

DOI: 10.19527/j.cnki.2096-1642.1240

面向非平衡流动-结构相互作用的统一气体动理学 浸没边界方法

刘双庆^{1,2}, 李作旭^{1,2}, 孟宝清¹, 肖天白^{1,2}

(1. 中国科学院力学研究所, 北京 100190; 2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

A Unified Gas-Kinetic Immersed Boundary Method for Non-Equilibrium Fluid-Structure Interactions

LIU Shuangqing^{1,2}, LI Zuoxu^{1,2}, MENG Baoqing¹, XIAO Tianbai^{1,2}

(1. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

摘要: 针对跨流域、多尺度复杂流动与浸没物体强耦合数值模拟中存在的连续介质假设失效、动态网格重构代价高昂及守恒性约束难以保证等难题, 提出了一种面向非平衡流动-结构相互作用的气体动理学浸没边界数值方法。该方法在直角背景网格上, 将统一气体动理学格式与浸没边界法相结合, 实现了从连续介质力学到稀薄气体动力学的跨流域流动物理机制的统一描述。在该框架中, 基于无滑移/滑移壁面速度模型构建的直接力源项被引入气体动理学方程, 将复杂边界约束自然嵌入相空间的分布函数演化过程, 从而避免了传统宏观力模型在非平衡区域的物理不一致性。针对离散速度法中力项差分引发的虚假加热效应及高维速度空间计算瓶颈, 采用 Hermite 正交多项式对分布函数及外力项进行谱展开, 将速度空间微分算子转化为谱系数的代数映射, 并结合隐式速度修正与多步迭代策略, 有效抑制了动边界附近的数值滑移与流线穿透现象。在无需引入经验参数和动态网格重构的条件下, 该方法严格保证能量守恒与渐近保持特性。典型数值算例验证了所提出方法在连续流、滑移流及过渡流区域中的准确性与鲁棒性, 表明该框架能够高效处理全流域复杂几何流动问题, 为非平衡流动-结构相互作用的数值模拟提供了一种精确、高效的统一求解策略。

关键词: 稀薄气体动力学; 流动-结构相互作用; 浸没边界法; 统一气体动理学格式; Hermite 谱方法

中图分类号: O354.4

文献标志码: A

Abstract: This study addressed key challenges in numerical simulations of the coupling between multi-scale flows and immersed bodies, including the breakdown of continuum assumptions, prohibitive costs of dynamic mesh regeneration, and difficulties in enforcing conservation constraints. A unified gas-kinetic immersed boundary method tailored for non-equilibrium flow-structure interactions was proposed. Integrating the unified gas-kinetic scheme with the immersed boundary method on Cartesian grids, the approach achieves unified modeling and simulation of cross-scale flow physics from continuum mechanics to rarefied gas dynamics. Within this framework, direct forcing terms derived from no-slip/slip wall velocity models were incorporated into the gas-kinetic equation, naturally embedding complex boundary constraints into the phase-space distribution function evolution. This eliminates the physical inconsistencies of conventional macroscopic force models in non-equilibrium regimes. To mitigate numerical

收稿日期: 2026-01-21; 修回日期: 2026-03-13

第一作者简介: 刘双庆(2001—)女, 硕士, 主要研究稀薄气体动力学与跨尺度流动数值模拟。E-mail: liushuangqing@imech.ac.cn

通信作者简介: 肖天白(1992—)男, 研究员, 主要研究方向为稀薄气体动力学、计算流体力学数值方法。E-mail: txiao@imech.ac.cn

引用格式: 刘双庆, 李作旭, 孟宝清, 等. 面向非平衡流动-结构相互作用的统一气体动理学浸没边界方法[J]. 气体物理, 2026, 11(2): 48-60.

