

喷流噪声半经验预测模型程序设计

赵 雯¹, 毛东兴¹, 姜在秀¹, 邱 昇², 英基勇²

(1. 同济大学声学所, 上海 200092; 2. 中国航发商用航空发动机有限责任公司, 上海 200092)

摘要: 基于喷流混合噪声半经验预测方法 TA 理论模型, 设计了喷流混合噪声半经验预测模型程序。其中流场计算通过商用软件 ANSYS, 如 ICEM 和 FLUENT 实现, 声场计算通过 Fortran90 代码编译完成, 仿真计算得到的喷流噪声远场声压级与 Tam 等人的实验数据吻合较好。同时提出了一种简化计算方法, 在保证计算结果准确性的前提下, 明显提高了计算速度。

关键字: 喷流噪声; 半经验; TA 模型

中图分类号: TU112

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2018)-04-0350-04

DOI 编码: 10.16300/j.cnki.1000-3630.2018.04.010

The design of computational codes of jet noise semi-empirical prediction model

ZHAO Wen¹, MAO Dong-xing¹, JIANG Zai-xiu¹, QIU Sheng², YING Ji-yong²

(1. Institute of Acoustics, Tongji University, Shanghai 200092, China; 2. AECC Commercial Aircraft Engine CO., LTD., Shanghai 200092, China)

Abstract: This paper discusses the design process of computational codes of jet noise semi-empirical prediction method based on TA model. In this work, the flow field is simulated by ANSYS Software, such as ICEM and FLUENT. The sound pressure level is calculated by Fortran90 codes. The results of the computation codes agree well with the experiment data of Tam. We also refer to a simplification method to cut down the CPU time and satisfy the accuracy as well.

Key words: jet noise; semi-empirical; TA model

0 引言

Lighthill^[1-2]是气动声学的开拓者, 他在最初的声类比理论中将喷流噪声声源类比为四极子声源的形式。但是简单地用声类比方法表示声源导致其只能局限在特定的理想条件中应用。1972 年, Lilley 等^[3]提出将表示声流相互作用从声源项转移到传播算子中, 改进了 Lighthill 理论在折射效应等声流相互作用中的局限性。基于 Lighthill 方程和 Lilley 方程的方法, 通常统称为声类比法, 声类比法代表模型有 (Mani-Gliebe-Balsa, MBG) 模型^[4]及 Khavaran 对其修正得到的 MGBK 模型^[5]等。

Tam 和 Auriault^[6]提出了不同于声类比的方法, 简称 TA 方法。该方法适用于小尺度湍流结构产生的噪声, 其中噪声项用分子热运动理论来进行类比, 而声传播项则是用伴随格林函数的方法来进行

求解。由于伴随格林函数不受频率假设和工况的限制, 与传统的格林函数相比, 在预测谱的准确性上有很大的优势。2005 年, Abbas Khavaran 等^[7]用 TA 模型中的伴随方法求解声传播模型, 提高了计算速度和各频段上的准确性。2015 年, O'Reilly 等^[8]基于 TA 模型, 研究飞行器机身对发动机噪声源的遮蔽效应, 得到了一个简明快捷的计算喷流噪声遮蔽效果的预测方法。

本文基于 TA 模型, 通过商用软件 ANSYS 对流场进行仿真计算, 提取出相关的平均流和湍流参数信息后, 进行声学网格划分和插值, 再通过编写 Fortran90 代码, 对远场喷流声场进行数值计算, 并提出一种简化的计算方法, 在保证准确性的前提下, 明显提高了计算速度。

1 理论模型

TA 理论模型以线性欧拉方程为控制方程, 声源项以浮动轴向速度分量的时空相关函数的数学表示进行建模, 声传播项以伴随格林函数的方法进行求解。相对于传统的格林函数, 伴随格林函数极大地减少了计算复杂度, 且无频率假设, 相对于

收稿日期: 2017-10-04; 修回日期: 2017-12-18

基金项目: 国家自然科学基金(51506189)、上海市商用航空发动机领域联合创新计划资助。

作者简介: 赵雯(1992-), 女, 山东即墨人, 博士研究生, 研究方向为气动噪声。

通讯作者: 赵雯, E-mail: zhaowen_15@tongji.edu.cn

MGBK 等声类比方法，能够得到与实验数据更为相符的计算结果。

1.1 声源模型

TA 模型是针对小尺度湍流结构提出的^[7]。小尺度湍流结构具有全指向性的特点，在垂直喷流轴的方位上占主要地位。考虑在某个以固定速度运动的框架内，由于气体分子的随机运动，气体向其周围施加的压强 p ，由标准的气体动力学理论可知：

$$p = \frac{1}{3} mn \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \rangle = \frac{1}{3} \rho \langle v^2 \rangle \quad (1)$$

