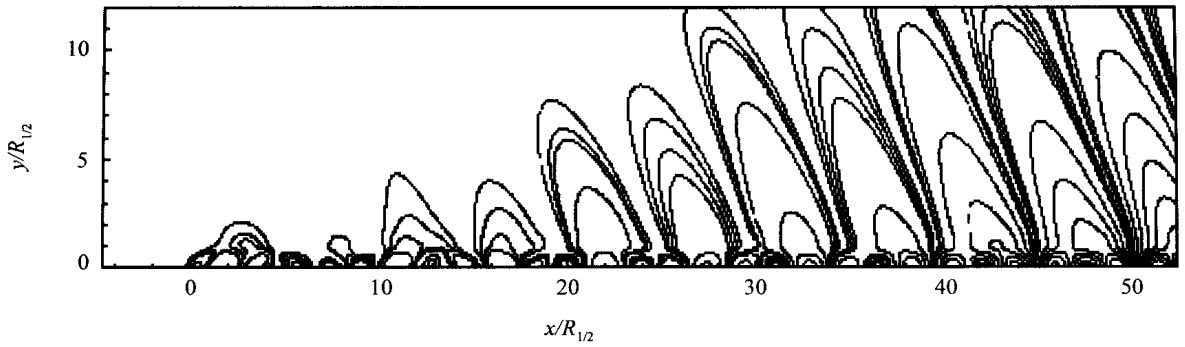


图 2 计算区域及边界条件示意图

Fig 2 The computational domain and boundary conditions

图3 $St = 0.14, t = 428.57144$ 时瞬时声压等压线分布Fig 3 Instantaneous acoustic pressure contours at $t = 428.57144, St = 0.14$

此区域中进行。大计算区域为 $-5 \leq x/R_{1/2} \leq 55, 0 \leq y/R_{1/2} \leq 12$, 本文扩展的非线性声源计算在此区域中进行, 网格划分基本与小区域一致, 网格数约为 17 万。但是在各个边界处除了使用与小区域相同的边界条件以外, 还采用了一种称为基于 Newtonian 阻尼人工粘性的边界条件 (Newtonian Cooling/Friction Type Damping)^[5]。因为当声源幅值很大时, 声波与流场之间已经变成非线性相互作用, 流场的变化比较大, 出流和辐射边界条件已经不能很好地处理这种情况, 所以在出流与上边界处使用这种边界条件以减小边界处的反射 (见图 2)。

具体做法是: 对于方程

$$\partial \Phi / \partial t = k(\Phi) \quad (2)$$

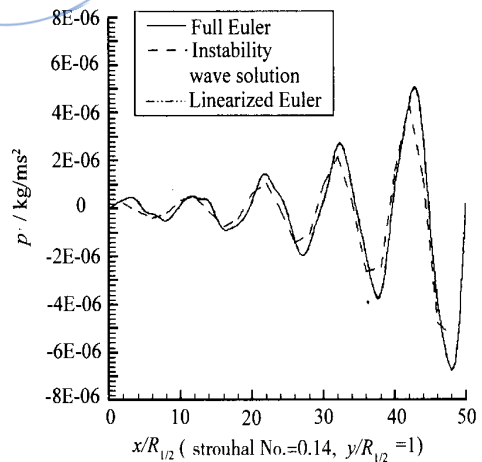
把其中的 $\partial \Phi / \partial t$ 用 $(\partial \Phi / \partial t) + R_d^{-1}(x)(\Phi - \Phi_0)$ 代替。其中 Φ_0 代表平均量, $R_d^{-1}(x)$ 是一个只在吸收区域有效的连续变化函数, 它的值从内场到边界逐渐由零变化到一个最大值, 达到逐渐削弱吸收反射的目的。这个函数可以根据个人经验任意选取, 本文选用半个余弦函数, 它逐渐由零变化到一个最大值。这个吸收区域的宽度可以根据算例的具体情况而定, 本研究在出流边界处的宽度是 2, 而上边界处是 1。

4 数值计算结果及讨论

对于 $St = 0.14$ 的算例, 时间步长取为 $\Delta t = 0.014285714$ (本文 t 均为无量纲), 在 $t = 428.57144$ 时的瞬时声压等压线分布如图 3 所示, 结果表明, 声波辐射强度沿着下游方向增大。图 4 给出了声压沿 $y/R_{1/2} = 1$ 这条线的变化, 它同样表明了声压沿下游方向放大的趋势。这说明喷流内的声源激发起了一个放大模式的不稳定波, 而不稳定波在向下游传播的过程中产生并辐