Citation: LIU S Q, LI Z X, MENG B Q, et al. A unified gas-kinetic immersed boundary method for non-equilibrium fluid-structure interactions[J]. Physics of Gases, 2026, 11(2): 48-60.

artifacts — notably spurious heating from force-term discretization in discrete velocity methods and computational bottlenecks in high-dimensional velocity spaces — Hermite polynomial spectral expansions for both distribution functions and external forces were employed. This transforms velocity-space differential operators into algebraic mappings of spectral coefficients, combined with implicit velocity correction and multi-step iteration strategies to effectively suppress numerical slip and streamline penetration near moving boundaries. Without requiring empirical parameters or dynamic mesh updates, the method rigorously maintains energy conservation and asymptotic preserving properties. Benchmark cases demonstrate the scheme's accuracy and robustness across continuum, slip, and transition flow regimes, establishing it as an efficient, unified solver for complex geometric flows in the whole flow regimes. The framework provides an accurate and efficient strategy for numerical simulation of non-equilibrium fluid-structure interactions.

Keywords: rarefied gas dynamics; fluid-structure interaction; immersed boundary method; unified gas-kinetic scheme; Hermite spectral method

引 言

稀薄与多尺度气体流动广泛存在于航天器再入、极低轨道飞行、羽流控制以及微纳机电系统 (MEMS/NEMS) 等工程问题中^[1]。在此类极端环境下, 气体往往跨越从连续流到自由分子流的多个流域, 且常伴随复杂几何构型及显著的边界运动特征。这种非平衡输运机制使得传统基于连续介质假设的数值方法在物理描述与计算效率方面均面临严峻挑战^[2]。气体的稀薄程度可由 Knudsen 数 (Kn) 进行表征。当 Kn 增大进入滑移流及过渡流区域时, 基于连续介质假设及线性本构关系的 Navier-Stokes 方程逐渐失效, 无法准确捕捉滑移速度、温度跃变等非平衡物理机制^[3-4]。为准确刻画这种非平衡输运机制, 计算模型需要通过更基础的流动模型, 即气体动理学 Boltzmann 方程构建^[5]。此外, 此类工况往往面临复杂几何构型与边界运动的叠加影响, 如级间分离、微结构受迫振颤等大位移运动^[6-7]。这种物理上的非平衡特性与边界处的动态约束强耦合, 大幅增加了流场模拟的复杂度。非平衡流动物理与时变复杂边界的强耦合, 使得传统基于单一尺度模型或基于静态网格的计算方法难以胜任^[8]。因此, 构建能够统一描述从稀薄气体动力学到连续介质力学的跨流域多尺度流动, 并高效处理其与复杂几何及动边界耦合效应的数值计算框架, 是当前计算流体力学亟待攻克的关键挑战。

为精确模拟非平衡气体流动问题, 学界发展了一系列基于气体动理学方程的数值算法。直接模拟 Monte Carlo (direct simulation Monte Carlo, DSMC) 方法^[9] 作为一种随机粒子方法, 是模拟稀薄气体流动的事实标准, 但受限于粒子模拟的时空分辨率要求, 在近连续流域, 存在巨大的计算开销与统计噪声^[10]。

相比之下, 基于 Boltzmann 方程的离散速度方法 (discrete velocity method, DVM) 虽然消除了统计噪声的影响, 但传统 DVM 通常将粒子输运与碰撞过程解耦求解, 导致网格尺度仍受限于平均自由程^[11-12], 制约了计算效率。统一气体动理学格式 (unified gas-kinetic scheme, UGKS)^[13] 为解决跨尺度流动模拟问题提供了一种可行的思路。该方法通过在微观界面通量重构中耦合粒子自由输运与碰撞机制, 利用 Boltzmann-BGK 方程的时空演化解将气体动理学介观尺度物理与宏观流动结合, 成功实现了从连续流到自由分子流的全流域流动物理的统一描述。虽然计算成本显著高于传统的 Navier-Stokes 求解器, 但其在连续流区域自动恢复动理学方程的渐近极限 (即 Euler/Navier-Stokes 方程数值解), 并在稀薄流区域保持了动理学方程的精度, 为跨尺度复杂流动提供了一个高鲁棒性的计算框架。

然而, 在 UGKS 框架下高效处理复杂几何与大位移动边界仍具有一定的挑战。在传统计算流体力学实践中, 求解复杂边界绕流的方法主要分为贴体网格法^[14] 与非贴体网格法^[15] 两类。贴体网格法虽能依靠高分辨率的近壁单元捕捉边界层特征, 但在处理大幅度动边界时, 频繁的动态网格重构不仅计算开销巨大, 且网格拓扑改变引入的插值误差极易破坏格式的强守恒性^[16]。相比之下, 以背景直角网格为基础的浸没边界法 (immersed boundary method, IBM)^[17] 凭借其拓扑独立性, 成为解决此类问题的一种较为通用的策略。

