CFX技术在船舶流体工程中的应用

胡 健 常 欣 主编

HEUP 哈爾濱工程大學出版社

CFX技术在船舶流体工程中的应用

主编　胡　健　常　欣

HEUP 哈爾濱工程大學出版社

内容简介

本书是介绍计算流体动力学(CFD)理论知识和相关工程应用的指导性教材,结合作者多年的使用和开发经验,通过丰富的工程实例介绍CFX软件在船舶流体工程领域内的实际应用。全书共五章,前三章为基础部分,详细介绍了流体力学的相关理论知识和CFX软件,包括模型建立、网格划分、CFX仿真常用设置及后处理等。后两章为实例部分,包括二维情况下的平板运动、圆柱绕流、翼型绕流和空泡模拟,以及三维模型下的圆管湍流流动、船舶兴波、潜艇运动、静水船舶运动和螺旋桨空泡性能分析。本书每个实例都有详细的说明和操纵步骤,读者只需按照书中的方法进行软件操作,即可完成一个具体工程问题的学习,进而逐步学会CFX在船舶流体工程方面的应用。

本书内容翔实,可以作为船舶与海洋工程相关专业学生的教学用书,也可以供从事船舶流体工程的科技人员,特别是从事计算流体力学数值仿真的人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

CFX技术在船舶流体工程中的应用/胡健,常欣主编.
—哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社,2015.11
ISBN 978-7-5661-1153-1

Ⅰ.①C… Ⅱ.①胡… ②常… Ⅲ.①船舶流体力学-工程力学-应用软件 Ⅳ.①U661.1-39

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第255733号

选题策划 夏飞扬
责任编辑 卢尚坤 马广超
封面设计 语墨弘源

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 黑龙江省地质测绘印制中心印刷厂
开　本 787mm×1 092mm 1/16
印　张 11.5
字　数 295千字
版　次 2015年11月第1版
印　次 2015年11月第1次印刷
定　价 32.00元
http://www.hrbeupress.com
E-mail:heupress@hrbeu.edu.cn

前　言

计算流体动力学(CFD)是建立在经典流体动力学与数值计算方法基础之上的一门新兴独立学科,通过计算机数值计算和图像显示的方法,在时间和空间上定量描述流场的数值解,从而达到对物理问题进行研究的目的。主要方法是通过离散化的结构域,对流体无黏性或者有黏性流动进行数值模拟和分析。计算流体力学兼顾理论性和实践性的双重特点,已经成为现代科学许多复杂流动分析和工程问题的主要研究手段。

现代舰船对船舶流场的关注度越来越高,不仅要求舰船的外形具有较低的阻力,而且对船舶的兴波、船舶螺旋桨推进器的性能以及船桨匹配提出了更高的要求。传统船舶流体工程学经过多年研究,已经形成了很多独特的研究方法和理论,如螺旋桨的动量理论、升力线理论等。但随着科学技术的发展,计算流体力学对船舶流体研究领域产生了巨大的影响。过去只有通过实验手段才能得到的某些结果,现在已经可以完全借助计算机模拟来精确获取。

CFX 软件是英国 AEA Technology 公司研发,全球第一个通过 ISO 9001 质量认证的大型商业 CFD 软件,其具有精确的计算结果、丰富的物理模型以及强大的用户拓展等特点。现在,CFX 软件广泛应用于航空航天、机械能源、石油化工等领域,但在船舶海洋领域内的应用才刚刚兴起,相关参考书较少。熟练掌握计算流体力学方法依赖于系统的流体力学知识和较深的数理基础,因此,随着船海领域内计算流体力学的大规模应用,亟须出版一本介绍计算流体力学基础和船舶流场数值仿真工程应用的图书。

本书以 CFX 软件在船舶流体工程的各种应用为内容,力求体现两个特点:首先是实用性,尽可能通过通俗的语言解释 CFD 理论,并将理论和 CFX 软件操作结合起来,理论结合实际,注重工程应用;其次是专业性,本书选用的计算案例都是船舶流体工程实际需要的例子,配合通俗易懂的语言和详尽形象的图表,帮助船舶与海洋工程的研究者们尽快了解计算流体力学相关基础知识,并通过案例进行练习。