射声波。

图 5 和图 6 分别给出了声强沿 $y/R_{1/2} = 10$ 和 $x/R_{1/2} = 50$ 的变化。远场 ($y/R_{1/2} = 10$) 的预测结果与近场 $y/R_{1/2} = 1$ 的结果一致。计算结果与 NASA GLENN 研究中心的解析解^[6]以及采用线性化 Euler 方程计算的结果进行了对比, 符合得很好。解析解由两部分组成, 一部分是声源发出的声波本身, 另一部分是声源激发起来的不稳定波所产生的声波, 图中用 Instability Wave Solution 表示, 而 Total Solution 表示两部分的总和。

图4 $St = 0.14, t = 428.57144$ 时时声压沿 $y/R_{1/2} = 1$ 的瞬时分布^[6]Fig 4 The acoustic pressure along $y/R_{1/2} = 1$ at $t = 428.57144, St = 0.14$

对于 $St = 0.6$ 的算例, 时间步长取为 $\Delta t = 0.011111111$, 在 $t = 403.33333$ 时的瞬时声压等压线分布如图 7 所示。与 $St = 0.14$ 的算例很不同的是, $St = 0.6$ 时声音强度沿下游方向逐渐趋向一个稳定的水平, 这表明在 $St = 0.6$ 时激发起了一个中性的不稳定波。同样外场无反射边界条件

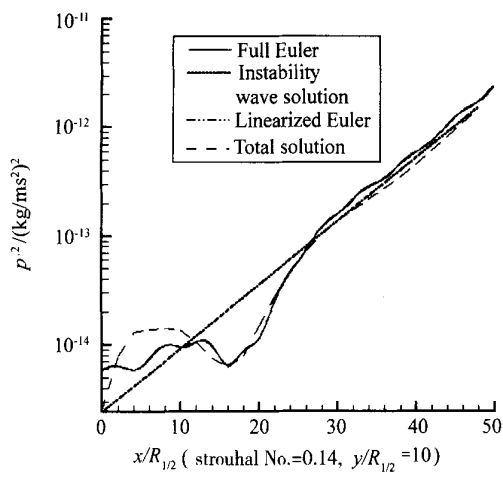


图 5 $S t=0.14$, 声压强度沿 $y/R_{1/2}=10$ 的分布^[6]

Fig 5 Mean squared pressure along $y/R_{1/2}=10, S t=0.14$

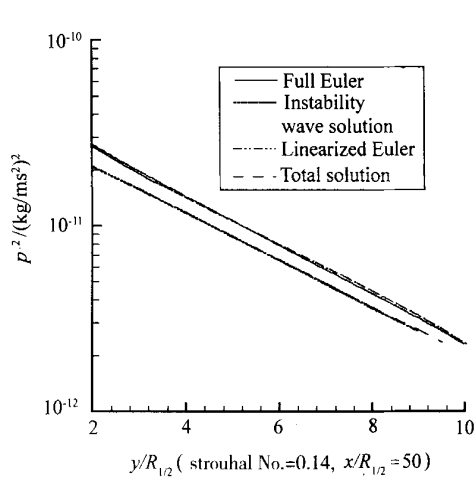


图 6 $S t=0.14$, 声压强度沿 $x/R_{1/2}=50$ 的分布^[6]

