

船舶与海洋工程系列  
CHUANBO YU HAIYANG GONGCHENG XILIE



# Fluent船舶流体力学 仿真计算工程应用基础

● 主编◎常欣 郭春雨 王超 于凯 主审◎黄胜



HEUP 哈尔滨工程大学出版社  
Harbin Engineering University Press

船舶与海洋工程系列  
CHUANBO YU HAIYANG GONGCHENG XILIE



# Fluent船舶流体力学 仿真计算工程应用基础

● 主编◎常欣 郭春雨 王超 于凯 主审◎贺胜

常州大学图书馆  
藏书章

HEUP 哈尔滨工程大学出版社  
Harbin Engineering University Press



## 内容简介

本书基于 Fluent6.3 版本和 Gambit2.2.30 版本编写而成,共分 5 章。全书首先介绍了船舶流体力学基本理论知识、Fluent 软件应用基础以及前处理软件 Gambit 网格划分基础,然后通过典型的实例来讲解 Fluent 软件在船舶流体力学、阻力、推进等实际工程中的应用方法和技巧,包括二维和三维流动、运动部件的速度场模拟、UDF 的使用、计算区域的绘制以及边界条件的定义、后处理等。每个实例均有详细的操作步骤与说明,读者可以按照书中的步骤与说明操作,完成每一个具体问题的数值模拟与分析,通过练习可以逐步掌握 Fluent 软件在船舶流体运动领域中进行数值模拟的基本方法。

本书内容全面、新颖,实用性强,适合船舶专业本科生、研究生、科研人员和科技工作者阅读参考。

## 图书在版编目(CIP)数据

Fluent 船舶流体力学仿真计算工程应用基础/常欣  
等主编. —哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社,2011.2  
ISBN 978-7-5661-0042-9

I. ①F… II. ①常… III. ①船舶-流体力学-计算机仿真 IV. ①U661.1-39

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 022079 号

---

出版发行 哈尔滨工程大学出版社  
社 址 哈尔滨市南岗区东大直街 124 号  
邮政编码 150001  
发行电话 0451-82519328  
传 真 0451-82519699  
经 销 新华书店  
印 刷 哈尔滨市石桥印务有限公司  
开 本 787mm × 1 092mm 1/16  
印 张 13.75  
字 数 334 千字  
版 次 2011 年 2 月第 1 版  
印 次 2011 年 2 月第 1 次印刷  
定 价 27.00 元

<http://press.hrbeu.edu.cn>

E-mail: heupress@hrbeu.edu.cn

---

# 前 言

计算流体动力学(Computational Fluid Dynamics,简称 CFD)是通过计算机数值计算和图像显示,对包含有流体流动和热传导等相关物理现象的系统所作的分析。CFD的基本思想可以归结为:把原来在时间域及空间域上连续的物理量的场,如速度场和压力场,用一系列有限个离散点上的变量值的集合来代替,通过一定的原则和方式建立起关于这些离散点上场变量之间关系的代数方程组,然后求解代数方程组获得场变量的近似值。CFD可以看做是在流动基本方程(质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程)控制下对流动的数值模拟。通过这种数值模拟,可以得到在极其复杂问题的流场内各个位置上的基本物理量(如速度、压力、温度、浓度等)的分布,以及这些物理量随时间的变化情况,确定旋涡分布特性、空化特性及脱流区等。还可据此算出相关的其他物理量,如旋转式流体机械的转矩、水力损失和效率等。CFD方法与传统的理论分析方法、实验测量方法组成了研究流体流动问题的完整体系,是指导实验研究和验证新的数值计算方法的理论基础。计算流体力学的兴起促进了流体力学的发展,改变了流体力学研究工作的状况,很多原来认为很难解决的问题,如超声速、高超声速钝体绕流、分离流以及湍流问题等,都有了不同程度的发展,且将为流体力学研究工作提供新的前景。

目前,国际上有许多比较流行的商业 CFD 软件,如 CFX, Fluent 及 Phoenix 等。其中, Fluent 是商业上最成功的软件,在航空、航天、汽车设计、涡轮机设计和船舶领域都有着广泛地应用。它具有十分丰富的物理模型、先进的数值方法和强大的前后处理功能,通过 Fluent 提供的用户自定义函数可以处理更加个性化的问题。

本书以 Fluent6.3 为例,按照基础理论、前处理、求解器、后处理、应用实例的顺序,全书共 5 章,第一章介绍了船舶流体力学以及 CFD 的基本理论;第二章结合实例介绍了前处理软件 Gambit 的使用方法;第三章介绍了 Fluent 软件的基本知识;第四章介绍了 Fluent 中后处理的相关知识;第五章结合实例介绍了 Fluent 软件在船舶流体力学、阻力、推进等实际工程中的应用方法和技巧。

本书由常欣、郭春雨、王超、于凯等编写。作者在编写过程中参考或引用了国内外一些专家学者的论著,在此表示感谢。限于作者的知识水平和经验,书中难免存在疏漏之处,恳请广大读者批评指正。读者可通过电子邮件 chang\_hrb@sina.com.cn 与我们交流。