式中， \mathbf{v} 表示随机分子的运动速度， m 表示摩尔质量， n 表示单位体积气体的物质的量， ρ 表示气体密度， $\langle \rangle$ 表示系综平均。

现在将小尺度湍流结构看作是随机运动的小的流体单元，在平均流运动的某个框架内，令 \mathbf{v} 表示小尺度湍流结构的随机运动速度，小尺度结构向周围施加的压强 p_{urb} ，记为 q_s ，可以按照式(1)的形式表示为

$$p_{\text{urb}} = q_s = \frac{1}{3} \rho \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3} \rho k_s \quad (2)$$

其中， $k_s = 1/2 \langle v^2 \rangle$ ，表示单位质量小尺度湍流结果的动能。如果这个压强在时间上有浮动，那么就会在流体介质中产生压缩和稀疏的现象，而这个现象会导致声音扰动的产生。根据这个原因，可以将小尺度湍流噪声源视为在流体的运动框架中 p_{urb} 或 q_s 的时间变化率。换句话说， dq_s/dt 即 q_s 的对流导数，是湍流中的噪声源项。

根据 Davies 等^[9]得到的轴向浮动速度分量的时空相关函数的实验值，Tam^[6] 以此对 $\left\langle \frac{dq_s(\mathbf{x}_1, t_1)}{dt_1} \cdot \frac{dq_s(\mathbf{x}_2, t_2)}{dt_2} \right\rangle$ 进行建模，并提出使用一个相关函数模型来表示声源模型，形式如下：

$$\left\langle \frac{dq_s(\mathbf{x}_1, t_1)}{dt_1} \cdot \frac{dq_s(\mathbf{x}_2, t_2)}{dt_2} \right\rangle = \frac{\hat{q}_s^2}{c^2 \tau_s^2} \exp \left\{ -\frac{|\xi|}{\bar{u} \tau_s} - \frac{\ln 2}{l_s^2} [(\xi - \bar{u} \tau)^2 + \eta^2 + \zeta^2] \right\} \quad (3)$$

式中： $\xi = x_1 - x_2$ ， $\eta = y_1 - y_2$ ， $\zeta = z_1 - z_2$ 且 $\tau = t_1 - t_2$ ； \bar{u} 表示平均流速度或小尺度湍流的运输速度。模型中参数： \hat{q}_s 是 q_s 的浮动量， l_s 表示在平均流的运动框架中，小尺度湍流结构的特征长度； τ_s 表示特征衰减时间；由于浮动时间小于湍流的衰减时间，因此系数 c 小于 1.0。

1.2 声传播模型

TA 模型中对声传播项的求解是通过伴随格林函数的方法进行的^[10]。传统格林函数的求解问题即

为计算趋于无穷多个具有奇异点的方程问题；而伴随格林函数基于互易定理，将声源点和声接收点互换位置，此时所需考虑的奇异点只有一个，因此伴随方法可以明显降低计算过程的复杂度。同时伴随格林函数的求解无需做频率近似的假设，提高了计算结果的适用范围和可信度，使声场计算结果在较宽频带内与实验数据吻合较好。

TA 模型中的控制方程，线性欧拉方程在柱坐标系 (r, ϕ, x) (x 轴方向为喷流轴方向) 下表示为

$$\begin{cases} \bar{\rho} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{d\bar{u}}{dr} \right] + \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\partial q_s}{\partial x} \\ \bar{\rho} \left[\frac{\partial v}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{\partial q_s}{\partial r} \\ \bar{\rho} \left[\frac{\partial w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \phi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial q_s}{\partial \phi} \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma \bar{p} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (vr)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \phi} + \frac{\partial u}{\partial x} \right] = 0 \end{cases} \quad (4)$$

