

管束间复杂区域流场的离散涡数值模拟*

陈斌¹ 郭烈锦¹ 杨晓刚^{1,2}

1. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049; 2. Paisley University, UK

摘要 对管束间复杂区域流场的数值模拟方法进行了分析, 针对管束绕流的具体困难, 对现有基于 Lagrange 框架的离散涡方法进行了改进并提出相应的数值算法. 改进后的算法只需用较少的涡元数量, 使管束绕流的快速计算成为可能. 将数值模拟结果与实验进行对比, 发现无论是瞬时流场还是平均速度和脉动速度分布的结果, 两者都非常吻合. 证明提出的离散涡方法模拟管束间的单相流动是完全可行的.

关键词 管束 离散涡 数值模拟

管束间的单相流场属于圆柱绕流问题, 数值模拟是研究这种非定常分离流动的有力工具. 到目前为止大多数工程计算都采用基于 Euler 方法的 Reynolds 时均方程, 同时补充紊流模型以使方程组封闭. 该方法有如下重大缺陷: 一是在平均过程会将脉动运动的细节一概抹杀, 丢失了包含在脉动运动中的大量信息, 从而排斥了大涡的瞬态结构, 忽略了旋涡、强涡流区等实际物理过程¹⁾; 二是各种紊流模型都有一定的局限性, 存在依赖实验数据、预报程度差等缺点. 另外由于有限差分、有限元等数值解法都需要加上网格生成的附加工作, 为了在不同的流动区域如势流区、边界层、分离区、尾迹区等都获得满意的分辨率, 必须将网格划分得很细. 尤其是在复杂几何区域中更需要巨大的网格数量, 大大影响计算效率.

解决这个问题有两种途径, 一是采用直接数值模拟(DNS), 即用非定常的 N-S 方程来对紊流进行直接计算. 此时原始方程是精确的, 因此 DNS 不需要任何人为的模型假设. 但是该方法一直受到计算机容量和速度的限制, 主要困难在于紊流脉动运动中存在不同尺度的旋涡, 为了精确模拟流动, 网格尺寸必须小于 Kolmogorov 尺度, 当 Re 数很大时, 计算量大得惊人, 远远超过一般计算机的承受能力¹⁾.

另一种有希望精确模拟非定常分离流动的方法

是离散涡方法(discrete vortex method, DVM)^[2], 其模型是在势流场中嵌入有限数目的离散涡, 用来代表局部有旋区域中连续分布的涡量, 通过计算离散旋涡的成长、卷起及脱落的复杂演化过程实现对整个瞬态流场的数值模拟. 该方法的主要特点是采用 Lagrange 随体方法来模拟流体的运动过程, 物理量并非在网格点之间进行传输, 而是随涡元在流场中的位置变更发生对流扩散, 因此它不用计算网格, 不必加入人为的边界条件. 应用离散涡方法时, 涡量聚集的区域涡单元就多, 反之涡单元就少, 具有良好的自适应品质. 当流动有分离时, 可以让新生涡从分离点产生并进入流场来模拟分离现象. 因此离散涡方法模拟高 Reynolds 数分离流动问题具有很强的优势. 离散涡方法目前仍局限于简单的剪切流动, 如平面混合层^[3]、射流^[4]和单圆柱绕流^[5], 将离散涡方法应用到管束间的复杂几何区域还有相当的难度. (i) 流场中涡元数目巨大时会导致 Kelvin-Holmholtz 不稳定性以及涡元的运动杂乱无章; (ii) 流场中存在多个绕流物体时, 物面形状的表达尚有困难; (iii) 分离点和新生涡位置难以精确计算; (iv) 大多数算例缺乏与实验数据的对比. 本文拟对离散涡方法进行研究, 以为管束间的单相瞬态流动提供全新的模拟方法.

2002-06-10 收稿, 2002-08-31 收修稿稿

* 国家杰出青年科学基金(批准号: 59725616)和国家重点基础研究发展规划(批准号: G2000048702)资助项目

E-mail: chenbin1971@yahoo.com.cn

1) Yang X. Two-phase flow dynamics simulations and modeling. Ph. D dissertation. University of Birmingham, UK, 1996

1 离散涡算法分析

1.1 基本原理

离散涡方法中,不可压缩非定常黏性流动可由涡量动力学和运动学方程组描写

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (V \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) V + \nu \nabla^2 \omega, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \psi = -\omega. \quad (2)$$

式中 ω 代表涡量, V 是流速, ν 是黏性系数, ψ 代表流函数. 上述方程可用算子分裂方法^[6]分解成对流和扩散两个部分并分别进行求解:

$$\text{对流部分} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \right)_I = -(V \cdot \nabla) \omega \text{ 和 } \nabla^2 \psi = -\omega, \quad (3)$$

$$\text{黏性扩散部分} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \right)_II = \nu \nabla^2 \omega. \quad (4)$$

无黏流动的解就是著名的 Biot-Savart 定律, 在此基础上, 可用随机行走的方法模拟黏性扩散效应^[6].

