

文章编号: 1000-8055(2003) 05-0604-04

旋翼翼型- 桨尖涡干扰的数值模拟

曹义华, 康鹏斌, 于子文

(北京航空航天大学 飞行器设计与应用力学系, 北京 100083)

摘要: 采用 Kirchhoff 方法计算 NACA0012翼型的远场气动噪声, Kirchhoff 面为包围整个翼型的一层网格。首先采用欧拉方程计算程序求解得到翼型的 Kirchhoff 面上在桨尖涡干扰下的近场气动流场解, 再根据 Kirchhoff 方法求解远场声压。从而体现出在计算桨涡干扰噪声时, 旋翼 CFD 技术与 Kirchhoff 方法相结合的良好效果。

关键词: 航空、航天推进系统; 旋翼; 气动噪声; Kirchhoff 方法; 欧拉方程

中图分类号: V212.4

文献标识码: A

Numerical Simulation of Airfoil-Tip Vortex Interaction

CAO Yi-hua, KANG Peng-bin, YU Zi-wen

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

Abstract: The far field noise generated by NACA0012 airfoil/tip vortex interaction is predicted using the combined Euler/Kirchhoff method. Kirchhoff surface is selected as one of the grid surfaces. Firstly, the result of nearfield can be obtained by solving Euler equations. Then the result of farfield can be calculated by Kirchhoff method. Finally, the combined Euler/Kirchhoff method developed here is proved a good try for studying Blade-Vortex Interaction (BVI) noise through sample calculations.

Key words: aerospace propulsion system; rotor; aeroacoustics; Kirchhoff method; Euler equations

1 引言

桨涡干扰噪声(BVI)是直升机噪声里最主要的噪声源。它主要是由于在桨叶之间的相互干扰中,由前一片桨叶的尾迹产生的涡和后一片桨叶的相互作用,使本来稳定的气动分布问题变得复杂了^[1]。

目前在噪声计算问题上有三种方法^[2],第一种是采用声类比方法,在得到非线性近场解的基础上,求解 Ffowcs-Williams 和 Hawkins(FW-H)方程。第二种方法是将声学问题看作是流场求解

问题的波动部分,通过计算包括远场声波的全部非线性流场得到。第三种方法,是把旋翼 CFD 技术与 Kirchhoff 方法相结合,将声场的求解分成近场和远场两部分,在近场区利用非线性方法引入欧拉方程求解,对于远场计算通过选取包含所有非线性区域的 Kirchhoff 面,利用已经求出的近场压强值在控制积分面上积分,得到远场观测点的声压信息,该方法简单精确,计及了与激波有关的远场噪声,具有广泛的应用前景,因此这也是本文所使用的方法。在直升机旋翼流场中,桨尖涡占主导地位并能诱导出强烈的非定常下洗效应,这些

收稿日期: 2002- 12- 10; 修订日期: 2003- 07- 06

作者简介: 曹义华(1962-),男,江西都昌人,北京航空航天大学飞行器设计与应用力学系教授,博士生导师,主要从事旋翼 CFD、直升机空气动力学及直升机飞行力学研究。

尾迹发展难以描述,但往往又是得到正确解的关键。目前在旋翼 CFD 技术上,尾迹不需要事先定义,直接解欧拉方程就能包含尾迹涡的解。本文通过求解欧拉方程得到在桨尖涡作用下的旋翼翼型二维翼型绕流场近场参数,由 Kirchhoff 方法得到远场声压信息。然后比较了不同观测点位置,不同桨尖涡初始位置情况下的时间- 压强曲线,计算结果和国外文献中的结果表现出了相同的趋势,又由于它的实用性和快捷性,而且对计算机的要求不是很高,所需的机时不多,从而体现出本文所用方法的正确性和良好的应用前景。

2 计算方法

2.1 气动计算方法

本文采用 Euler 方程求解 NACA0012翼型在桨尖涡作用下的近场气动流场解,二维无粘、可压流动的方程组

连续方程:
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

动量方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

能量方程:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial (\rho e + p)u}{\partial x} + \frac{\partial (\rho e + p)v}{\partial y} = 0 \tag{3}$$