将 IBM 与动理学格式结合的尝试在宏观流动领域已取得显著进展。以 IBM-LBM 和 IBM-GKS 为代表的方法^[18-19], 利用动理学演化方程在求解 Navier-Stokes 层级流动时的天然优势, 通过宏观层面的边界

约束,已在复杂边界动力学分析中展现出极高的效率。然而,此类方法本质上仍锚定于连续介质假设,其边界处理多侧重于宏观量的守恒性补偿,难以在微观层面还原非平衡输运特性^[20]。

在 IBM 中,浸没物体边界对流动造成的影响,可等效为一种力的作用,力模型的物理实现方式成为决定模拟精度的关键。现有的力模型主要分为连续力法^[21]、虚拟单元法^[22]与直接力法^[23-24]。连续力法通过反馈源项近似逼近边界,在跨流域模拟中存在严重的参数依赖与数值刚性;虚拟单元法虽具备锐利的界面描述,但在处理大位移运动边界时涉及复杂的拓扑重构,易诱发数值震荡。

针对上述局限,本文采用直接力法,依据动量守恒原理进行瞬时修正,并借助 Delta 函数实现力与运动在背景网格上的自适应映射^[23]。该方案不考虑任何经验参数,在无需重构网格的前提下,确保了复杂动边界模拟的鲁棒性与宏微观物理机制的一致性。

在跨流域多尺度流动与气固相互作用中,IBM 与 UGKS 的耦合不再仅仅是宏观量的简单约束,而是涉及从宏观描述向微观分布函数演化的深层转换。尽管该领域已开展了少量探索,但仍面临很多问题。目前的探索主要聚焦于两种耦合机制:一是基于宏观动量反馈的源项修正法,二是基于微观分布函数演化的界面通量重构法。前者在强非平衡流中易产生力项修正滞后,导致壁面附近的物理信息失真;后者在处理物体运动引发的新生成单元时,由于缺乏对非平衡态分布函数的鲁棒重构机制,往往依赖简单的平衡态假设。这种处理方式不仅会诱发非物理的压力震荡,更由于截断单元处物理演化过程的简化,破坏格式原有的多尺度渐近保持(asymptotic-preserving, AP)性质。因此,如何构建一套能自适应处理全流域滑移特性且消除流场穿透效应的系统性 IBM-UGKS 方案,仍是当前该领域的关键前沿课题。

将 IBM 引入 UGKS 框架并非简单的算法叠加,其核心挑战在于动理学模型对源项处理的极高敏感性。在相空间演化中,传统速度空间差分产生的截断误差会诱发与 Ma^2 成正比的“虚假加热”效应,破坏能量守恒^[25]。为此,动量映射必须超越传统的无滑移假设,通过集成 Maxwell 滑移或漫反射模型,使边界约束在不同 Knudsen 数下保持物理自洽。同时,须将体积力项与碰撞算子进行协同重构,利用隐式速度修正策略消除数值滑移并防止流线穿透。这种

处理不仅解决了非平衡流场的界面约束问题,更是维持格式能量守恒与渐近保持特性的核心,从而实现微观演化与宏观边界的深度相容。

针对跨尺度相容性与边界处理的挑战,本文提出了一种耦合 Hermite 谱展开^[26-27]与浸没边界法的统一气体动理学格式。该框架利用 UGKS 的多尺度建模特性描述非平衡输运,并通过滑移速度模型确立物理边界约束,将其转化为相空间中的直接力源项。这一处理将复杂几何及大位移边界作用直接引入动理学演化方程,在避免动态网格重构的同时,利用滑移模型修正了直接力在非平衡区的响应,实现了宏微观物理机制的一致性。

为消除力项耦合引发的数值失真,本文采用 Hermite 多项式对分布函数及外力项进行正交展开。该策略将相空间中的微分项转化为代数运算,从数学机理上克服了传统离散速度法中力项差分导致的“虚假加热”效应;配合隐式速度修正技术,进一步消除了动边界处的数值滑移与穿透现象。此外,谱展开方法在确保低阶截断能量守恒的基础上,显著降低了高维速度空间的计算开销。本文旨在构建一套无需经验参数、能自适应全流态复杂动边界流动的高效数值框架。