1.2 应用于管束绕流的具体问题

管束绕流涉及流动分离、剪切层演化、尾流的不稳定性以及流体与流动结构的相互作用等现象, 大涡的瞬时状态和紊流历史效应对这种非定常流动起着非常重要的作用. 如前所述, 离散涡方法是研究这类瞬态流动的有力工具. 但迄今为止, 尚无人将离散涡方法应用于管束绕流瞬态过程的模拟. 使用离散涡方法研究管束绕流时, 首先要得到势流解. 对于管束绕流的情形, 可以使用面元法来近似求解^[7]. 对于涡量场的离散化, 本文取 Rankine 涡的诱导速度分布假设, 同时取 Lamb-Oseen 涡变化的涡核半径. 这种混合的涡模型能给数值计算带来方便, 并且在分离区计入了一定的黏性效应.

2 离散涡算法分析

离散涡方法基于 Lagrange 框架, 计算过程中确定各涡元速度的办法是用 Biot-Savart 公式直接求和, 不需要任何空间网格, 也就避免了人为划分网格引起的数值扩散误差. 但是直接求和要考虑每个

涡元与其余 $N-1$ 个涡元间的相互作用, 因此每求一遍涡元速度约需 $O(N^2)$ 次操作. 随着时间的推移, 当计算区域中的涡元数量变得异常庞大, 给编程和计算造成沉重的负担. 例如, van der Vegt 等¹⁾ 使用 51000 个涡元计算单圆柱绕流, Skomdedal 等^[8] 在单圆柱、双圆柱绕流的计算中涡元数量达到 15000~100000 之多. 可以想像, 在管束绕流计算中由于分离点增多, 涡元数量将更加巨大.

为了提高计算效率, 人们发展了将 Lagrange 方法与 Euler 方法相混合的格子涡方法 (vortex in cell-VIC). 其思想是先在 Euler 框架内用流函数的 Poisson 方程计算速度场, 再在 Lagrange 框架内追踪涡元沿迹线的运动^[9]. 该方法最大的优点是计算效率高, 可以充分发挥 Lagrange 法和 Euler 法各自的优点. 但是为了用 Euler 方法求解 Poisson 方程, 需要将涡元携带的涡量用面积加权法分配到网格节点上去 (图 1), 这样把一种原来不需要网格的方法又重新网格化, 势必带来新的数值扩散. 不仅如此, 对于管束绕流来说, 如果使用 VIC 方法, 传统的结构化网格显然无法适应管束间的复杂几何结构; 如果采用三角形单元等非结构化网格, 在网格节点上由流函数求解速度时会造成相当大的误差, 此误差亦会在面积加权法内插求解涡元速度时传递给各涡元, 造成涡元计算的误差. 由此可见, 用 VIC 法解决管束计算中涡元数量巨大的问题是相当困难的.

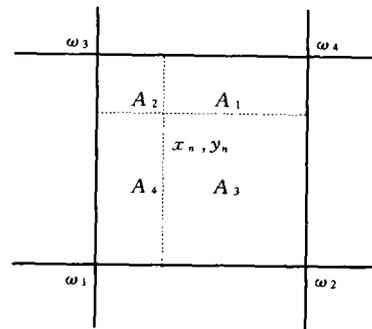


图 1 格子涡方法示意图

对离散涡方法在单圆柱绕流中的应用进行分析, 可以发现造成涡元数量巨大的原因主要在于壁面涡量条件的给定方法. 目前最常见的涡量生成方式, 以 Chorin 提出的新生涡方法为代表^[4]. Chorin 提出用在壁面上产生新生涡元的办法来满足壁面的

1) van der Vegt J J W. A variationally optimized vortex tracing algorithm for flows around solid bodies. Ph. D thesis, Maritime Research Inst. The Netherlands

无滑移条件. 具体做法是将壁面划分成许多小区段, 每个时间步上在每个区段上生成一个相应强度的涡元, 使其合成的诱导速度正好抵消掉壁面的切向速度. 这种新生涡技术的优点是十分简便, 物理意义也很明了. 用这种方法不用事先确定分离点的位置, 在计算中分离点可以自动出现. 但这种做法的一个明显缺陷就是每一时间步都有许多新涡元产生, 长时间后涡元总数将会非常巨大.