编 者  
2010 年 2 月

# 目 录

<b>第一章 船舶流体力学基础</b> .....	1
第一节 船舶流体力学基本概念 .....	1
第二节 船舶流体力学基本方程 .....	6
第三节 初始条件和边界条件 .....	7
第四节 湍流模型概述 .....	8
第五节 计算流体力学基础 .....	10
第六节 如何解决船舶流体力学问题 .....	13
<b>第二章 前处理软件——Gambit 网格划分基础</b> .....	14
第一节 网格生成技术 .....	14
第二节 Gambit 应用基础 .....	17
<b>第三章 Fluent 应用基础</b> .....	31
第一节 Fluent 简介 .....	31
第二节 Fluent 求解技术 .....	36
第三节 Fluent 物理模型 .....	42
第四节 Fluent 边界条件设置 .....	43
第五节 UDF 基础 .....	53
<b>第四章 Fluent 后处理</b> .....	60
第一节 生成基本图形 .....	60
第二节 调整图形显示方式 .....	64
第三节 构建场景 .....	65
第四节 动画技术 .....	66
第五节 绘图类型 .....	67
<b>第五章 工程应用实例</b> .....	76
第一节 圆柱绕流数值模拟 .....	76
练习题 .....	90
第二节 二维机翼绕流数值模拟 .....	91
练习题 .....	110
第三节 空化数值模拟 .....	110
练习题 .....	124
第四节 敞水舵绕流数值模拟 .....	124
练习题 .....	140

第五节	螺旋桨敞水性能的数值计算 .....	140
练习题	.....	162
第六节	二维摆线推进器水动力性能的数值计算 .....	163
练习题	.....	183
第七节	水面舰船阻力计算 .....	183
练习题	.....	212
<b>参考文献</b>	.....	<b>213</b>

# 第一章 船舶流体力学基础

## 第一节 船舶流体力学基本概念

### 一、体积质量和质量密度

体积质量是单位体积流体的质量,它是描述流体质量在空间中分布的物理量。用下式来定义某一流体体积  $\Delta V$  中的平均体积质量

$$\gamma_{\text{平均}} = \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-1)$$

式中,  $\Delta G$  为  $\Delta V$  中所包含的流体的重力。

关于流体中某一点  $A$  的流体体积质量  $\gamma_A$  则用下式来定义

$$\gamma_A = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{dG}{dV} \quad (1-2)$$

上式在取极限时要注意:(1)在  $\Delta V \rightarrow 0$  过程中,必须始终将  $A$  点包围在  $\Delta V$  中;(2)  $\Delta V \rightarrow 0$  在使  $\Delta V$  变得足够小时,但仍要比分子的平均自由行程大许多倍,否则连续介质的假设就不能成立。

质量密度是单位体积流体的质量,它是描述流体质量在空间中分布的物理量。某一流体体积  $\Delta V$  中的平均质量密度  $\rho_{\text{平均}}$  及流体中某一点  $A$  的流体的质量密度  $\rho_A$  可仿照以上两式分别用如下两式来定义

$$\rho_{\text{平均}} = \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-3)$$

$$\rho_A = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-4)$$

式中,  $\Delta m$  为  $\Delta V$  中所包含的流体的质量。由于重力和质量之间的关系为

$$\Delta G = g\Delta m$$

式中,  $g$  为重力加速度。

因此质量密度和体积质量之间的关系为

$$\gamma = \rho g \quad (1-5)$$

在物理学或其他课程中常用“比容”这一物理量,比容是单位质量流体的体积,应和体积质量成倒数关系,即

$$v = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\rho g} \quad (1-6)$$

式中,  $v$  为比容。

根据公式(1-1)和(1-5),因此体积质量和质量密度的定义式分别为

$$\begin{cases} [\gamma] = \left[ \frac{F}{L^3} \right] = \left[ \frac{N}{m^3} \right] \\ [\rho] = \left[ \frac{M}{L^3} \right] = \left[ \frac{kg}{m^3} \right] \end{cases} \quad (1-7)$$

在压力为 0.101 325 MPa, 温度为 15 °C 时, 淡水、海水和空气的质量密度分别为

$$\begin{cases} \text{淡水 } \rho = 1\,000 \text{ kg/m}^3 \\ \text{海水 } \rho = 1\,019.9 \text{ kg/m}^3 \\ \text{空气 } \rho = 1.226 \text{ kg/m}^3 \end{cases} \quad (1-8)$$

将上式代入式(1-5)便可得到它们的体积质量。

## 二、黏性

流体运动时, 流体内部具有抵抗相互滑移的能力, 这种属性称为流体的黏性。实际上, 流体都有黏性, 但只在运动过程中才有可能表现出来。

### 1. 牛顿内摩擦定律

流体内部抵抗相互滑移的力称为黏性力或内摩擦力。这种力可以通过试验测出来。如图 1.1 所示, 水平放置的下平板是固定不动的, 上面的平行平板在力  $F$  作用下以速度  $V$  向右运动。由于流体具有黏性, 故紧贴平板的流体运动速度应与平板相等, 在两平板之间, 各层流体的运动速度都不同。如果两平行平板相距很近, 那么各层流体的速度矢端曲线(通常称为速度剖面或速度型)可以认为是一条直线, 因此, 有