1 动理学控制方程

1.1 Boltzmann-BGK 模型方程

根据动理学理论,气体的演化过程遵循 Boltzmann 方程^[4-5]。针对受外力驱动的流动问题,本文采用引入 BGK(Bhatnagar-Gross-Krook)碰撞模型的简化动理学方程作为控制方程^[28]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f = \frac{f_{\text{eq}} - f}{\tau}$$

其中, $f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ 表示 t 时刻在空间位置 \mathbf{x} 处粒子速度为 \mathbf{u} 的分布函数; \mathbf{a} 为外力产生的加速度场,在浸没边界法框架下,该项将包括体积力和边界力的源项作用; τ 为碰撞松弛时间,其通过等温声速与气体黏性系数建立联系。 f_{eq} 为局部 Maxwell 平衡态分布函数

$$f_{\text{eq}} = \rho \left(\frac{1}{2\pi RT} \right)^{\frac{d}{2}} \exp \left(-\frac{(\mathbf{u} - \mathbf{U})^2}{2RT} \right)$$

其中, ρ , \mathbf{U} , T 分别代表气体的宏观密度、宏观速度矢量和热力学温度, R 为气体常数。外力项 $\mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f$ 反映了力场对粒子在速度空间内迁移的影响,是解析非平衡流动特性的关键^[29]。

需要说明的是, BGK 模型在滑移流及过渡流早期阶段能够较好描述气体非平衡效应,但在强非平衡流动(如自由分子流)条件下可能存在一定模型误差。因此,本文主要关注滑移流区域的非平衡流动问题。

1.2 统一气体动力学格式

统一气体动力学格式的核心优势体现在其构建的自洽数值演化算子能够跨越物理尺度,同时兼顾连续流极限下的 Euler/Navier-Stokes 描述与稀薄流区域的非平衡动力学效应。与传统的算子分裂方法将输运与碰撞过程解耦的处理方式不同,UGKS 的关键在于单元界面通量的构造:通过在界面处求解耦合了分子自由输运与粒子碰撞效应的时变分布函数解析解,该格式在离散算子层面实现了物理尺度与网格尺度的自适应耦合^[13,30]。这种机制使得 UGKS 在全流域流动模拟中具备天然的尺度适应性。

1.2.1 耦合外力项的界面解析演化解

在 UGKS 框架下,单元界面 \mathbf{x}_{ij} 处的粒子分布函数 f 是通过沿特性线的 Boltzmann-BGK 方程(式(1))进行时空积分得到的。假设在计算步长 Δt 内外力场 \mathbf{a} 为恒定量,则界面处的演化解可表示为^[31]

$$f(\mathbf{x}_{ij}, \mathbf{u}, t) = \frac{1}{\tau} \int_0^t f_{\text{eq}}(\mathbf{x}', \mathbf{u}', t') e^{-\frac{t-t'}{\tau}} dt' + e^{-\frac{t}{\tau}} f_0 \left(\mathbf{x}_{ij} - \mathbf{u}t + \frac{1}{2} \mathbf{a}t^2, \mathbf{u} - \mathbf{a}t \right) \quad (1)$$

其中, $\mathbf{x}' = \mathbf{x}_{ij} - \mathbf{u}(t-t') + \frac{1}{2} \mathbf{a}(t-t')^2$, $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{a}(t-t')$, 描述了受外力加速度驱动的粒子运动轨迹。

该解析解体现了分子输运与碰撞过程的内在耦合,具体由两部分构成。

碰撞积分项:刻画了输运过程中的碰撞回复效应。该项在物理上作为驱动力,使分布函数向局部平衡态松弛。在低 Kn 数的连续流区域,碰撞项在演化中占据主导,通过 Chapman-Enskog 渐近分析可证明其能够自动回归至 Navier-Stokes 层面的黏性流体行为。

自由输运项:描述了初始分布函数沿外力场加速轨迹的对流迁移,承载了流场的非平衡动力学信息。在稀薄流区域,随着碰撞频率降低,该项成为决定流场特性的关键,能够精确描述分子的弹道输运特征。