从以上分析可以看出, 管束绕流计算中减小涡元数量的方法在于改变壁面涡量的给定方式. 如果能够精确计算分离点的位置, 直接利用无滑移条件确定出生涡的位置和涡量, 则其中涡元的数量就可以大大减小, 使管束绕流的快速计算成为可能. 本文为了确定变化的分离点以及尾流和主流之间的相互作用, 在每个时间步长上使用 Pohlhausen 近似解^[10]进行边界层计算. 确定分离点后, 涡量不断从圆柱表面脱落进入流场. 可将新生涡放置在分离点所在径向方向上, 至圆柱表面的距离为 ϵ (同时在反演点上放置镜像涡). 利用该点的速度 U_s 来计算涡量脱落速率

$$\Delta\Gamma = 0.5U_s^2\Delta t. \quad (5)$$

很显然, 此时剪切层内外侧的速度、新生涡的强度和位置、涡量脱落的时间间隔三者是相互依赖的, 不能任意选定.

当采用这种方法时, 本文单圆柱绕流的计算只需 400~500 个离散涡元就可以建立起满意的流场, 综合运用涡元合并和消去技术, 可使计算区域内的涡元数量得到有效控制, 使管束绕流的快速计算成为可能.

3 计算结果

本文作者已经使用 PIV 技术对管束间的单相瞬态流场进行了多个工况的实验测量, 为了验证离散涡方法应用于管束间单相流场数值模拟的有效性, 本节按照实验条件的配置进行计算并和实验结果进行了对比, 实验段的具体配置和参数可以参考文献[11].

图 2, 3 中分别示出了管 1, 2 后局部流场不同流量下流场的对比情况. 每张图中左边是实验结果, 右边是数值模拟. 由于实验和数值模拟都是针对瞬态演变情形, 有大量的局部流场可以进行对比. 为节省篇幅, 只选择了几处有代表性的流场进行了对比. 瞬态测量技术提供了真实流动的细节, 而基于 Lagrange 框架的离散涡方法也可以很好地模拟管间

流动的瞬态演变, 为局部流动情况的对比提供了可能. 从图中可以看出, 旋涡的运动、配对、合并等现象在实验和数值模拟结果中相当吻合, 说明本文使用的方法对于管束间复杂的非定常剪切流动相当有效. 从计算结果可以看出, 管束中每根圆管后面的近尾迹区和单圆柱绕流近似, 都会出现旋涡交替脱落的现象. 形成涡街的决定性因素是圆管后部两个分离剪切层的相互作用. 一侧剪切层先失稳后卷成旋涡, 它不断从相连的剪切层中获取涡量而增大, 直至其强度足以将另一侧的剪切层吸引到自己一侧. 由于两侧涡量的符号相反, 会将增长中的旋涡切

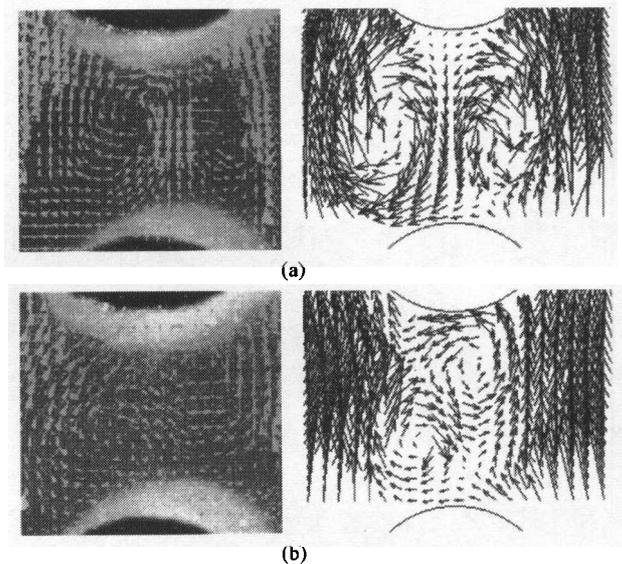


图 2 管 1 后局部流场的对比

(a) $2.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$; (b) $2.8 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