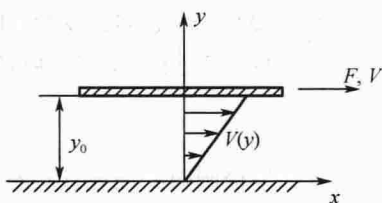


图 1.1 黏性力的测定

$$v = \frac{V}{y_0} y$$

式中,  $y_0$  是两平板之间的距离。

具有这种速度剖面的流动称为线性剪切流动。

试验表明, 加在上平板上的力  $F$  与速度  $V$  以及上平板面积  $S$  成正比, 与两平板之间的距离  $y_0$  成反比, 写成等式有

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu \frac{V}{y_0} = \mu \frac{v}{y} \quad (1-9)$$

显然  $\tau = F/S$  就是为克服流体的内摩擦必须加在上平板单位面积上的力。此力通过上平板又加在流体顶层表面上, 然后向下逐层传递, 一直传递到下面的平板为止。流体内部这种与运动方向平行的单位面积上的力称为剪应力。式中的比例系数  $\mu$  称为黏性系数。

进一步的试验证实, 一般情况下, 流体的剪应力(内摩擦应力)为

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}$$

式中,  $dv/dy$  是  $x$  方向的速度在  $y$  方向的变化率, 通常称其为  $y$  方向的速度梯度。

剪应力方向与速度梯度方向是垂直的。这个公式是由实验得到的, 通常称为牛顿内摩擦定律, 符合此定律的流体称为牛顿流体。空气和水是自然界最典型的牛顿流体。牛顿流体最典型的特征是: 剪应力和速度梯度呈线性关系。

当  $\mu$  较小而且沿法线方向速度变化不大时, 内摩擦应力  $\tau$  将很小, 可以不考虑黏性的作



用,假设流体没有黏性。这种假设没有黏性的流体称为非黏性流体或理想流体,而考虑黏性的流体称为黏性流体或真实流体。

## 2. 黏性系数

流体的黏性系数  $\mu$  常和质量密度  $\rho$  一起,以  $\mu/\rho$  形式出现,为方便起见,令  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ , 并称  $\nu$  为运动黏性系数。它的量纲  $[\nu] = L^2 T^{-1}$ , 其中,  $L$  是长度量纲,  $T$  是时间量纲。 $\mu$  又称为动力黏性系数,其量纲为  $[\mu] = ML^{-1} T$ , 其中  $M$  是质量的量纲。

水(淡水和海水)的运动黏性系数随温度的变化而变化,其数据可参看流体力学相关参考书。

## 三、作用在流体上的力

作用在流体上的力分为两类:质量力和表面力。

### 1. 质量力及其分布强度

质量力是超距离作用力,作用在流体的每个质点上。例如重力、惯性力、电磁力等。

在体积为  $V$ , 表面积为  $S$  的一块流体中,包含任意指定点  $M(x, y, z)$ , 在内取微元体积  $\Delta V$ , 作用在该微元体上的质量力为  $\Delta F$ , 当  $\Delta V \rightarrow 0$  时,下例极限值就是质量力在  $M$  点的分布强度

$$\vec{f} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}}{\rho \Delta V} = \frac{d\vec{F}}{\rho dV} \quad (1-10)$$

显然,  $\vec{f}$  是空间和时间的连续函数,即

$$\vec{f} = \vec{f}(x, y, z, t)$$

已知  $\vec{f}$  就可以计算整块流体受到的质量力

$$\vec{F} = \int_V \rho \vec{f} dV \quad (1-11)$$

在重力场中,质量力的流体的重力为

$$d\vec{G} = \rho dV \cdot g \quad (1-12)$$

将式(1-12)和式(1-10)比较可知,重力加速度  $g$  就是重力的分布强度。由式(1-10)可知,质量力的分布强度也就是单位质量流体所受到的质量力,简称为单位质量力。

### 2. 表面力及其分布强度

表面力是接触作用力,即周围流体或固体作用在该流体表面上的力,例如压力、摩擦力等。

流体是连续介质,因此质量力和表面力都是连续的分布力,需要定义它们的分布强度,以便衡量其大小。

在流体表面上包含指定点  $A(x, y, z)$ , 在内取微元面积  $\Delta S$ , 其上作用的表面力记为  $\Delta P$ ,  $\vec{n}$  为  $\Delta S$  在  $A$  点的外法线单位矢量。用下式定义表面力在  $A$  点的分布强度,并称为  $A$  点的应力

$$\vec{P}_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta S} \quad (1-13)$$

$\vec{P}_n$  和  $\vec{n}$  一般不共线,所以通常将  $\vec{P}_n$  按下列定义分解成几个分量。

**定义 1** 应力矢量  $\vec{P}_n$  在作用面外法线方向的分量  $\vec{P}_{nn}$  称为正应力。

约定正值的正应力和  $\vec{n}$  同向,并称之为拉应力;负值的正应力则称之为压应力,简称为

压力(即压强)。流体几乎不能承受任何拉应力,只承受压力。

**定义 2**  $\vec{P}_n$  在作用面的切平面上,两个互相垂直的分量  $\vec{P}_{nr}$  和  $\vec{P}_{ns}$  为剪应力(或切应力)。

应力分量使用了两个下标,第一个下标表示作用面的方向,第二个下标表示应力分量的方向。

过  $A$  点的微元面有无限多个,这里  $\vec{P}_n$  仅仅是外法线单位矢量为  $\vec{n}$  的那个微元面上  $A$  点的应力矢量。同一点上不同方向的应力矢量是不同的。简而言之,应力和它的作用面的方向有关。