其中: ρ 为密度, u 为水平方向分速, v 为垂直方向分速, p 为压强, e 为单位体积总能。

压强 p 由完全气体公式获得:

$$p = (\gamma - 1) [\rho e - (1/2) \rho (u^2 + v^2)] \tag{4}$$

由以上四个方程组成方程组解得压强值^[3]。

在计算流场时,现取远场的密度 ρ_∞ ,速度 U_∞ 和速压 q_∞ 为特征物理量,流场的特征长度 L 。把相应的物理量化为无量纲的物理量,使方程具有通用性。然后构造二维翼型绕流的具体的有限体积 Jameson 格式,进行求解。本文采用 O 型网格^[4]来对控制体进行离散。采用无反射边界条件来确定远场边界条件。采用无穿透壁面边界条件,并用激波捕捉法来对激波进行数值模拟。采用显式的四步格式对时间进行积分。为了使计算尽快收敛到稳定状态,在积分过程中还实际采用了当地时间步长和隐式残值光顺技术。采用当地时间步长,可以提高扰动的传播速度,加速收敛过程。而采用残值光顺技术,可以抑制从网格内层逐层向外推

进的方向上的一种奇偶波动的传播,从而提高收敛速度。

2.2 声学计算方法

Kirchhoff 方法是一种积分表达式。在得到近流场的流动参数后,用 Kirchhoff 方法求解远场观测点位置处的声压信号。对于桨涡干扰噪声的数值解法,非常需要一个好的网格和好的数值计算方法来捕捉声源。然而这样做又会占用大量的计算机时间, Kirchhoff 方法正好解决了这个问题。它利用中距流场的封闭曲面,假设所有的非线性的影响都包括在内,应用线性的波动模式来解决远场的噪声问题。本文中利用已有的 CFD 网格直接作为控制积分面,避免了插值误差。

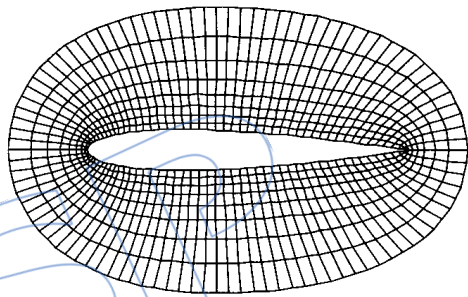


图1 NACA0012翼型局部 O 型网格
Fig. 1 Partial view of typical grid for NACA0012

在控制面 S 外的压强区域满足波动方程:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_\infty^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} + U_\infty \frac{\partial}{\partial x} \right]^2 p = 0 \tag{5}$$

这里 c_∞ 和 U_∞ 分别表示当地音速和自由流速度,对于固定的控制面 S 运用 Prandtl-Glauert 转化关系:

$$x_0 = x \quad y_0 = \beta y \quad z_0 = \beta z \quad r_0 = r\beta \tag{6}$$

面 S 外压强表示为:

$$\rho(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \int \left[-\frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial n_0} + \frac{1}{c_\infty r_0 \beta^2} \times \frac{\partial p}{\partial t} \pi \left(\frac{\partial r_0}{\partial n_0} - M a_\infty \frac{\partial x_{01}}{\partial n_0} \right) + \frac{p}{r_0^2} \frac{\partial r_0}{\partial n_0} \right] dS_0 \tag{7}$$

其中:

$$\begin{aligned} r_\beta &= \{ (x - x_s)^2 + \beta^2 [(y - y_s)^2 + (z - z_s)^2] \} \\ \tau &= \frac{r_\beta - M a_\infty (x - x_s)}{c_\infty \beta^2} \quad \beta = (1 - M a_\infty^2)^{1/2} \end{aligned} \tag{8}$$

式中: $M a_\infty$ 是自由流马赫数。 τ 表示从 (x_s, y_s, z_s) 源点传播到观测位置 (x, y, z) 时间滞后值。下标 0 表示转变系数, τ 表示所有系数在延长时间 $t_s = t - \tau$

内运算, n 是面 S 的外法线方向^[5]。

3 物理参数的确定

3.1 延迟时间

由于观察点和产生声音的源点之间有一段距离, 来流的前方产生的波动对后方的流动产生影响需要时间, 相应的后方的波动向前传也需要时间, 所以出现了延迟时间的概念。在 Kirchhoff 方法的计算中延迟时间的概念是非常重要的, 延迟时间的计算也是此方法的重要步骤之一。在观测点确定后, 每一个微声源都可以用延迟方程求得其延迟时间 τ 。亚音速时, 它在未扰动介质中产生的声场将是一系列不相交的向外传播的球面波。对空间固定位置的观察者每一个观察时间 t 一定对应一个延迟时间 τ 。远场某观测点的某时刻的声压是 Kirchhoff 积分面上不同声源在不同时刻发出的声压总和, 而 Kirchhoff 公式中的物理参数是以延迟时间定义的, 因此如何估算积分面上不同声源面元的延迟时间便成为噪声计算的难点。从声源处产生的扰动向上游传播, 相对于来流的速度是以声速向前传播, 因为源点与观测点的方位、距离的不同, 来流不仅影响传播的速度, 而且对角度产生影响。