本书全面介绍了 CFX 软件的各种功能和基本操作方法,全书共五章,第 1 ~ 3 章分别介绍了 CFD 的理论基础和 CFX 软件的基本知识,第 4 章结合实例介绍了 CFX 在水流体介质中常用的计算模型和在模型求解中常用的方法,第 5 章结合了几个船舶流体工程的复杂案例,对计算流体力学在船舶、螺旋桨、潜艇等实际系统工程中的应用。

本书编写过程中得到了王超副教授以及陈朝晖、郑小龙、魏胜任、孙帅、陆尊琦、王楠、胡洋等研究生的大力帮助。本书的出版得到了国家自然科学基金(Nos. 11302057,11102048,51579052)的大力资助。哈尔滨工程大学出版社夏飞扬、马广超编辑为本书的审校提出了宝贵建议。编者在此一并表示感谢。

本书既可以作为船舶与海洋工程相关课程的学习资料,也可以供从事船舶流体相关专业工作的科技人员进行参考。由于作者水平有限,书中错误和不足之处在所难免,敬请读者批评指正。

编　者

2015 年 10 月

目　　录

第1章　流体力学基础

1.1　概　　述

流体力学是力学的一个分支,属于宏观力学。它的主要任务是研究流体所遵循的宏观运动规律以及流体与周围物体之间的相互作用。

液体和气体虽同为流体,具有共性,但又各有特性。液体虽无一定形状,但具有一定的体积,不易被压缩,在与气体的交界面上存在自由表面。气体既没有固定的形状,也没有固定的体积,易于被压缩,不存在自由表面。液体和气体的特性决定了各自需要研究的特殊问题。以液体为主要研究对象的力学学科称为水动力学(Hydrodynamics),以空气为主要研究对象的力学学科称为空气动力学(Aerodynamics),两者结合称为流体力学(Fluid Mechanics)。

流体力学广泛应用于航空、船舶、水利、交通、石油、能源、建筑、机械、采矿、冶金和化工等多个领域。可以说,目前已很难找到一个与流体力学没有联系的领域。在船舶与海洋工程研究领域中,船舶与水下运载器的外形设计、稳性、操纵性、快速性、耐波性、拍击、海洋结构物的设计、海浪与海流的描述,以及海洋能的开发利用等基本问题都向流体力学提出了广泛的研究课题。在海岸与港口航道工程中,避风港湾、护岸堤坝以及内河航道的设计等都需要流体力学知识。在水利工程中,水库和水力发电站的设计与建造、洪峰预测、河流泥沙等问题都与流体力学紧密联系在一起。可见流体力学在人们生产和生活中占有重要的地位。就船舶与海洋工程领域而言,流体力学作为一门专业基础学科,在推动造船工程技术的发展,开发研制低消耗、高效能舰船的过程中起着非常重要的作用。

流体力学这一学科发展至今,不断派生出新的分支,但从研究手段上可划分为理论流体力学、实验流体力学和计算流体力学。这三大分支构成了流体力学的完整体系,它们相辅相成,推动着该学科的发展。

1.2　流体力学基本概念

1.2.1　流体的密度和重度

重度是单位体积流体所受的重力,它是描述流体所受重力在空间中分布的物理量。用式(1.1)来定义某一流体体积 ΔV 中的平均重度 $\gamma_{平均}$,则

$$\gamma_{平均} = \frac{\Delta G}{\Delta V} \tag{1.1}$$

式中,ΔG 为 ΔV 中所包含的流体所受的重力。关于流体中某一点 A 的流体重度 γ_A,则用式(1.2)来定义,即

$$\gamma_A = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}V} \tag{1.2}$$

式(1.2)在取极限时要注意:在 $\Delta V \to 0$ 过程中,必须始终将 A 点包围在 ΔV 中;$\Delta V \to 0$ 是 ΔV 变得足够小,但仍要比分子的平均自由行程空间大许多倍,否则连续介质的假设就不能成立。