按照式(1-13)的定义, $\vec{P}_n$  是外界对流体施加的应力,那么  $\vec{P}_{-n}$  就是该流体对外界的反作用力,二者大小相等、方向相反,因此

$$\vec{P}_n = -\vec{P}_{-n}$$

#### 四、流体运动的分类与描述

##### 1. 流体运动的分类

按运动形式分:若  $\text{rot}\vec{v} = 0$ ,则流体作无旋流动,也就是有势流动;若  $\text{rot}\vec{v} \neq 0$ ,则流体作有旋流动。

按时间变化分:若  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ,则流体作定常流动;若  $\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$ ,则流体作非定常流动。

按空间变化分:流体的运动有一维运动、二维运动和三维运动。

##### 2. 描写流体运动的两种方法——拉格朗日方法和欧拉方法

拉格朗日方法:研究流场中每一个流体质点的运动,分析运动参数随时间的变化规律,然后综合所有的流体质点,得到整个流场的运动规律。拉格朗日方法着眼于流体质点,将运动参数看做空间位置与时间的函数。

欧拉方法:研究某瞬时整个流场内位于不同位置上流体质点的运动参数,然后综合所有空间点,用于描述整个流场。欧拉方法着眼于空间点,将运动参数看做空间坐标和时间的函数,因此其定义区域为场。在研究流体的运动时,对一个特定区域,密切观察这个区域内部的流体质点的运动,从而可以给出流动的规律。

在一般的流体力学问题中,欧拉方法应用最为广泛,但是两者可以互相转化。

##### 3. 流线与迹线

流线和迹线常用来描述流体的运动。

迹线:随着时间的变化,空间某一点处的流体质点在流动过程中所留下的痕迹称为迹线。

流线:在同一时刻,由不同的流体质点组成的一条曲线,该曲线上每一点的切线与该质点处流体质点的运动方向平行。

对于定常流动,流线的形状不随时间变化,而且流体质点的迹线与流线重合。在实际流场中除驻点和奇点外,流线不能相交,也不能突然转折。

##### 4. 流量与净通量

流量:单位时间内流过某一控制面的流体体积称为该控制面的流量  $Q$ ,其单位为  $\text{m}^3/\text{s}$ 。如果单位时间内流过的流体以质量计算,则称为质量流量  $Q_m$ ,不加说明时的流量通常是指体积流量。

净通量:在流场中任取一封闭的空间,此空间称为控制体,其表面称为控制面。流体通过一部分控制面流入控制体,同时通过另一部分控制面流出控制体。此时流出的流体减去流入的流体,所得出的流量称为流过全部控制面的净通量(净流量)。

对于不可压缩流体来说,流过任意封闭控制面的净通量等于0。

### 五、层流与湍流

流体的流动分为层流流动和湍流流动。层流流动就是流体层与层之间相互没有干扰,没有质量和动量的传递;湍流流动中层与层之间有相互干扰,既有质量的传递又有动量的传递。判断流动是层流还是湍流关键要看其雷诺数是否超过临界雷诺数。雷诺数的定义为

$$Re = VL/\nu$$

式中, $V$ 为截面的平均速度; $L$ 为特征长度; $\nu$ 为流体的运动黏度。

雷诺数小时,黏性效应在整个流场中起主要作用,流动为层流;雷诺数大时,紊动混掺起决定作用,流动为湍流。对于同样的液流装置,由层流转换为湍流时的雷诺数恒大于湍流向层流转换的雷诺数。前者称上临界雷诺数,其值随试验条件而变,很不稳定;后者称下临界雷诺数,其值比较稳定,对于一般条件下的管流(圆管直径为特征长度,断面平均流速为特征速度),约为2 300。

### 六、边界层

黏性流体平滑地绕流某静止物体,在紧靠物体表面的薄层内,流速将由物体表面上的零值迅速地增加到与来流 $V$ 同数量级的大小。这种在大雷诺数下紧靠物体表面流速从零急剧增加到与来流相同数量级的薄层称为边界层。

边界层的基本特征如下:

(1)与物体的长度相比,边界层的厚度很小。  
对于流体绕流平板情形,设 $\delta(x)$ 为边界层厚度, $L$ 为平板的板长,则有

$$\frac{\delta}{l} \sim \frac{1}{\sqrt{Re_l}}$$

(2)边界层内沿边界层厚度方向的速度变化非常急剧,速度梯度很大。

(3)边界层沿着流体流动的方向逐渐增厚。

(4)由于边界层很薄,可以近似地认为,边界层中各截面上的压强等于同一截面上边界层外边界上的压强。

(5)在边界层内摩擦力和惯性力是同一数量级。

(6)边界层内流体的流动有层流和湍流两种流动状态。全部边界层内都是层流的,称为层流边界层。仅在边界层起始部分是层流,而在其他部分是湍流的,称为混合边界层。判别层流和湍流的准则数是雷诺数

$$Re_x = \frac{V_x}{\nu_x} \quad (1-14)$$

式中, $x$ 为距物体前缘点的距离; $V$ 为边界层外边界上的速度; $\nu$ 为流体的运动黏度。对于平板来说,层流转变为湍流的临界雷诺数为 $5 \times 10^5 \sim 3 \times 10^6$ 。