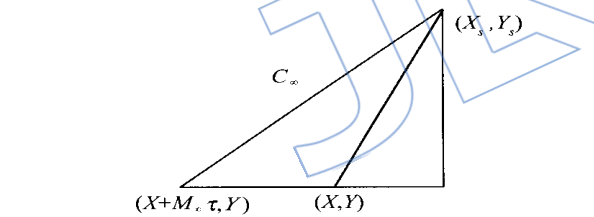


图2 延迟时间的计算

Fig. 2 Computation of the retarded time

本文的延迟时间的计算如图2所示。图中: (X_s, Y_s) 代表源点的坐标值, (X, Y) 代表观测点的坐标值, C_∞ 代表音速, $(X + M_\infty \tau, Y)$ 是扰动产生的初始时刻要达到的位置。

从而解得延迟时间:

$$\tau = [r_\beta - M_\infty(x - x_s)] / (c_\infty \beta^2) \quad (9)$$

3.2 桨尖涡的计算

在旋翼桨涡的干扰中, 前面桨叶产生的涡对后面的桨叶产生影响, 对涡的处理也是解决问题的一个关键环节。图3显示了桨涡干扰的示意图。

由涡的计算公式得^[6]:

$$v_\theta = (\Gamma / 2\pi r) [r^2 / (r^2 + a^2)] \quad (10)$$

式中: v_θ 代表涡引起的流体的切向速度, r 为涡核到观测点的距离; a 代表涡核半径; Γ 代表涡强, 涡定义为顺时针为负。

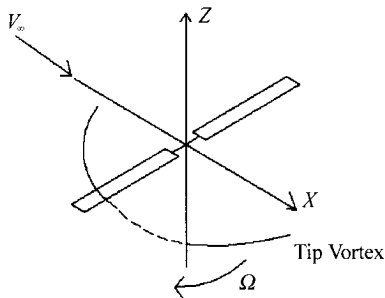


图3 桨涡干扰示意图

Fig. 3 Sketch of Blade-Vortex Interaction

4 算例及分析

根据涡相对于翼型的来流方向, 分别分析涡以水平方向流向翼型和涡以一定角度从翼型上、下方流向翼型这两种情况下的 $T-P$ 曲线。

4.1 水平流向翼型的涡

此分析采用的基本翼型为 NACA0012 翼型 (以翼型弦长中心点为坐标原点), 来流马赫数 Ma_∞ 为 0.78, 桨尖涡涡强定义为 -0.3 , 涡核半径 0.164 (这些量都是无量纲化后给出的)。

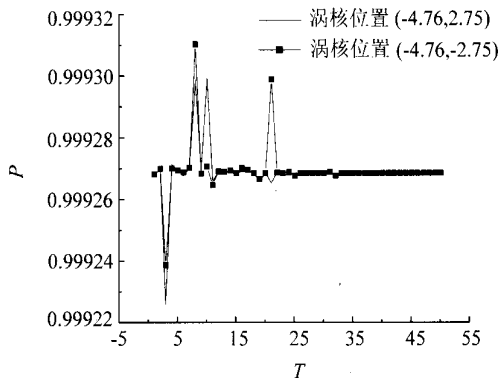


图4 $T-P$ 曲线

Fig. 4 $T-P$ Curve

图4给出了涡核初始位置分别为 $(-4.76, 2.75)$ 和 $(-4.76, -2.75)$, 观测点位置为 $(-2.9, 0.0)$ 的 $T-P$ 曲线。图中, T 的单位为毫秒, P 为无量纲的值 (图5和图7中参数的单位同图4)。第一个峰值表示涡, 第二和第三个分别为压缩波和跨音速波。由图可以看出, 两条曲线趋势相同, 峰值点的大小略有不同, 涡核在下方时, 峰值点的 P 值更突出, 同时跨音速波后移。该结果总体上与文

献[5, 6]趋势相同。

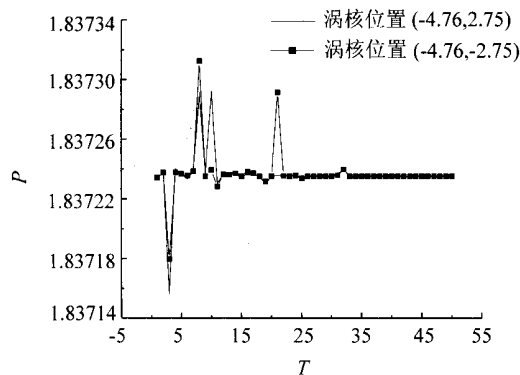


图5 $T-P$ 曲线
Fig. 5 $T-P$ Curve

当涡核初始位置分别为 $(-4.76, 2.75)$ 和 $(-4.76, -2.75)$, 观测点位置为 $(-1.4, 0.0)$, 计算所得到的 $T-P$ 曲线如图5所示。第一个峰值表示涡, 第二和第三个分别为压缩波和跨音速波。由于观测点离翼型比图4近, 所以 P 值增大。该结果基本上也与文献[5, 6]趋势相同。