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 ΔV 中的平均密度 $\rho_{平均}$ 及流体中某一点 A 的流体的密度 ρ_A 可仿照式(1.1)和式(1.2)分别用式(1.3)和式(1.4)来定义,即

$$\rho_{平均} = \frac{\Delta m}{\Delta V} \tag{1.3}$$

$$\rho_A = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}V} \tag{1.4}$$

式中,Δm 为 ΔV 中所包含的流体质量。由于物质质量和所受重力之间的关系为 $\Delta G = \Delta mg$(g 为重力加速度),因此密度和重度之间的关系为

$$\gamma = \rho g \tag{1.5}$$

在物理学或其他课程中常用“比容”这一物理量,比容是单位重力流体的体积,应和重度成倒数关系,即

$$v = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\rho g} \tag{1.6}$$

式中,v 为比容。

根据式(1.1)和式(1.3),重度和密度的量纲分别为

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= \frac{\mathrm{LMT^{-2}}}{\mathrm{L^3}} \\ \rho &= \frac{\mathrm{M}}{\mathrm{L^3}} \end{aligned}\right\} \tag{1.7}$$

在压力为 0.101 325 MPa,温度为 15 ℃时,淡水、海水和空气的密度分别为

$$\left.\begin{aligned} 淡水\ \rho &= 1\ 000\ \mathrm{kg/m^3} \\ 海水\ \rho &= 1\ 019.9\ \mathrm{kg/m^3} \\ 空气\ \rho &= 1.226\ \mathrm{kg/m^3} \end{aligned}\right\} \tag{1.8}$$

将式(1.8)代入式(1.5)便可得到它们的重度。

1.2.2 流体的流动性、黏性及压缩性

1. 流体的流动性

静止流体在任意小的剪切力作用下,在足够大的时间内将产生连续不断的变形;剪切力消失,则变形停止,流体的这一性质称为流动性。如容器中的水倾斜后将发生变形,直到水面呈水平状态,这时切向力消失。流动性是流体的固有属性,是流体与固体的根本区别,正是由于流体具有流动性才有了流体力学这门学科。

2. 流体的黏性

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,但只有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。这种力可以通过实验测出来。如图 1.1 所示,水平放置的底板是固定不动的,上平板在力 F 作用下以速度 V 水平向右运动。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,则

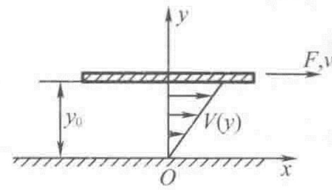

图 1.1　黏性力的测定

$$v = \frac{V}{y_0}y \tag{1.9}$$

式中,y_0 为两平板之间的距离。具有这种速度剖面的流动称为线性剪切流动。

实验表明,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,则

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu\frac{V}{y_0} = \mu\frac{v}{y} \tag{1.10}$$

显然 τ 就是为了克服流体的内摩擦力而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 μ 称为黏性系数。

进一步的实验证实,一般情况下,流体的剪应力(内摩擦应力)为

$$\tau = \mu\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}y}$$

式中,$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}y}$为 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。剪应力方向和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。空气和水是自然界中最典型的牛顿流体。牛顿流体最典型的特征:剪应力和速度梯度呈线性关系。

当 μ 较小而且沿法线方向速度变化不大时,内摩擦应力 τ 将很小,可以不考虑黏性的作用,则可以假设流体没有黏性。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 μ 常和密度 ρ 一起,以$\frac{\mu}{\rho}$的形式出现,为方便起见,令 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$,并称 ν 为运动黏性系数。它的量纲$[\nu] = \mathrm{L}^2\mathrm{T}^{-1}$,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$[\mu] = \mathrm{ML}^{-1}\mathrm{T}$,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。

3. 流体的压缩性

流体的密度或容积随压力或温度变化而变化的性质称为流体的压缩性。真实流体都是可压缩的。液体在通常压力或温度下的可压缩性很小。例如水的压力从 1 atm 增加到 100 atm,体积仅缩小 0.5%;温度从 20 ℃变化到 100 ℃,体积仅增加 4%。因此,通常把液体近似为不可压缩流体,即认为液体的密度

$$\rho = const \tag{1.11}$$

但在某些问题中,例如水中爆炸、冲击或研究水声的传播等问题中,必须考虑液体的压缩性。

气体的压缩性比液体大得多。气体密度随压力和温度的变化关系用热力学状态方程来表示,即

$$\rho = f(p,T) \tag{1.12}$$

常见的气体多数服从完全气体状态方程 $p = R\rho T$,其中 T 为绝对温度,R 为气体常数。有时把满足式(1.12)的流体称为斜压流体。

如果流体的密度只是压力的函数,即

$$\rho = f(p) \tag{1.13}$$

则将此流体称为正压流体。如等温过程 $p/\rho = C$,绝热过程 $p/\rho^k = C$ 的气体都属于正压流体,其中 k 为气体的绝热指数,C 是常数。