平板边界层的大量实验证明,在平板的前部, $Re_x$ 不大,边界层的厚度和阻力系数与层流

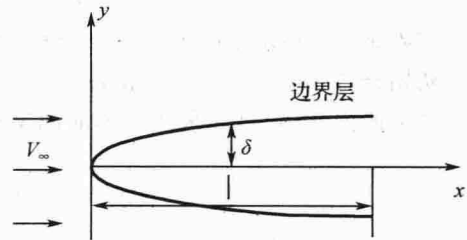


图 1.2 边界层

边界层理论的计算结果相吻合,这说明边界层流动处于层流状态。在其后的某一截面,  $Re_x$  达到一定数值,边界层厚度和阻力突然增加,此时流态已从层流转变为湍流,对应的雷诺数称为临界雷诺数,对应的位置称为转折点。转折点前是层流,其后为湍流,实际上,存在一段流态转化的过渡区。

临界雷诺数不是一个固定的常数值,它依赖于流场的外部扰动条件,临界雷诺数的下限约为 3 500,上限则不存在。

对于工程实际中大量出现的大雷诺数问题,应该分成两个区域:外部势流区域和边界层区域。对于外部势流区域,可以忽略黏性力,因此可以采用理想流体运动理论,解出外部流动,从而知道边界层外部边界上的压力和速度分布,并将其作为边界层流动的外边界条件。在边界层区域必须考虑黏性力,而且只有考虑了黏性力才能满足黏性流体的黏附条件;边界层虽小,但是物理量在物面上的分布、摩擦阻力及物面附近的流动都和边界层内流动联系在一起,因此非常重要。描述边界层内的黏性流体运动的是 N - S 方程,但是由于边界层厚度  $\delta$  比特征长度小得多,而且  $x$  方向速度分量沿法向的变化比切向大得多,所以 N - S 方程可以在边界层内作很大的简化,简化后的方程称为普朗特边界层方程,它是处理边界层流动的基本方程。

对于二维平板边界层方程,通过量阶分析得普朗特边界层方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad (1-15)$$

边界条件:在物面  $y=0$  上  $u=v=0$ ,在  $y=\delta$  或  $y \rightarrow \infty$  时,  $u=U(x)$ ;

初始条件:当  $t=t_0$  时,已知  $u, v$  的分布。

对于曲面物体,则应采用贴体曲面坐标系,从而建立相应的边界层方程。

## 第二节 船舶流体力学基本方程

流体流动满足质量守恒定律、动量守恒定律和能量守恒定律。这些定律在流体力学中的体现就是相应的连续性方程和 N - S 方程。

### 一、物质导数

在欧拉观点下,流场中的物理量都是空间坐标和时间的函数,即

$$T = T(x, y, z, t) \quad p = p(x, y, z, t) \quad v = v(x, y, z, t) \quad (1-16)$$

研究各物理量对时间的变化率,例如速度分量  $u$  对时间的变化率,则有

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1-17)$$

式中,  $u, v, w$  为速度矢量  $\mathbf{v}$  沿  $x, y, z$  轴的三个速度分量。

将上式中的  $u$  用  $N$  替换,代表任意物理量,得到任意物理量  $N$  对时间  $t$  的变化率

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + u \frac{\partial N}{\partial x} + v \frac{\partial N}{\partial y} + w \frac{\partial N}{\partial z} \quad (1-18)$$

这就是  $N$  的物质导数,也称为质点导数。上式中等号右边第一项称为当地变化率,后三项称为迁移变化率。

## 二、质量守恒方程(连续性方程)

在流场中任取一封闭的空间,此空间称为控制体,其表面称为控制面。流体通过一部分控制面流入控制体,同时通过另一部分控制面流出控制体,在这期间控制体内部的流体质量也会发生变化。按照质量守恒定律,流入的质量与流出的质量之差,应该等于控制体内部流体质量的增量,由此可导出流体流动连续性方程的积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{Vol} \rho dx dy dz + \oint_A \rho v \cdot n dA = 0 \quad (1-19)$$

式中,  $Vol$  表示控制体;  $A$  表示控制面。

等式左边第一项表示控制体  $Vol$  内部质量的增量;第二项表示通过控制表面流入控制体的净通量。

对于不可压缩均质流体,质量密度为常数,在直角坐标系下可将其化为如下微分形式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1-20)$$

对于圆柱坐标系,其形式为

$$\frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1-21)$$

## 三、动量守恒方程(N-S方程)

黏性流体的运动方程首先由 Navier 在 1927 年提出,只考虑了不可压缩流体的流动。Poisson 在 1831 年提出可压缩流体的运动方程。Saint-Venant 在 1843 年,Stokes 在 1845 年分别独立地提出黏性系数为一常数的形式,现在都称为 Navier-Stokes 方程,简称 N-S 方程。