Fig 6 Mean squared pressure abn $x/R_{1/2}=50, S t=0.14$

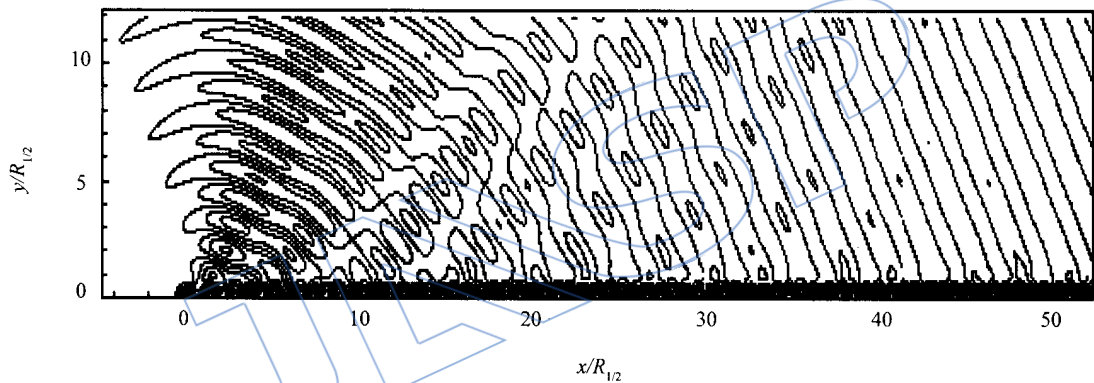


图 7 $S t=0.6, t=403.3333$ 时瞬时声压等压线分布

Fig 7 Instantaneous acoustic pressure contours at $t=403.3333, S t=0.6$

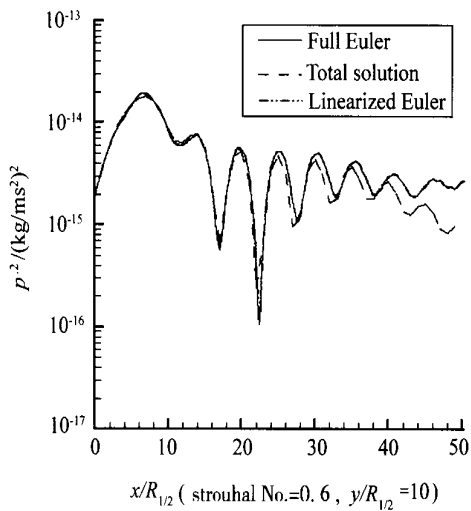


图 8 $S t=0.6$, 声压强度沿 $x/R_{1/2}=10$ 的分布^[6]

Fig 8 Mean squared pressure abn $x/R_{1/2}=10, S t=0.6$

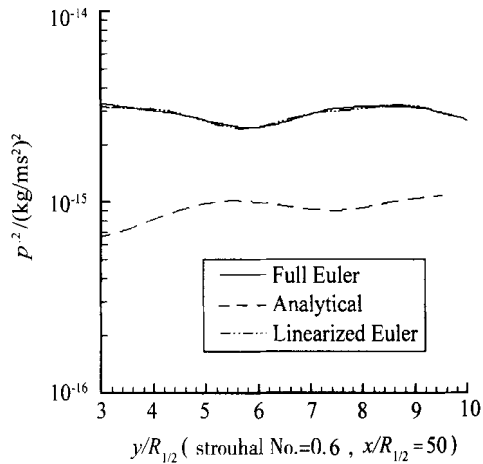


图 9 $S t=0.6$, 声压强度沿 $x/R_{1/2}=50$ 的分布^[6]

Fig 9 Mean squared pressure abn $x/R_{1/2}=50, S t=0.6$

效果非常好, 只有很小的反射存在。图 8 和图 9 分

别给出了声强 p^2 沿 $y/R_{1/2} = 10$ 和 $x/R_{1/2} = 50$ 的变化。计算结果与 NASA GLENN 研究中心的解析解^[6]以及采用线性化 Euler 方程计算的结果进行了对比。采用全 Euler 方程的计算结果与线性化方程的结果几乎没有差别,与解析解的对比可以看出,结果符合得相当好。由于 $S_t = 0.6$ 时激发起的是一个中性的不稳定波,其辐射的声场非常小,可以忽略不计,所以解析解中只有总的结果 (Total)。与 $S_t = 0.14$ 时的结果比较可以看到,同样的声源强度, $S_t = 0.14$ 时的辐射声强大约是 $S_t = 0.6$ 的几千倍。