因此,在通常情况下气体作为可压缩流体处理。但是如果气体的流动速度远小于声速时,且气体密度相对变化很小,则可以把这种低速流动气体(如 $U < 70$ m/s)作为不可压缩流体处理。

1.2.3 流体力学中的作用力及压强

1. 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。

质量力属于超距离作用力,作用在流体的每个质点上,例如重力、惯性力、电磁力等。

表面力属于接触作用力,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。

(1)质量力及其分布强度

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 ΔV,作用在该微元体上的质量力为 $\Delta \boldsymbol{F}$,当 $\Delta V \to 0$ 时,式(1.14)就是质量力在 M 点的分布强度

$$\boldsymbol{f} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta \boldsymbol{F}}{\rho \Delta V} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{F}}{\rho \mathrm{d}V} \tag{1.14}$$

显然,$\boldsymbol{f}$ 是空间和时间的连续函数,即 $\boldsymbol{f} = f(x,y,z,t)$。

已知 $\boldsymbol{f}$ 就可以计算整块流体受到的质量力

$$\boldsymbol{F} = \int_V \rho f \mathrm{d}V \tag{1.15}$$

在重力场中,质量为 $\rho \mathrm{d}V$ 的流体的重力为

$$\mathrm{d}\boldsymbol{G} = \rho \mathrm{d}V \cdot g \tag{1.16}$$

将式(1.16)和式(1.14)比较可知,重力加速度 g 就是重力的分布强度。由式(1.14)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

在流体表面上包含指定点 $A(x,y,z)$ 在内取微元面积 ΔS,其上作用的表面力记为 $\Delta \boldsymbol{P}$,$\boldsymbol{n}$

为 ΔS 在 A 点的外法线单位矢量。用式(1.17)定义表面力在 A 点的分布强度,并称其为 A 点的应力,即

$$\boldsymbol{P}_n = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta \boldsymbol{P}}{\Delta S} \tag{1.17}$$

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

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

约定正值的正应力和 $\boldsymbol{n}$ 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(压强)。流体几乎不能承受任何拉应力,只能承受压力。

定义 2　$\boldsymbol{P}_n$ 在作用面的切平面上两个互相垂直的分量 $\boldsymbol{P}_{n\tau}$ 和 $\boldsymbol{P}_{ns}$ 为剪应力(或切应力)。

应力分量使用了两个下标,第一下标表示作用面的方向,第二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 $\boldsymbol{P}_n$ 仅仅是外法线单位矢量为 $\boldsymbol{n}$ 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,应力和它作用面的方向有关。按照式(1.17)的定义,$\boldsymbol{P}_n$ 是外界对流体施加的应力,那么 $\boldsymbol{P}_{-n}$ 就是该流体对外界的反作用,二者大小相等方向相反,则

$$\boldsymbol{P}_n = -\boldsymbol{P}_{-n} \tag{1.18}$$

2. 流体力学中的压强概念

(1)静压强

作用在静止流体上的表面力只有沿表面内法线方向的正压力。单位面积上所受的表面力称为这一点处的静压强。静压强有两个特征:①静压强的方向垂直指向作用面;②流场内一点处静压强的大小与方向无关。

对于理想流体流动,流体质点只受到正压力,没有切向力。对于黏性流体流动,流体质点所受到的作用力既有正压力,又有切向力,流体单位面积上所受到的切向力称为切应力。对于一元流动,切向力由牛顿内摩擦定律求出;对于多元流动,切向力可由广义牛顿内摩擦定律求得。