通过推导得到满足互易关系的伴随格林函数组表示为(下标 a 表示伴随参数)

$$\begin{cases} -\bar{\rho} \left[i\omega u_a + \bar{u} \frac{\partial u_a}{\partial x} \right] - \gamma \bar{p} \frac{\partial p_a}{\partial x} = 0 \\ -\bar{\rho} \left[i\omega v_a + \bar{u} \frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{d\bar{u}}{dr} u_a \right] - \gamma \bar{p} \frac{\partial p_a}{\partial r} = 0 \\ -\bar{\rho} \left[i\omega w_a + \bar{u} \frac{\partial w_a}{\partial x} \right] - \frac{\gamma \bar{p}}{r} \frac{\partial p_a}{\partial \phi} = 0 \\ -i\omega p_a - \bar{u} \frac{\partial p_a}{\partial x} - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (v_a r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_a}{\partial \phi} + \frac{\partial u_a}{\partial x} \right] = \frac{1}{2\pi} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \end{cases} \quad (5)$$

若 \mathbf{x}_1 位于喷流外，此时平均流各参数可近似为 0，由此上式可简化为

$$\begin{cases} \rho_a = 0 \\ \mathbf{v}_a = \frac{ia_\infty^2}{\omega} \nabla p_a \\ \nabla^2 p_a + \frac{\omega^2}{a_\infty^2} p_a = \frac{i\omega}{2\pi a_\infty^2} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \end{cases} \quad (6)$$

方程(6)的解可用入射平面波及散射波来表示，将平面波按柱面波展开后，其散射波解可依据分离变量法来确定。

同理，若 \mathbf{x}_1 位于喷流内，将伴随参量表示成变量分离的形式，其待定系数则根据在喷流边界处函数值及其梯度连续来确定。

在喷流内，伴随格林函数 p_a 的变量分离表达式为

$$p_a = \frac{-i\omega}{8\pi^2 a_\infty^2 R} \cdot \exp \left(i \frac{\omega}{a_\infty} (R - x \cos \Theta) \right) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} p_m(r) \cos(m\phi) \quad (7)$$

其中，距离函数 $p_m(r)$ 满足二阶齐次常微分方程：

$$\frac{d^2 p_m}{dr^2} + \left[-\frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{d\bar{\rho}}{dr} \right) + \frac{1}{r} \right] \frac{dp_m}{dr} + \left[\frac{2 \cos^2 \theta \left(\frac{d\bar{u}}{dr} \right)^2}{(-a + \bar{u} \cos \theta)^2} + \frac{\cos \theta \left(\bar{\rho} r \frac{d^2 \bar{u}}{dr^2} + \bar{\rho} \frac{d\bar{u}}{dr} - r \frac{d\bar{\rho}}{dr} \frac{d\bar{u}}{dr} \right)}{\bar{\rho} (-a + \cos \theta \bar{u}) r} \right] + \left[\frac{\omega^2 \bar{\rho} (-a + \bar{u} \cos \theta)^2}{\gamma a^2 p_\infty} - \frac{\omega^2 \cos^2 \theta}{a^2} - \frac{m^2}{r^2} \right] p_m = 0 \quad (8)$$

根据维纳辛钦定理，功率函数可表示为

$$\langle p(\mathbf{x}, t) \times p(\mathbf{x}, t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int \dots \int p_a(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}, \omega_1) \times p_a(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}, \omega_2) \times \left\langle \frac{dq_s(\mathbf{x}_1, t_1)}{dt_1} \frac{dq_s(\mathbf{x}_2, t_2)}{dt_2} \right\rangle \times \exp[-i\omega_1(t-t_1) - i\omega_2(t-t_2) - i\omega_1\tau] \times d\omega_1 d\omega_2 dt_1 dt_2 d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \quad (9)$$

2 仿真计算

首先通过流场计算软件计算得到相应的平均流和湍流参数，然后经过声学网格的划分和插值，最后即可通过 Fortran90 编写声场计算代码。

2.1 流场计算

流场计算中使用的几何模型为圆直口喷嘴，喷嘴几何信息如图 1 所示。

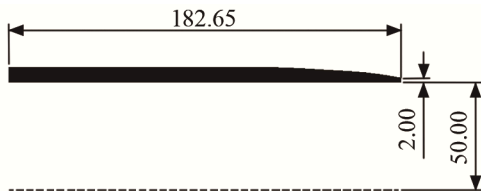


图 1 轴对称喷流喷嘴几何模型(mm)
Fig.1 Nozzle geometric model of axisymmetric jet flow (mm)