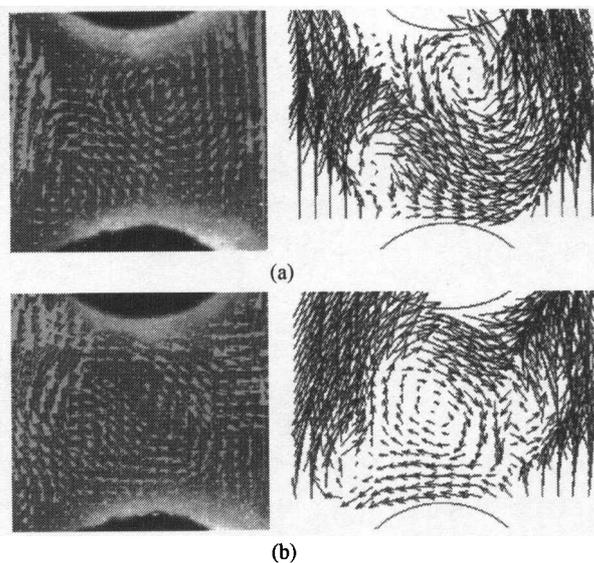


图 3 管 2 后局部流场的对比

(a) $2.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$; (b) $2.8 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

断,使其脱落并向下游移动.在管间区域,由于下游圆管的阻碍作用使得大涡结构无法充分自由发展.涡的配对现象仍有发生,但并不像混合层流动那样连续进行.涡的合并是旋涡发展的另一重要因素.在本文计算结果中,涡的合并存在多种复杂的形式,每次涡的合并意味着尾迹中涡量的强度和位置重新分配,大涡对主流的卷吸以及涡的合并是旋涡发展的主要因素.

本文的实验和数值计算均是瞬态的,也就是说

很难确定实验结果与数值计算在时间序列上的一一对应.为此本文分别对实验结果和数值计算进行平均,得到速度分布和二阶脉动量的分布,以进行对比.图4,5中分别给出了流量为 $2.8 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 时管1和管2后距圆心两倍半径处横截面上的平均速度以及速度的二阶相关量的分布.各圆管后尾迹区中速度脉动量的二阶相关量 $u'u'$ 关于尾迹中心线呈现双峰对称, $u'v'$ 关于尾迹中心线反对称, $v'v'$ 同样关于尾迹中心线对称,最大值出现在尾迹中心处.