(2)绝对压强、相对压强与真空度

一个标准大气压的压强为 101 325 Pa,通常用 P_{atm} 表示。若压强大于一个标准大气压,则以此压强为计算基准得到的压强称为相对压强,也称为表压强,通常用 P_{r} 表示;若压强小于一个标准大气压,则压强低于大气压的值就称为真空度,通常用 P_{v} 表示;如以压强为 0 作为计算的基准,则这个压强就称为绝对压强,通常用 P_{s} 表示。这三者的关系如式(1.19)所示,即

$$\left.\begin{aligned} P_{\mathrm{r}} &= P_{\mathrm{s}} - P_{\mathrm{atm}} \\ P_{\mathrm{v}} &= P_{\mathrm{atm}} - P_{\mathrm{s}} \end{aligned}\right\} \tag{1.19}$$

在流体力学中,压强都用符号 P 表示,但一般来说有一个约定:对于液体来说,压强用相对压强;对于气体来说,特别是马赫数大于 0.1 的流动,应视为可压缩流体,压强用绝对压强。当然,特殊情况应有所说明。

压强 P 的定义为单位面积所承受力的大小,单位为 $\mathrm{N/m^2}$。压强常用单位为 Pa(帕斯卡),也可用 bar(巴)进行度量,这些单位之间的关系如下:

$$1\ \mathrm{Pa} = 1\ \mathrm{N/m^2};\quad 1\ \mathrm{bar} = 10^5\ \mathrm{Pa}$$

另外压强也常用液柱高 h、标准大气压(P_{atm})表示,则

$$\left.\begin{aligned} P &= \rho g h \\ 1P_{atm} &= 760\ \text{mmHg}^{\ominus} = 10.33\ \text{mH}_2\text{O}^{\ominus} = 101\ 325\ \text{Pa} \end{aligned}\right\} \quad (1.20)$$

(3)液体的汽化压强

液体向气体转化称为液体的汽化,这种转化有以下两种途径。

①压强不变,增加温度。当温度超过某一临界值 t_v(沸点)时,就发生了汽化,这种现象叫作沸腾。其物理原因是温度升高后分子动能加大,克服液体表面张力的束缚从而由液体变成气体逸出液体表面。

②保持温度不变,当压强降低到某一临界值 p_v(汽化压强)后,液体也会发生汽化。其物理原因是压强降低后减弱了分子之间的引力,从而减弱了表面张力,使液体分子可以挣脱表面张力的束缚,由液体变成气体逸出液体表面。

水的汽化压强与沸点温度对应关系见表 1.1。

表 1.1 水的汽化压强(绝对)与沸点温度对应表

t_v/℃	100	80	60	40	20	10	0
p_v/Pa	101 300	47 400	20 000	7 400	2 340	1 230	615

(4)静压强、动压强和总压强之间的关系

对于静止状态下的流体而言,只有静压强。对于流动状态的流体,有静压强、动压强、测压管压强和总压强之分,其名称的来源应当从伯努利(Bernoulli)方程谈起。

在一条流线上流体质点的机械能是守恒的,这就是伯努利方程的物理意义。对于理想流体的不可压缩流动表达式如式(1.21)所示,即

$$\frac{P}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + z = H \quad (1.21)$$

式中,$\frac{P}{\rho g}$称为压强水头,也是压能项,P 为静压强;$\frac{v^2}{2g}$称为速度水头,也是动能项;z 称为位置水头,也是重力势能项,这三项之和就是流体质点的总的机械能;H 称为总的水头高。

若把式(1.21)两边同时乘以 ρg,则有

$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho g z = \rho g H \quad (1.22)$$

式中,P 称为静压强,简称静压;$\frac{1}{2}\rho v^2$ 称为动压强,简称动压;$\rho g H$ 称为总压强,简称总压。对于不考虑重力流动的流体,总压就是静压和动压之和。

1.2.4 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 $\mathbf{rot}\,\boldsymbol{v}=0$,则流体做无旋流动,也就是有势流动;若 $\mathbf{rot}\,\boldsymbol{v}\neq 0$,则流体做有旋流动。

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

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，将运动参数看作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，将运动参数看作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，对某一个特定区域，密切观察这个区域内部的流体质点运动，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。

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。

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作迹线。

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或者奇点外，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 m^3/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。

1.2.5 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的关键，是要看其雷诺数是否超过临界雷诺数。雷诺数的定义为

$$Re = VL/\nu \tag{1.23}$$

式中，V 为流体通过截面的平均速度；L 为特征长度；ν 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，流体运动非常紊乱，此流动为湍流。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，其值随实验条件变化，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。