流场计算是通过商用软件 ANSYS 实现的，网格划分无特殊要求，建议进行网格无关性验证。本文采用 ICEM 进行结构网格划分，左右端采用无反射边界层处理方法。计算域共有 90 575 个网格，轴向距离 x 范围为 $(-1.1, 10)$ ，径向距离 r 范围为 $(0, 1)$ ，单位：m。其中， $r=0$ 为对称轴。网格最小面积为 10^{-4} m^2 。

将网格导入 FLUENT 软件中，选择二维基于密度求解器，计算采用的湍流模型是标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型，入口条件为压力进口，出口条件为压力出口及远场边界。流场计算域及边界条件设置示意图如图 2 所示，其中 D_j 表示喷嘴直径。

求解公式采用隐式算法和 Roe-FDS 通量格式，对流项离散采用二阶迎风格式，且计算收敛残差至

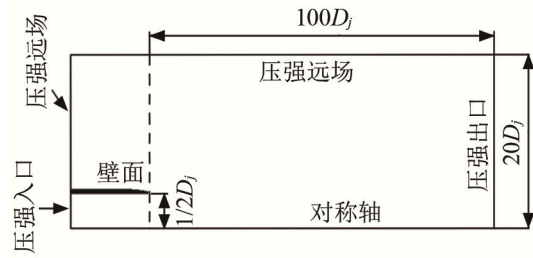


图 2 流场计算域示意图
Fig.2 Schematic diagram of flow field computation domain

少为 10^{-4} 。另外，建议增加两个监视器窗口，迭代计算结束时需确保出入口处质量流量达到稳定。

2.2 声场计算

从流场中导出相关的平均流参数和湍流参数，进行声学网格的划分及插值，由此得到均匀分布的网格节点及插值后对应的流场数据。代入编写的 Fortran90 程序中，进行声场计算，可得到声场计算结果。其中，式(8)伴随格林函数中分离变量得到的距离函数满足的二阶常微分方程用四阶龙格库塔格式求解，流场参数的梯度用中心差分的方法表示。在利用差分求流场参数径向导数时，二阶导数会出现振荡，通常先对流场进行过滤后再求导^[11]。但是计算结果表明，是否进行过滤对最后的声场结果影响很小，同时为了提高计算效率，本文未进行过滤操作。声场计算中用球坐标表示声场观测点位置，该球坐标系如图 3 所示。

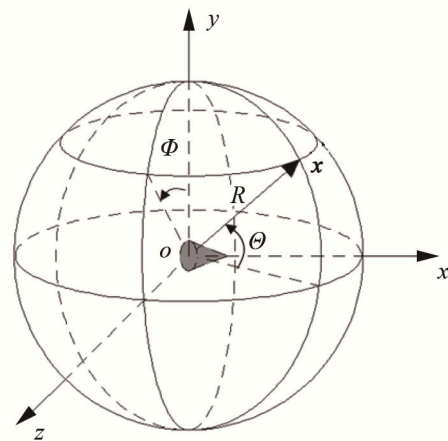


图 3 观测点坐标系示意图
Fig.3 Coordinate system used at the observation point

图 4 为喷嘴流速 U 在 3 种马赫数下，喷嘴直径 D_j 为 0.1 m，环境温度为 300 K，观测点距离为 $100 D_j$ ，方位角 θ 为 90° 时的声场计算结果与实验结果^[12] 的对比，图中横坐标为斯特劳哈尔数 $St = fD/U$ 。

2.3 简化方法

伴随格林函数的思想是基于互易关系，在自伴

随条件下，声源点位于远场，接收点位于喷流内，此时在接收点处接收到的直达声可近似表示为平面波，为推进后续计算，须将直达声表示为无穷多阶柱面波的叠加，显然，合理的柱面波阶数不仅有利于保证声场计算结果的准确性，而且有助于提高计算速度。图 5 表示为柱面波的叠加阶数对声场计算结果的影响。