1.2.2 宏观通量与守恒量更新

宏观物理场与微观动力学状态通过速度空间的积分建立关联。根据动理学理论,流体力学中的宏

观守恒变量场可由分布函数 f 对粒子速度 ξ 求矩得到,其数学表达为^[4]

$$W(t, \mathbf{x}) := \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{U} \\ \rho E \end{bmatrix} = \int_{R^3} f \boldsymbol{\psi} d\mathbf{u}$$

其中, $\boldsymbol{\psi} = [1, \mathbf{u}, \mathbf{u}^2/2]^T$ 是满足以下条件的碰撞守恒量向量: $\int_{R^3} Q(f) \boldsymbol{\psi} d\mathbf{u} = 0$ 。据此可以推导出守恒变量的输运方程,即

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_x \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla_x \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) + \nabla_x \cdot \mathbf{P} = \rho \mathbf{a}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla_x \cdot (\rho E \mathbf{U}) + \nabla_x \cdot (\mathbf{P} \cdot \mathbf{U}) + \nabla_x \cdot \mathbf{q} = \rho \mathbf{U} \cdot \mathbf{a}$$

其中, \otimes 表示张量积(并矢)算符,应力张量 \mathbf{P} 和热通量 \mathbf{q} 定义为

$$\mathbf{P} = \int_{R^3} (\mathbf{u} - \mathbf{U}) \otimes (\mathbf{u} - \mathbf{U}) f d\mathbf{u}$$

$$\mathbf{q} = \int_{R^3} \frac{1}{2} (\mathbf{u} - \mathbf{U})(\mathbf{u} - \mathbf{U})^2 f d\mathbf{u}$$

基于界面演化解 $f(\mathbf{x}_{ij}, \mathbf{u}, t)$, UGKS 通过在速度空间进行矩积分来构造跨越界面的宏观守恒量通量 \mathbf{w}_{ij}

$$\mathbf{w}_{ij} = \int \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_{ij} \boldsymbol{\psi} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} f(\mathbf{x}_{ij}, \mathbf{u}, t) dt \right] d\mathbf{u}$$

其中, $\boldsymbol{\psi} = [1, \mathbf{u}, \frac{1}{2} \mathbf{u}^2]^T$ 为矩向量。利用有限体积分法,单元 i 内的宏观守恒量 $\mathbf{W} = [\rho, \rho \mathbf{U}, \rho E]^T$ 更新方程为

$$\mathbf{W}_i^{n+1} = \mathbf{W}_i^n - \frac{\Delta t}{V_i} \sum_{j \in \partial V_i} \mathbf{w}_{ij} + \Delta t \mathbf{S}_i$$

其中, \mathbf{S}_i 为外力源项在宏观层面的贡献。由于通量计算中解析地包含了碰撞算子,该格式在处理大 Knudsen 数流动时,能够显著降低由空间解耦带来的数值耗散。

1.2.3 微观分布函数的演化

在宏观量更新完成后,单元内的微观分布函数 f 同步进行演化,以维持流场高阶矩信息的完整性。对于包含外力项的系统,其更新方程遵循

$$f_i^{n+1} = f_i^n - \frac{1}{V_i} \sum_{j \in \partial V_i} \int_0^{\Delta t} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_{ij} f_{ij}(t) dt +$$

$$\frac{\Delta t}{2} \left[\frac{\mathbf{M}_i^{n+1} - f_i^{n+1}}{\tau^{n+1}} + \frac{\mathbf{M}_i^n - f_i^n}{\tau^n} \right] + \Delta t \mathbf{G}_i^n$$