1.2.6 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，如图 1.2 所示。

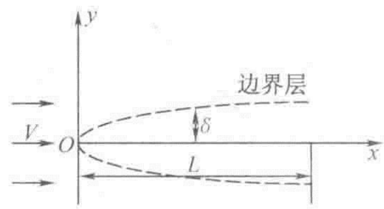

图 1.2　边界层定义图

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 $\dfrac{\delta}{L}\propto\dfrac{1}{\sqrt{Re_L}}$。

(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)在边界层内黏性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，即

$$Re_x = \frac{V_x}{\nu_x} \tag{1.24}$$

式中，x 为物体表面上某点距物体前缘点的距离；V 为边界层外边界上的速度；ν 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介于 $5\times10^5\sim3\times10^6$ 之间。

平板边界层的大量实验证明，在平板的前部，Re_x 不大，边界层的厚度与阻力系数和层流边界层理论的计算结果相符合，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，对应的位置称为转捩点。转捩点前是层流，其后为湍流，但实际上，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，不过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，从而得知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。描述边界层内黏性流体运动的是 N－S 方程，但是由于边界层厚度 δ 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

$$\begin{cases}\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial \nu}{\partial y}=0\\[2ex]\dfrac{\partial u}{\partial t}+u\dfrac{\partial u}{\partial x}+\nu\dfrac{\partial u}{\partial y}=\dfrac{\partial U}{\partial t}+U\dfrac{\partial U}{\partial x}+\nu\dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}\end{cases} \tag{1.25}$$

式(1.25)为普朗特边界层方程组。

边界条件:在物面 $y=0$ 上 $u=\nu=0$,在 $y=\delta$ 或 $y\to\infty$ 时,$u=U(x)$。

初始条件:当 $t=t_0$ 时,已知 u,ν 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。

1.3　流体动力学控制方程

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[1]。

1.3.1　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

$$T = T(x,y,z,t) \qquad p = p(x,y,z,t) \quad \boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}(x,y,z,t) \tag{1.26}$$

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

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial u}{\partial y}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial u}{\partial z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} \tag{1.27}$$

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

将式(1.27)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 的变化率为

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial N}{\partial t} + u\frac{\partial N}{\partial x} + v\frac{\partial N}{\partial y} + w\frac{\partial N}{\partial z} \tag{1.28}$$

这就是 N 的物质导数,也称为质点导数。式(1.28)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。

1.3.2　质量守恒方程(连续性方程)

在流场中任取一封闭空间,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

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{Vol}\rho\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z + \oiint_{A}\rho v \cdot n\mathrm{d}A = 0 \tag{1.29}$$

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。

对于不可压缩的均质流体,密度为常数,在直角坐标系下可将其化为微分形式,即

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1.30}$$

对于圆柱坐标系(r,θ,z),其形式为

$$\frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_\theta}{r\partial\theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \tag{1.31}$$

1.3.3 动量守恒方程(N－S 方程)

黏性流体的运动方程首先由纳维叶(Navier)在 1927 年提出,此运动方程只考虑了不可压缩流体的流动。泊松(Poisson)在 1831 年提出可压缩流体的运动方程。圣维南(Saint－Venant)在 1843 年,斯托克斯(Stokes)在 1845 年各自独立地提出黏性系数为一常数的形式。以上运动方程现在都称为 Navier－Stokes 方程,简称 N－S 方程。

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

$$\rho \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \rho \boldsymbol{F} - \mathbf{grad}p + \mu \nabla^2 v \tag{1.32}$$

若不考虑流体的黏性,则由式(1.32)可得理想流体的运动方程(Euler 方程)如下:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\partial u}{\partial t} + u\dfrac{\partial u}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial y} + w\dfrac{\partial u}{\partial z} = f_x - \dfrac{\partial p}{\rho \partial x} \\ \dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\partial v}{\partial t} + u\dfrac{\partial v}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial y} + w\dfrac{\partial v}{\partial z} = f_y - \dfrac{\partial p}{\rho \partial y} \end{cases} \tag{1.33}$$

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。由于其形式极为复杂,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。