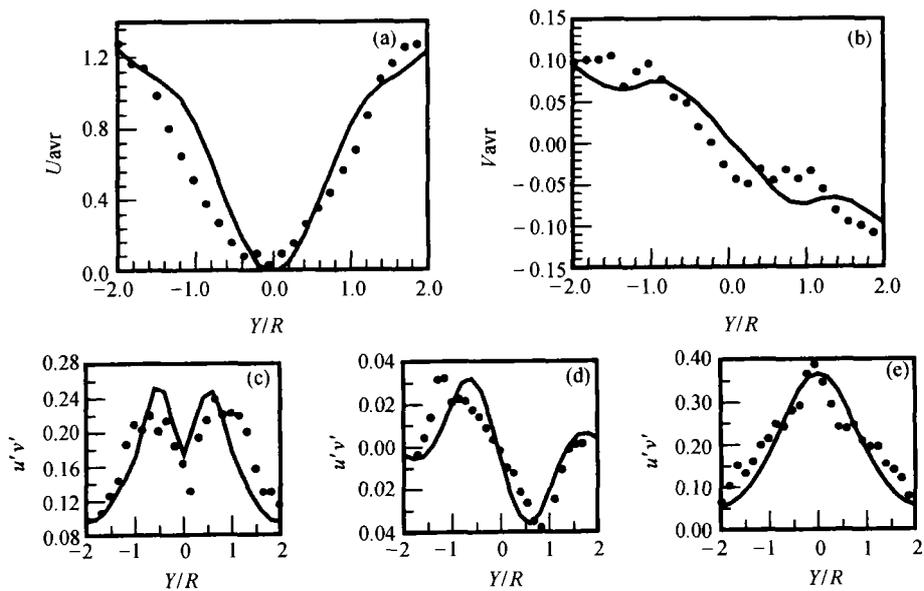


图4 管1后的平均速度和脉动速度分布

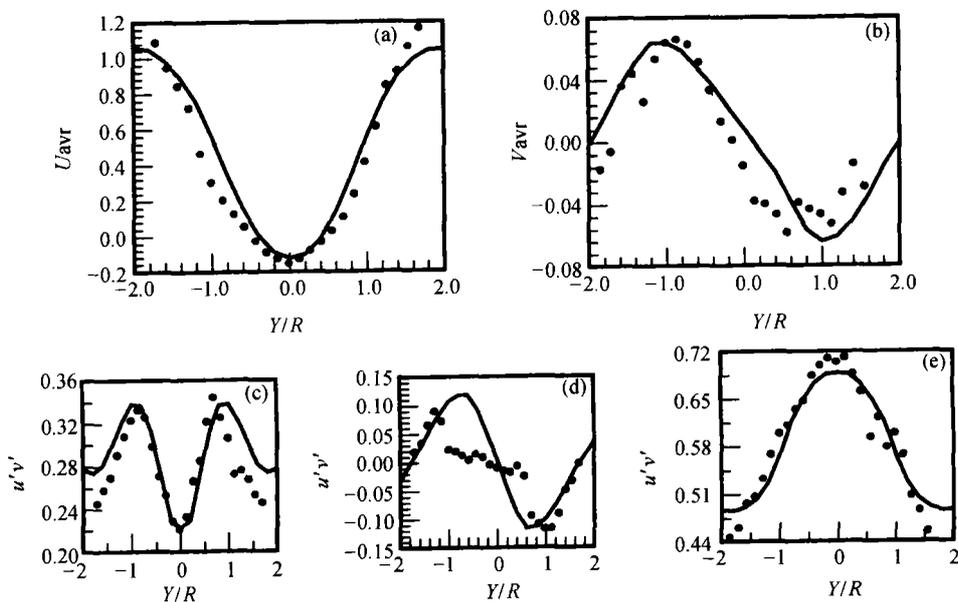


图5 管2后的平均速度和脉动速度分布

图中实线代表数值模拟, 而离散点则是实验结果, 两者的吻合程度较好. 由于实验条件的限制, 每个工况只采集了 100 个图像序列, 且 1 s 仅能采集 10 个流场, 因此每两个流场之间的时间间隔是 0.1 s. 这样取平均时不可避免要带来一定的误差.

4 小结

(1) 本文提出了基于 Lagrange 框架的离散涡方法应用于管束间复杂几何区域单相流场计算的学术思想及模型, 它克服了 Euler 模型存在的缺陷, 为管束间瞬态剪切流动的模拟提供了全新的思路和方法.

(2) 针对管束绕流的具体困难, 对现有的离散涡方法进行改进并提出了相应的数值算法. 改进后的算法只需用较少的涡元数量, 使管束绕流的计算机快速计算成为可能.

(3) 使用改进的 DVM 方法对多圆柱绕流进行了数值模拟, 结果表明瞬态剪切层的演变过程, 涡的脱落、配对、合并以及卡门涡街的建立都可以在 DVM 数值模拟中得到很直观的显现. 将管束间单相流场的数值模拟与本文实验结果进行对比发现, 无论是瞬时流场还是平均速度和脉动速度的分布, 两者都非常吻合. 证明用本文提出的离散涡方法模拟管束间的单相流动是完全可行的.

参考文献

- 1 是助刚. 湍流. 天津: 天津大学出版社, 1994
- 2 陈斌, 等. 管束间气液两相流动的计算方法. 应用基础与工程科学学报, 1999, 7(1): 60
- 3 Chen Bin, et al. Simulation of flow across circular cylinders with discrete vortex method. In: Proceedings of the 1st International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, Kruger Park, South Africa: HEFAT. 2002
- 4 Chorin A J. Numerical study of slightly viscous flow. J Fluid Mech, 1973, 57: 785
- 5 Sene K, et al. The role of coherent structures in bubble transport by turbulent shear flows. J Fluid Mech, 1994, 259: 219
- 6 林建忠, 等. 气固两相圆射流场中涡结构影响固粒扩散的研究. 应用数学和力学, 1999, 20(5): 470
- 7 Stansby P K, et al. Simulation of vortex shedding including blockage by the random-vortex and other methods. Int J Numerical Methods in Fluids, 1993, 17: 1003
- 8 Skomedal N G, et al. Numerical stimulation of vortex shedding induced oscillations of a circular cylinder. In: Proc 2nd Int Conf on Advances in Numerical Methods in Eng. Theory and Applications. Swansea, Wales, New York: Elsevier Science Publishers LTD, 1987. 1-7
- 9 童秉纲, 等. 涡运动理论. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1994
- 10 H. 史里希庭. 徐燕候译. 边界层理论. 北京: 科学出版社, 1988
- 11 Chen Bin, et al. Particle image velocimetry measurement of flow across tube bundle in waste heat boiler. J Thermal Science, 2000, 9(3): 249