其中, \mathbf{G}_i^n 为外力项在微观速度空间产生的梯度贡献。

在本文的研究中,该项将通过 Hermite 谱展开进行解析映射,从而避免了传统离散速度法在处理加速度项时易出现的非物理震荡和高昂的计算代价^[29,32]。

1.2.4 多尺度一致性与良好平衡特性

UGKS 的多尺度特性体现在其数值黏度与物理黏度的自适应匹配。当单元尺寸远大于平均自由程时,界面解自动退化为 Navier-Stokes 通量;当单元尺寸接近或小于平均自由程时,则过渡为动理学解。此外,通过将外力加速度直接引入界面轨迹修正,该格式在处理力驱动流动(如 Poiseuille 流或由浸没边界法引入的强迫力)时,能够天然满足“细致平衡”特性,即在定常状态下能够精确维持重力或压力梯度产生的密度分布,而不产生数值伪流^[33-34]。在跨尺度稀薄气体流动模拟中,传统的离散速度法在处理外力项 $\mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f$ 时,通常采用数值差分或有限体积离散。然而,在强力场或高 Knudsen 数条件下,这种方法极易引入显著的数值耗散,并导致计算量随速度空间网格数呈几何倍数增长。为了克服这一瓶颈,本文引入 Hermite 谱方法对分布函数进行重构,利用其解析性质实现对受力项的高效、精确处理。

1.3 基于 Hermite 谱展开的速度空间离散

1.3.1 Hermite 级数展开与谱表示

引入无量纲速度矢量 $\xi = \frac{\mathbf{u} - \mathbf{U}_0}{\sqrt{RT_0}}$, 其中 \mathbf{U}_0 和 T_0 分别为参考速度和参考温度。在此基准下,微观粒子分布函数 f 可在速度空间内展开为 N 阶正交 Hermite 多项式的级数形式^[35]

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) = \omega(\xi) \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \mathcal{A}^{(n)}(\mathbf{x}, t) \mathcal{H}^{(n)}(\xi)$$

其中, $\omega(\xi) = (2\pi)^{-\frac{d}{2}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right)$ 为 Gauss 权函数; $\mathcal{H}^{(n)}$ 为 n 阶正交 Hermite 多项式; $\mathcal{A}^{(n)}$ 为对应的谱系数(矩系数)。

根据 Hermite 多项式的正交性,各阶谱系数直接对应流场的宏观矩。例如,0 阶系数 $\mathcal{A}^{(0)}$ 对应密度 ρ , 1 阶系数 $\mathcal{A}_i^{(1)}$ 对应动量 ρU_i , 2 阶系数 $\mathcal{A}_{ij}^{(2)}$ 则表征了流体的应力状态^[35-36]

$$\mathcal{A}^{(n)}(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \mathcal{H}^{(n)}(\xi) d\mathbf{u}$$

1.3.2 外力梯度的解析重构

本文方法的核心优势在于对外力项 $\mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f$ 的解析处理。利用 Hermite 多项式的微分递推关系 $\frac{\partial \mathcal{H}^{(n)}}{\partial \xi_i} =$

$n\mathcal{H}^{(n-1)}$, 速度空间的梯度运算可以精确映射为谱系数空间内的代数算子。

在演化方程中,外力项对分布函数的改变量 $\mathbf{G} = -\mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f$ 可通过式(2)计算

$$\mathbf{G} \approx -\frac{\mathbf{a}}{\sqrt{RT_0}} \cdot \omega(\xi) \sum_{n=1}^N \frac{1}{(n-1)!} \mathcal{A}^{(n)} \mathcal{H}^{(n-1)}(\xi) \quad (2)$$

这意味着,在浸没边界法产生的边界力作用下,流场动量的改变会以解析的方式直接耦合至应力张量及更高阶的非平衡矩中。这种处理方式不仅消除了传统速度网格差分带来的截断误差,更确保了格式在复杂受力条件下的“细致平衡”特性,即在达到定常状态时,数值解能够精确维持力平衡剖面而不产生非物理震荡。

1.3.3 谱点配置法与 Gauss-Hermite 积分优化

为了在计算中高效评估上述谱系数,本文结合了文献中提出的谱点配置法^[25,37]。速度空间的离散点不再采用传统的等间距网格,而是选取为 N 阶 Hermite 多项式的根,即 Gauss-Hermite 积分点。

通过这种配置,速度空间的积转化为有限个配置点的加权求和

$$\mathcal{A}^{(n)} \approx \sum_{k=1}^K W_k \frac{f(\xi_k)}{\omega(\xi_k)} \mathcal{H}^{(n)}(\xi_k)$$