对船舶流体力学问题而言,流体的质量密度和黏性系数都是常数,此时的 N-S 方程矢量形式为

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho F - \text{grad} p + \mu \nabla^2 v \quad (1-22)$$

若不考虑流体的黏性,则由上式可得理想流体的运动方程 Euler 方程如下

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f_x - \frac{\partial p}{\rho \partial x} \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = f_y - \frac{\partial p}{\rho \partial y} \end{aligned} \quad (1-23)$$

N-S 方程比较准确地描述了实际的流动,黏性流体的流动分析均可归结为对此方程的研究。由于其形式甚为复杂,实际上只有极少量情况可以求出精确解,故产生了通过数值求解的研究,这也是通过计算流体力学进行计算的最基本的方程。可以这么说,所有的流体流动问题,都是围绕对 N-S 方程的求解进行的。

## 第三节 初始条件和边界条件

对于流动和传热问题的求解,除了使用上述介绍的三大控制方程以外,还要指定边界条件,对于非定常问题还要指定初始条件。

### 一、初始条件

初始时刻  $t = t_0$  时,流体运动所具有的初始状态可用常见物理量及其导数形式表示,如



$u = u(t_0), T = T(t_0)$  等。

对于非稳态问题,所有计算变量在开始计算以前都应该有一个初始值,这样才有可能根据时间步长计算场变量随时间的变化,这就是初始条件。对数值计算来讲,初始条件的给定并不影响计算过程的实施,给定初始值即可,一般不需另外的处理。

## 二、边界条件

边界条件就是在流体运动边界上控制方程应该满足的条件,一般会对数值计算产生重要的影响。即使对于同一个流场的求解,随着方法的不同,边界条件和初始条件的处理方式也是不同的。

# 第四节 湍流模型概述

湍流现象是高度复杂的,所以至今还没有一种方法能够全面、准确地对所有流动问题中的湍流现象进行模拟。在涉及湍流的计算中,都要对湍流模型的模拟能力以及计算所需系统资源进行综合考虑后,再选择合适的湍流模型进行模拟。

因为直接求解 N-S 方程非常困难,所以通常用两种办法对湍流进行模拟,即对 N-S 方程进行雷诺平均和滤波处理。这两种方法都会增加新的未知量,因此需要相应增加控制方程的数量,以保证未知数的数量与方程数量相同,达到封闭方程组的目的。

## 一、雷诺平均方法

雷诺平均 N-S 方程是流场平均变量的控制方程,其相关的模拟理论被称为湍流模式理论。湍流模式理论假定湍流中的流场变量由一个时均量和一个脉动量组成,以此观点处理 N-S 方程可以得出雷诺平均 N-S 方程(简称 RNS 方程)。在引入 Boussinesq 假设,即认为湍流雷诺应力与应变成正比之后,湍流计算就归结为对雷诺应力与应变之间的比例系数(即湍流黏性系数)的计算。根据计算中使用的变量数目和方程数目的不同,湍流模式理论中所包含的湍流模型又被分为二方程模型、一方程模型和零方程模型(代数模型)等。Fluent 中使用的三种  $k-\varepsilon$  模型、Spalart-Allmaras 模型、 $k-\omega$  模型及雷诺应力模型(RSM)等都属于湍流模式理论。

### 1. Spalart-Allmaras 模型

Spalart-Allmaras 模型是一方程模型里面最成功的一个模型,最早被用于有壁面限制情况的流动计算中,特别在存在逆压梯度的流动区域内,对边界层的计算效果较好,因此经常被用于流动分离区附近的计算,后来在涡轮机械的计算中也得到广泛应用。

最早的 Spalart-Allmaras 模型是用于低雷诺数流计算的,特别是在需要准确计算边界层黏性影响的问题中效果较好。Fluent 对 Spalart-Allmaras 进行了改进,主要改进点是在在网格精度不高时使用壁面函数。在湍流对流场影响不大,同时网格较粗糙时,可以选用这个模型。

Spalart-Allmaras 模型是一种新出现的湍流模型,在工程应用问题中还没有出现多少成功的算例。同其他一方程模型一样,Spalart-Allmaras 模型的稳定性也比较差,在计算中采用 Spalart-Allmaras 模型时需要注意这个特点。

### 2. 标准 $k-\varepsilon$ 模型

标准  $k-\varepsilon$  模型具有稳定性、经济性和比较高的计算精度标准。 $k-\varepsilon$  模型通过求解湍流

动能( $k$ )方程和湍流耗散率( $\varepsilon$ )方程,得到 $k$ 和 $\varepsilon$ 的解,然后再用 $k$ 和 $\varepsilon$ 的值计算湍流黏度,最终通过 Boussinesq 假设得到雷诺应力的解。

因为标准  $k-\varepsilon$  模型假定湍流为各向同性的均匀湍流,所以在旋流等非均匀湍流问题的计算中存在较大误差。

### 3. RNG $k-\varepsilon$ 模型

RNG  $k-\varepsilon$  模型在形式上类似于标准  $k-\varepsilon$  模型,但是在计算功能上强于标准  $k-\varepsilon$  模型,其改进措施主要有:

(1) 在  $\varepsilon$  方程中增加了一个附加项,使得在计算速度梯度较大的流场时精度更高;