4.2 以一定角度流向翼型的涡

此分析选用了以 30° 的角度从翼型上、下方流向翼型的涡。分析采用的基本翼型NACA0012

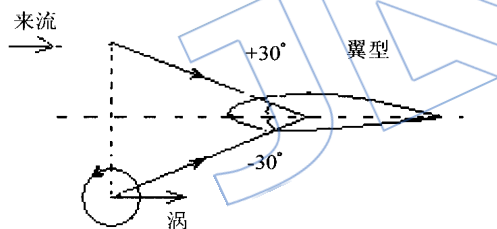


图6 涡与翼型初始相对位置示意图
Fig. 6 Initial location of vortex relative to the airfoil

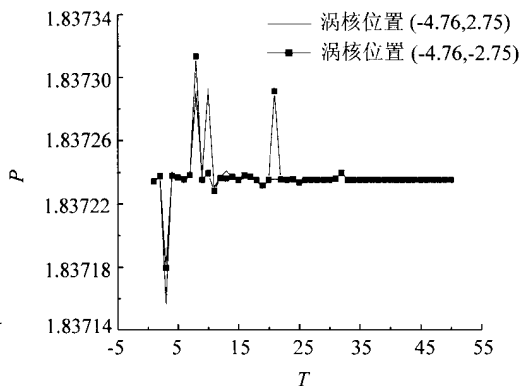


图7 $T-P$ 曲线
Fig. 7 $T-P$ Curve

翼型(以翼型弦长中心点为坐标原点), 来流马赫数 $Ma^\infty=0.78$, 桨尖涡强度定义为 -0.3 , 涡核半径为 0.164 , 以顺时针定义为负。涡与翼型初始相对位置示意图见图6。

图7给出涡核初始位置分别为 $(-4.76, 2.75)$ 和 $(-4.76, -2.75)$, 观测点位置为 $(-1.4, 0.0)$ 的 $T-P$ 曲线, 涡分别从翼型前方 30° 初始位置 $(-4.76, 2.75)$ 和 -30° 方向(初始位置 $(-4.76, -2.75)$)和翼型接触。图7表明了涡以 30° 方向和翼型接触相对于水平方向和翼型接触来说, 曲线的趋势无太大变化。

5 结 论

本文所给出的旋翼CFD与Kirchhoff方法相结合的分析技术, 对旋翼翼型流场的远场声压的求解是有效的。这种方法既能求解流场分布, 又能获得较准确的声压分布。Kirchhoff方法由于考虑了翼型附近的非线性影响, 因而可以给出比传统的线性方法更接近于实际的结果。随着计算机的计算精度的提高, Kirchhoff方法计算远场噪声的使用范围越来越大。

本文所给出的方法原则上可以研究翼型和涡之间的任意相对运动所引起的干扰流场和气动噪声。当旋翼桨叶展弦比很大的时候, 桨-涡干扰可以近似为翼-涡干扰。对真正三维的旋翼桨-涡干扰问题, 本方法作适当拓展仍可适用。

参考文献:

- [1] Fredric H. Schmitz, Ben Wel- C. Sim Acoustic Phasing, Directionality and Amplification Effects of Helicopter Blade-Vortex Interactions[R]. the American Helicopter Society 55th Annual Forum, Canada, May 1999.
- [2] Lyrantzis A S. The Use of Kirchhoff's Method in Computational Aeroacoustics[J]. Journal of Fluids Engineering, 1994, 116: 665- 676.
- [3] 朱自强. 应用计算流体力学[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1998.
- [4] Thompson J F, Thomas F C, Mastin, C W. Automatic Numerical Generation of Body-Fitted Curvilinear Coordinate System for Fields Containing Any Number of Arbitrary Two-Dimensional Bodies[J]. Journal of Computational Physics, 1974. 15 (3): 299- 319.
- [5] San-Yih Lin, Yan-Shin Chin, Bae-Yih Hwang. Numerical Study on Reduction of Transonic Blade-Vortex Interaction noise[J]. Journal of Aircraft, 2000, 37(5): 796- 802.
- [6] Lin S Y, Chin Y S. Comparison of Higher Resolution Euler Schemes for Aeroacoustic computation[J]. AIAA Journal, 1995, 33(2): 237- 245.