其中 K 为配置点总数, W_k 为积分权重。数值实验表明,对于二维跨尺度流动模拟,采用 8×8 或 12×12 的 Gauss-Hermite 配置点即可达到传统 DVM 方法数千个网格点方能具备的精度。这不仅极大地缓解了内存负担,也为第 2 章中浸没边界力与 UGKS 的高频迭代耦合提供了计算效率支撑。

2 稀薄流直接力浸没边界模型的构建

2.1 浸没边界法基本原理

浸没边界法的基本逻辑是将复杂几何边界对流体的物理约束,映射为控制方程中待求的力分布源项。相较于传统的贴体网格方法,IBM 的显著特征在于其计算流程解耦了流体网格与物体几何,即数值离散可在固定的、规则的背景网格(通常为直角网格)上完成,而无需生成与固体壁面共形的网格体系。

2.1.1 几何描述与 Lagrange-Euler 混合框架

在 IBM 框架下,流场和固体边界采用两套独立且相互耦合的描述体系。

Euler 背景网格: 整个计算区域被划分为规则的直角网格 Ω , 用于求解流体的运动方程(在本文中为 UGKS 格式下的动力学方程)。

Lagrange 边界点: 固体物面 Γ 被离散为一系列 Lagrange 点 $\mathbf{X}_s (s = 1, 2, \dots, N_s)$ 。这些点可以独立于背景网格自由分布, 能够精确地刻画任意复杂的几何外形或随时间演化的运动边界。

2.1.2 边界力的物理等效与信息传递

固体边界对流体的影响实质上是通过物面对流体的约束(如无滑移、不渗透或滑移条件)实现的。在 IBM 中, 这种约束被转化为背景网格上的虚拟体力项 \mathbf{F}_{IBM} 。

为了在两套不重合的网格系统之间实现信息的交换, 通常引入离散的 Delta 函数 δ_h 进行映射。具体过程如下:

速度插值: 将 Euler 网格上的流体速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ 映射到 Lagrange 边界点上, 得到界面处的流体速度 $\mathbf{U}_s(\mathbf{X}_s)$

$$\mathbf{U}_s(\mathbf{X}_s, t) = \sum_i \mathbf{u}(\mathbf{x}_i, t) \delta_h(\mathbf{x}_i - \mathbf{X}_s) \Delta x$$

力扩散: 在 Lagrange 点计算出满足边界约束所需的力密度 \mathbf{g}_s 后, 将其分发回周围的 Euler 背景网格, 形成体源项 \mathbf{F}_{IBM}

$$\mathbf{F}_{\text{IBM}}(\mathbf{x}, t) = \sum_s \mathbf{g}_s(\mathbf{X}_s, t) \delta_h(\mathbf{x} - \mathbf{X}_s) \Delta S_s$$

其中, Δx 为 Euler 网格体积, ΔS_s 为 Lagrange 边界元的代表面积(或弧长)。

2.1.3 IBM 的数值优势

通过在背景网格上添加虚拟体力, IBM 成功将“几何处理问题”转化为了“动量源项处理问题”。这种方法具备以下显著特征。

计算效率高: 避免了在处理动边界问题时高昂的网格重构开销, 且能够利用直角网格下高效的快速数值求解器。**几何鲁棒性强:** 能够处理极小间隙、尖锐转角以及拓扑结构剧烈变化的边界问题。**易于并行化:** 统一的结构化网格存储模式极大简化了并行计算中的负载均衡设计。

在本文的研究中, 这种虚拟体力将进一步转化为动理学框架下的加速度场 $\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}_{\text{IBM}}}{\rho}$, 并通 1.3 节建立的 Hermite 谱算子解析地作用于粒子的速度空间演化。

2.2 考虑滑移修正的直接力模型

在浸没边界法中, 直接力模型的核心思想是在不解算压力 Poisson 方程的前提下, 通过对动量方程源项的直接赋值, 强行使固体边界处的流体速度满足预设的边界条件。结合 UGKS 的宏微观耦合特性, 该模型主要包含预测、力密度计算、力扩散 3 个阶段。