(2) 模型中考虑了旋转效应,因此强旋转流动计算精度也得到提高;

(3) 模型中包含了计算湍流 Prandtl 数的解析公式,而不像标准  $k-\varepsilon$  模型仅用用户定义的常数;

(4) 标准  $k-\varepsilon$  模型是一个高雷诺数模型,而重整化群  $k-\varepsilon$  模型在对近壁区进行适当处理后可以计算低雷诺数效应。

### 4. Realizable $k-\varepsilon$ 模型

Realizable  $k-\varepsilon$  模型与标准  $k-\varepsilon$  模型的主要区别是:

(1) Realizable  $k-\varepsilon$  模型中采用了新的湍流黏度公式。

(2)  $\varepsilon$  方程是从涡量扰动量均方根的精确输运方程推导出来的。现实  $k-\varepsilon$  模型满足对雷诺应力的约束条件,因此可以在雷诺应力上保持与真实湍流的一致。这一点是标准  $k-\varepsilon$  模型和 RNG  $k-\varepsilon$  模型都无法做到的。这个特点在计算中的好处是,可以更精确地模拟平面和圆形射流的扩散速度,同时在旋转流计算、带方向压强梯度的边界层计算和分离流计算等问题中,计算结果更符合真实情况。Realizable  $k-\varepsilon$  模型是新出现的  $k-\varepsilon$  模型,虽然还无法证明其性能已经超过 RNG  $k-\varepsilon$  模型,但是在分离流计算和带二次流的复杂流动计算中的研究表明,Realizable  $k-\varepsilon$  模型是所有  $k-\varepsilon$  模型中表现最出色的湍流模型。Realizable  $k-\varepsilon$  模型在同时存在旋转和静止区的流场计算中,比如多重参考系、旋转滑移网格等计算中,会产生非物理湍流黏性,因此在类似计算中应该慎重选用这种模型。

### 5. $k-\omega$ 模型

$k-\omega$  模型也是二方程模型。标准  $k-\omega$  模型中包含了低雷诺数影响、可压缩性影响和剪切流扩散,因此适用于尾迹流动计算、混合层计算、射流计算以及受到壁面限制的流动计算和自由剪切流计算。剪切应力输运  $k-\omega$  模型,简称 SST  $k-\omega$  模型,综合了  $k-\omega$  模型在近壁区计算的优点和  $k-\varepsilon$  模型在远场计算的优点,将  $k-\omega$  模型和标准  $k-\varepsilon$  模型都乘以一个混合函数后再相加就得到这个模型。在近壁区,混合函数的值等于 1,因此在近壁区等价于  $k-\omega$  模型。在远离壁面的区域混合函数的值则等于 0,因此自动转换为标准  $k-\varepsilon$  模型。与标准  $k-\omega$  模型相比,SST  $k-\omega$  模型中增加了横向耗散导数项,同时在湍流黏度定义中考虑了湍流剪切应力的输运过程,模型中使用的湍流常数也有所不同。这些特点使得 SST  $k-\omega$  模型的适用范围更广,比如可以用于带逆压梯度的流动计算、翼型计算、土跨音速激波计算等。

### 6. $v^2-f$ 模型

$v^2-f$  模型与  $k-\varepsilon$  模型比较类似,但  $v^2-f$  模型中考虑到了壁面附近湍流各向异性问题和非局部的压强与应变的关系问题。 $v^2-f$  模型属于低雷诺数湍流模型,其适用范围从自

由流区一直延伸到壁面,并且无须适用壁面函数。 $v^2-f$ 模型主要用于边界层计算和分离流计算。

$v^2-f$ 模型的突出特点是用速度尺度  $v^2$  代替湍流动能  $k$  计算湍流黏度。速度尺度  $v^2$  代表速度的脉动量,因此可以更准确地模拟湍流变量在壁面附近的耗散过程。用湍流动能  $k$  进行计算时无法做到这一点。

### 7. 雷诺应力模型(RSM)

雷诺应力模型中没有采用涡黏度的各向同性假设,因此从理论上说比湍流模式理论要精确得多。雷诺应力模型不采用 Boussinesq 假设,而是直接求解雷诺平均 N-S 方程中的雷诺应力项,同时求解耗散率方程,因此在二维问题中需要求解 5 个附加方程,在三维问题中则需要求解 7 个附加方程。

从理论上说,雷诺应力模型应该比一方程模型和二方程模型的计算精度更高,但实际上雷诺应力模型的精度受限于模型的封闭形式,因此在实际应用中,雷诺应力模型并没有在所有的流动问题中都体现出优势。只有在雷诺应力明显具有各向异性的特点时才必须使用雷诺应力模型,比如龙卷风、燃烧室内流动等带有强烈旋转的流动问题。