1.3.4 能量守恒方程

连续性方程和运动方程中除了未知的速度矢量和压力外,还有密度和动力黏度两个物性参数。一般说来密度和动力黏度也是变量,动力黏度主要取决于温度,当流体在恒温下或温度变化不大时,动力黏度的变化可以忽略不计;液体的压缩性小,密度的变化常被忽略。气体压缩性强,它的密度变化可根据气体状态方程确定。在这里,我们考虑定常稳定流动,密度和动力黏度也是常量,连续性方程和运动方程中只有速度和压力两个变量,方程完全封闭,只要求解这两个方程,流场就可以完全被确定。当流动是非定常时,密度和动力黏度需根据压力和温度计算得到,流场各点的温度由能量方程控制,因此非定常流动的控制方程由连续性方程、运动方程和能量方程三个方程组成,其中包含速度、压力和温度三个变量,此外还必须给出由温度和压力计算密度的状态方程以及由温度确定的动力黏度实验资料,这样方程才完全封闭。

1.4 计算流体力学的基本数值方法

1.4.1 CFD 模型的数值求解方法

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,网格结点是离散化物理量的存储位置[2]。

1. 离散化方法

常用的离散化方法有有限差分法、有限元法和有限体积法,此处着重介绍有限体积法。

有限体积法(Finite Volume Method,FVM)是近年来发展非常迅速的一种离散方法,在流体流动模拟和传热数值计算领域内适应面广、解题能力强、通用性较好。与其他数值计算方法相比,通过有限体积法得到的离散方程组具有能更好地保持原微分方程的守恒性、各项物理意义明确、方程形式规范等优点。因此有限体积法在 CFD 领域得到很广泛的应用,目前主要的通用商业计算流体动力学软件,如 ANSYS - FLUENT,ANSYS - CFX, STARCD, FLOW3D,PHOENICS 等,都采用有限体积法作为其核心算法,并且获得了成功。

有限体积法的基本思路是:将计算区域划分为网格,并使得每个网格点周围有一个互不重复的控制体积;将待求解的微分方程(控制方程)对每一个控制体积积分,从而得出一组离散方程,离散方程中的未知量就是网格结点上的物理量。从积分区域的选取方法来看,有限体积法属于加权余量法中的子域法;而从未知量的近似方法来看,有限体积法属于采用局部近似的离散方法。简言之,有限体积法的基本方法就是子域法加离散法。

有限体积法的基本思想是对一般形式的控制微分方程在控制体积内积分,求解积分形式的守恒方程为

$$\int_{V}\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)\mathrm{d}V+\int_{V}\mathrm{div}(\rho\boldsymbol{u}\varphi)\mathrm{d}V=\int_{V}\mathrm{div}(\Gamma\,\mathbf{grad}\varphi)\mathrm{d}V+\int_{V}S\mathrm{d}V \tag{1.34}$$

式(1.34)利用高斯散度公式可以转化为

$$\int_{V}\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)\mathrm{d}V+\int_{A}\boldsymbol{n}\cdot(\rho\boldsymbol{u}\varphi)\mathrm{d}A=\int_{A}\boldsymbol{n}\cdot(\Gamma\,\mathbf{grad}\varphi)\mathrm{d}A+\int_{V}S\mathrm{d}V \tag{1.35}$$

式(1.34)等号左边第一项表明变量 φ 的总量在控制体积内随时间的变化量,等号左边第二项表示变量 φ 因对流而引起的沿控制体积表面外法线方向 $\boldsymbol{n}$ 的流出率;等号右边第一项是扩散项的积分,它的物理意义就是控制体积内变量因扩散而引起的净增加量。

式(1.35)守恒方程中四项的物理意义可以简单地描述如式(1.36),即

$$\varphi_{\text{随时间的变化量}}+\varphi_{\text{由于对流引起的净减少量}}=\varphi_{\text{由于扩散引起的净增加量}}+\varphi_{\text{由于源引起的净增加量}} \tag{1.36}$$

用控制体积法求解上述控制方程时,要把求解区域用网格分割成有限个控制体积,网格为控制体积的边界。为了保证守恒,控制体积必须是不重叠的,且表面同相邻控制体积是同一个。