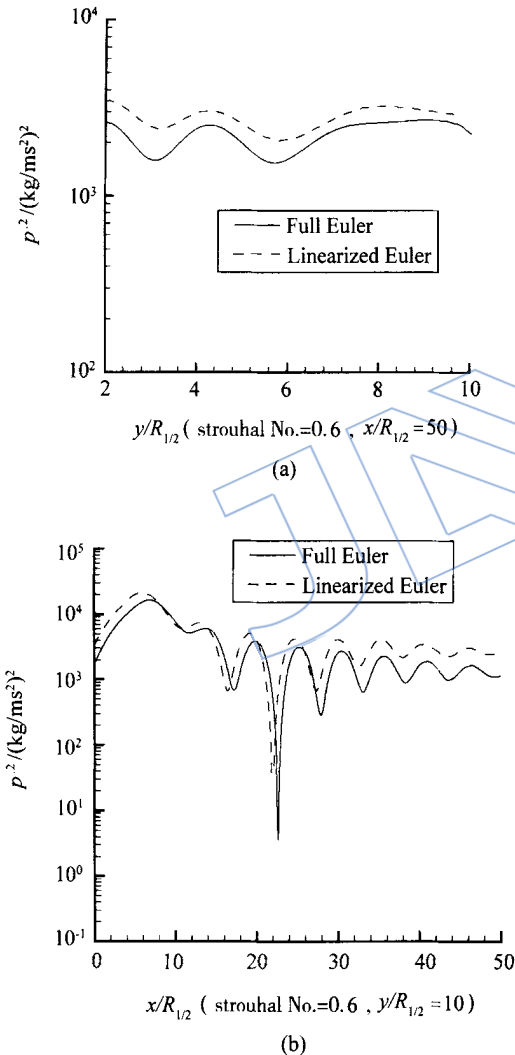


图 10 $S_t = 0.6$, 大幅值声源情况下两种方程计算结果的比较

Fig 10 Results comparison of Linear and Full Euler Equations in Large Amplitude, $S_t = 0.6$

采用全 Euler 方程的计算结果与线性化方程的结果几乎没有差别,而且结果与解析解符合得很好,表明高精度的格式与正确的无反射边界条件

保证了采用全 Euler 方程也能精确地模拟声波激发产生不稳定波,不稳定波在向下游传播的过程中辐射声波的过程。作者试图把声源强度增加到 $2 \times 10^3 U_j$ (约为 140 dB), 结果发现 $S_t = 0.6$ 时线性化 Euler 方程的计算结果与全 Euler 方程的结果的值相差很大 (见图 10), 线性化方程已经不能准确刻画这个问题,而对于真实的喷流这种完全的非线性问题,线性化方程无能为力,必需采用 Euler 方程或者 N-S 方程。

5 结 论

本文基于全 Euler 方程,在空间和时间离散分别使用高阶的低频散低耗散 DRP 格式和 LDDRK 格式,不同的边界区域采用合适的无反射边界条件,计算了二维平行剪切层声波的产生和辐射过程。计算结果表明, $S_t = 0.14$ 和 $S_t = 0.6$ 分别对应于放大和中性的不稳定波模式,与解析解以及采用线性化方程计算的结果对比的精确吻合,表明高精度的格式与正确的无反射边界条件保证了采用全 Euler 方程也能精确地模拟声波激发产生不稳定波,不稳定波在向下游传播的过程中辐射声波的过程。不过当声源强度较大时 (达到 140 dB) 时,线性化 Euler 方程与全 Euler 方程预测结果有较大的偏差,说明此时非线性的影响不可忽略,必须采用非线性 Euler 方程或 N-S 方程。

参考文献

- [1] Lighthill M J. On Sound Generated Aerodynamically. I General Theory [J]. Proceeding of Royal Society London, A 211, 1952, PP: 564- 587.
- [2] Li X D, Thiele F. Numerical Computation of the Generation and Radiation of Acoustic Waves from a 2-D Shear Layer [A]. NASA CP- 2000- 209790 [C]. Ed by Hardin J C, Huff D, Tam C K, 2000, 323- 329.
- [3] 李晓东, 高军辉. 二维平行剪切层声波产生和辐射的数值模拟 [J]. 航空学报, 2003, 24(1): 6- 9.
- [4] Tam C K. Excitation of Instability Waves in a Two-Dimensional Shear Layer by Sound [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1978, 89: 357- 371.
- [5] Choudhari M, Li F, Tam C K W. Numerical Boundary Conditions for Simulation of Gust- Cascade Interaction [R]. AIAA Paper 99- 1845.
- [6] Mib D. Dahl, Solution To the Category 5 Problem: Generation and Radiation of Acoustic Waves from a 2-D Shear Layer [R]. NASA CP- 2000- 209790, Ed by Hardin J C, Huff D, Tam C K, 2000, 87- 92.