## 二、大涡模拟(LES)方法

大涡模拟(LES)方法是通过滤波处理计算湍流的,其主要思想是大涡结构(又称拟序结构)受流场影响较大,小涡则可以认为是各向同性的,因而可以将大涡计算与小涡计算分开处理,并用统一的模型计算小涡。在这个思想下,大涡模拟通过滤波处理,首先将小于某个尺度的旋涡从流场中过滤掉,只计算大涡,然后通过求解附加方程得到小涡的解。过滤尺度一般就取为网格尺度。显然这种方法比直接求解 N-S 方程的 DNS 方程效率更高,消耗系统资源更少,但却比湍流模式方法更精确。尤其应该注意的是,湍流模式理论无法准确模拟大涡结构,因此在需要模拟大涡结构时,只能采用 LES 方法。尽管大涡模拟理论比湍流模式理论更精确,但是因为大涡模拟需要使用高精度的网格,对计算机资源的要求比较高,所以还不能在工程计算中被广泛使用。在绝大多数情况下,湍流计算还要采用湍流模式理论,大涡模拟则可以在计算资源足够丰富的时候尝试使用。

## 三、壁面函数和近壁模型

在受壁面限制的流动中,因为壁面附近流场变量的梯度较大,所以壁面对湍流计算的影响很大。湍流模型中假定湍流是各向同性的,因此在壁面附近需要进行特殊处理。处理的一种办法是用半经验公式将自由流中的湍流与壁面附近的流动连接起来,这种方法被称为壁面函数法。另一种方法是通过在壁面附近加密网格,同时调整湍流模型以包含壁面影响的方法,被称为近壁模型法。

壁面函数法中又有标准壁面函数法和非平衡壁面函数法。一般地说,标准壁面函数法可以适用于大多数流动问题,因此也是 Fluent 中缺省设置的方法。非平衡壁面函数法则适用于流场函数在壁面附近存在很大梯度的流动问题。

壁面函数法适用于高雷诺数流动,近壁模型法适用于低雷诺数流动。

# 第五节 计算流体力学基础

计算流体力学的本质就是对控制方程在所规定的区域上进行区域离散,从而转变为在

各网格点或子区域上定义的代数方程组,然后用线性代数的方法迭代求解。网格是离散的基础,网格节点是离散化物理量的存储位置。

### 一、数值模拟方法

常用的离散化方法有:有限差分法、有限元法和有限体积法。

有限差分法(FDM)是数值解法中最经典的方法。它是将求解区域划分为差分网格,用有限个网格节点代替连续的求解域,然后将偏微分方程(控制方程)的导数用差商代替,推导出含有离散点上有限个未知数的差分方程组。这种方法的产生和发展比较早,也比较成熟,较多用于求解双曲线和抛物线型问题。用它求解边界条件复杂,尤其是求解椭圆型问题不如有限元法或有限体积法方便。构造差分的方法有多种形式,目前主要采用的是泰勒级数展开方法。其基本的差分表达式主要有四种格式:一阶向前差分、一阶向后差分、一阶中心差分和二阶中心差分等,其中前两种格式为一阶计算精度,后两种格式为二阶计算精度。通过对时间和空间这几种不同差分格式的组合,可以得到不同的差分计算格式。

有限元法(FEM)是将一个连续的求解域任意分成适当形状的许多微小单元,并于各小单元分片构造插值函数,然后根据极值原理(变分或加权余量法),将问题的控制方程转化为所有单元上的有限元方程,把总体的极值作为各单元极值之和,即将局部单元总体合成,形成嵌入了指定边界条件的代数方程组,求解该方程组就得到各节点上待求的函数值。有限元法对椭圆型问题有更好的适应性,它求解的速度比有限差分法和有限体积法慢,在商用CFD软件中应用并不广泛。目前常用的商用CFD软件中,只有FIDAP采用的是有限元法。

有限体积法(FVM),又称为控制体积法,是将计算区域划分为网格,并使每个网格点周围有一个互不重复的控制体积,将待解的微分方程对每个控制体积积分,从而得到一组离散方程。其中的未知数是网格节点上的因变量。子域法加离散,就是有限体积法的基本思路。有限体积法的基本思路易于理解,并能得出直接的物理解释。如同微分方程表示因变量在无限小的控制体积中的守恒原理一样,离散方程的物理意义,就是因变量在有限大小的控制体积中的守恒原理。有限体积法得出的离散方程,要求因变量的积分守恒对任意一组控制体积都得到满足,对整个计算区域,自然也得到满足,这是有限体积法吸引人的优点。有一些离散方法,例如有限差分法,仅当网格极其细密时,离散方程才满足积分守恒;而有限体积法即使在粗网格情况下,离散方程也显示出准确的积分守恒。

Fluent软件是基于FVM方法的。

### 二、基于FVM的流体力学方程离散方法

将连续的空间用离散的点来记录,称为离散化(Discretization)。离散的点之间用光滑曲线通过内插来连接。即使对于假的离散数据,只要在头脑内想象成连续的函数即可对微分方程进行求解。这样,只要已知现在的时间和空间,就可根据这些离散数据对将来的时间和空间进行预测。

数值流体力学的问题一般是要了解每时每刻流场的变化,即对支配方程式进行积分求解。实际上是求空间离散点(网格)上的压力、速度等物理量。

有限体积法是将非线性偏微分方程转变为网格单元上的线性代数方程,然后通过求解线性方程组,得出流场的解。网格划分可以将连续的空间划分为互相连接的网格单元。每个网格单元由位于几何中心的控制点和将网格单元包围起来的网格面(或线)构成。所谓求解流场的控制方程,最终的目的就是获得所有控制点上流场变量的值。