有限体积法具有如下特点。

(1)有限体积法的出发点是积分形式的控制方程,在对任意一个控制体积积分时都满足守恒特性,对整个计算区域,守恒性也自然得到满足。这是有限体积法相对于其他方法而言更吸引人的优点。

(2)积分方程中每一项都有明确的物理意义,从而使得方程离散时,对各离散项可以给出一定的物理解释。

(3)区域离散的结点网格与进行积分的控制容积分立,各结点有互不重叠的控制容积。

(4)整个求解域中场变量的守恒特性可由各个控制容积中特征变量的守恒特性来保证。

理论上,无论采用哪种正确的数值计算方法,当网格数目无限增大时数值计算都能收敛到精确解。但有时由于计算机容量的限制,不得不采用比较粗糙的网格系统,因而导致了网格系统与数值离散格式的匹配问题:当运用有限体积法离散流动控制方程时,有些离散格式即使在

比较粗糙的网格上也能得到合理的数值解;而求解另外的流动问题时,或是需要更换离散格式,或是需要加密网格,才能得到合理的数值解。为了在有限的计算机资源条件下得到能够接受的数值解,需要更深层次地分析离散方程的格式对数值计算的影响。

2. 基于 FVM 的离散格式

现阶段在大多数通用商业 CFD 求解器中采用了基于有限体积法的离散方法。根据有限体积法的基本思路,在建立离散方程的过程中,为了求出控制体积上的积分,必须假定网格结点上的物理量在结点之间的变化规律。这就需要引入插值方式,即离散格式(Discretization Scheme),从而将控制体积界面上的物理量及其导数通过结点上的物理量插值得出。引入插值格式的目的是为了建立用于计算机求解的离散方程,因而不同的离散格式将导致不同的离散方程。

有限体积法是将非线性偏微分方程转化为网格单元上的线性代数方程,然后通过求解线性代数方程组,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。

用于计算通量的常见方法包括一阶迎风格式、指数率格式、二阶迎风格式、QUICK 格式和中心差分格式。

"迎风"这个概念是相对于局部法向速度定义的,所谓迎风格式,就是用上游变量的值计算本地的变量值。在使用一阶迎风格式时,边界面上的变量值被取为上游单元控制点上的变量值。迎风格式又包括了一阶迎风格式和二阶迎风格式,它们都可以看作流场变量在上游网格单元控制点展开后的特例。不同的是一阶迎风格式仅仅保留泰勒级数的第一项,因此认为本地单元边界点的值等于上游网格控制点的值,其格式精度为一阶精度;二阶迎风格式则保留了泰勒级数的第一项和第二项,因而认为本地边界点的值等于上游网格控制点的值与一个增量的和,因而其精度为二阶。

QUICK 格式使用加权和插值的混合形式给出边界点上的值。QUICK 格式是针对结构网格,也就是常说的四边形网格和六面体网格而提出的。非结构化网格也可以选用 QUICK 格式,不过在计算时非结构化网格边界点上的值是用二阶迎风格式计算的。在流动方向与网格划分方向一致时,QUICK 格式具有更高的精度。

1.4.2 流场的数值计算方法

SIMPLE(Semi - Implicit Method for Pressure - Linked Equations,意为求解压力耦合方程组的半隐式方法)算法是目前工程上应用最为广泛的一种流场计算方法,它属于压力修正法的一种,该方法是由帕坦(Patankar)与斯伯丁(Spalding)于 1972 年提出的。SIMPLE 算法在被广泛应用的同时,也以不同的方式不断地得到改善和发展,其中比较著名的改进算法包括:SIMPLEC,SIMPLER 和 PISO 算法。

传统意义上的 SIMPLE 算法是基于交错网格的,其基本思想可这样描述:对于给定的压力场(它可以是假定的值,或是上一次迭代计算所得到的结果),求解离散形式的动量方程,得出速度场。因为压力场是假定的或不精确的,这样,由此得到的速度场一般不满足连续方程,因此,必须对给定的压力场加以修正。修正的原则是:与修正后的压力场相对应的速度场能满足这一迭代层次上的连续方程。据此原则,我们把由动量方程的离散形式所规定的压力与速度的关系代入连续方程的离散形式,从而得到压力修正方程,由压力修正方程