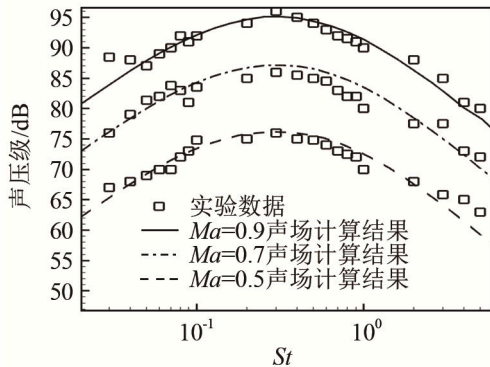


图 4 声场计算结果与实验数据对比

Fig.4 The comparison between computational results and experiment data

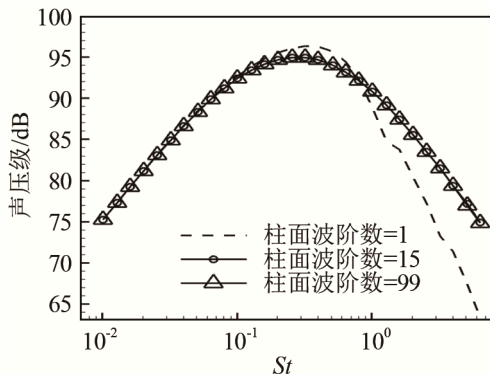


图 5 不同柱面波阶数声场计算结果比较

Fig.5 The comparison between computational results of cylindrical waves with different orders

由图 5 可知，在低频带内，较低的柱面波阶数，例如 1 阶柱面波，计算得到的声压级与 99 阶柱面波计算结果基本相等，而高频带内，低阶柱面波则出现了较大的偏差，该现象与模态理论相符合，即高频信息需要较高的模态进行描述。而当柱面波阶数取到 15 时，即和 99 阶柱面波的计算结果基本吻合，此时可认为既保证了足够的准确性，同时又能明显降低计算耗时，提高计算效率。

3 总结

本文介绍了基于 TA 模型的喷流噪声半经验预

测方法的程序设计方法。

TA 方法的理论模型不同于传统的声类比方法，在声源建模和声传播求解两方面都有较大的差异。本文首先对该理论模型进行分析讨论，然后通过商用软件 ANSYS 进行流场计算得到所需的平均流参数和湍流参数，进行声学网格划分和插值后，代入 Fortran90 代码中进行声场的计算，得到的声场计算结果与实验数据吻合较好。

本文同时提出一种简化的计算方法，在保证准确性的前提下，明显提高了声场计算的速度，这有利于在处理更复杂喷流场产生的声场时，提高计算效率，节省计算耗时。

参 考 文 献

- [1] LIGHTHILL M J. On sound generated aerodynamically. i. general theory[J]. Proceedings of the Royal Society of London, 1952, 211(1107): 564-587.
- [2] LIGHTHILL M J. On sound generated aerodynamically. ii. turbulence as a source of sound[J]. Proceedings of the Royal Society of London, 1954, 222(1148): 1-32.
- [3] LILLEY G M, PLUMBLEE H E, STRAHLE W C, et al. The generation and radiation of supersonic jet noise. volume iv. theory of turbulence generated jet noise, noise radiation from upstream sources, and combustion noise[J]. Cell Regeneration, 1972, 3(1): 1-11.
- [4] BALSAL T F, GLIEBE P R, KANTOLA R A, et al. High velocity jet noise source location and reduction. task 2. theoretical developments and basic experiments[M]. Cincinnati: Aircraft Exhaust Gases, 1978.
- [5] KHAVARAN A. Role of anisotropy in turbulent mixing noise[J]. Aiaa Journal, 1999, 37(7): 832-841.
- [6] TAM C K W, AURIAULT L. Jet mixing noise from fine-scale turbulence[J]. Aiaa Journal, 1999, 37(2): 145-153.
- [7] KHAVARAN A, BRIDGES J, GEORGIADIS N. Prediction of turbulence-generated noise in unheated jets. part 1[M]. Cleveland: ASRC Corporation, 2005.
- [8] O'REILLY C J, RICE H J. Investigation of a jet-noise-shielding methodology[J]. Aiaa Journal, 2015, 53(11): 1-11.
- [9] DAVIES P O A L, FISHER M J, BARRATT M J. The characteristics of the Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1963, 15(7): 37-367.
- [10] TAM C K W, GOLEBIEWSKI M, SEINER J. On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets[C]//2013.
- [11] VASILYEV O, LUND T, MOIN P. A general class of commutative filters for les in complex geometries[J]. Journal of Computational Physics, 1998, 146(7): 82-104.
- [12] TAM C K W, AURIAULT L. Mean flow refraction effects on sound radiated from localized sources in a jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2002, 370(3): 149-174.