2.2.1 边界点处的中间速度预测

首先, 根据当前时刻 n 的流场状态, 通过 UGKS 的通量输运更新得到一个不含边界力贡献的中间宏观量 \mathbf{W}^* 。利用双线性插值(或三线性插值)以及离散 δ 函数, 将 Euler 网格上的中间速度 \mathbf{u}^* 插值到 Lagrange 边界点 \mathbf{X}_s 上^[15,17]

$$\mathbf{U}_s^*(\mathbf{X}_s) = \sum_{i \in \Omega_i} \mathbf{u}^*(\mathbf{x}_i) D(\mathbf{x}_i - \mathbf{X}_s) \Delta x \Delta y$$

其中, $D(\mathbf{x}_i - \mathbf{X}_s)$ 为规则化离散内核函数, 用于确保在非贴体网格下的信息传递平滑性。

2.2.2 直接力密度的计算

在 Lagrange 点 \mathbf{X}_s 处, 为了使下一时刻的速度 \mathbf{U}_s^{n+1} 达到目标边界速度 \mathbf{V}_b (对于静止壁面无滑移条件, $\mathbf{V}_b = 0$), 根据动量演化关系, 该点所需的直接力密度 \mathbf{g}_s 可定义为

$$\mathbf{g}_s^{n+1} = \rho_s \frac{\mathbf{V}_b - \mathbf{U}_s^*}{\Delta t}$$

其中, ρ_s 为插值得到的边界点密度。在稀薄流动中, 若考虑壁面滑移效应, \mathbf{V}_b 则根据 Maxwell 滑移模型或高阶滑移模型计算得到, 而非简单的壁面速度。

2.2.3 力的 Euler 映射与加速度场重构

计算得到 Lagrange 点上的力密度后, 需要将其回馈至背景 Euler 网格。这一过程遵循守恒原则, 利用与插值相同的内核函数进行力扩散

$$\mathbf{f}_{\text{IBM}}(\mathbf{x}_i, t) = \sum_{s=1}^{N_s} \mathbf{g}_s^{n+1} D(\mathbf{x}_i - \mathbf{X}_s) \Delta S_s$$

此处 ΔS_s 为 Lagrange 边界单元的权重因子。最终, 背景网格上每个胞元获得的等效加速度场为

$$\mathbf{a}_{\text{IBM}}(\mathbf{x}_i) = \frac{\mathbf{f}_{\text{IBM}}(\mathbf{x}_i)}{\rho_i}$$

该加速度 \mathbf{a}_{IBM} 将作为源项直接参与 1.2 节中宏观量 \mathbf{W} 的更新, 并作为加速度算子驱动 1.3 节中 Hermite 谱系数的演化。

2.2.4 Maxwell 滑移模型

在稀薄气体动理学中, 壁面处的流体不再遵循宏观无滑移假设。当 Kn 数升高时, 必须在 IBM-UGKS

框架中集成滑移边界模型。

在 Lagrange 点 \mathbf{X}_s 处, 目标边界速度 \mathbf{V}_b 不再等于固体壁面速度 \mathbf{V}_{wall} , 而是根据 Maxwell 滑移理论修正为^[38]

$$\mathbf{V}_b = \mathbf{V}_{\text{wall}} + \sigma \frac{2-\alpha}{\alpha} \lambda \left(\frac{\partial \mathbf{u}_t}{\partial \mathbf{n}} \right)_s \quad (3)$$

其中, σ 为平均自由程系数, α 为适应系数, \mathbf{u}_t 为切向速度, \mathbf{n} 为物面法线方向。对于更稀薄的流动, 可进一步引入包含 2 阶梯度的滑移修正项。

由于 IBM 采用非贴体的直角网格, 准确获取式 (3) 中的法向梯度 $\frac{\partial \mathbf{u}_t}{\partial \mathbf{n}}$ 是一大难点。本文采用特征线探测法。

沿法线寻址: 从 Lagrange 点 \mathbf{X}_s 出发, 沿其法线外侧延伸一定距离, 选取若干参考点 $\mathbf{X}_{p1}, \mathbf{X}_{p2}$ 。多点插值重构: 利用周围 Euler 网格的值, 通过 2 阶插值获得参考点处的速度信息。差分计算: 利用重构点速度与边界点速度的代数关系, 计算出高精度的法向偏导数。

这种重构方法结合了 Hermite 谱系数提供的局部非平衡信息, 使得 IBM 在处理弯曲壁面(如圆柱或球体)时, 依然能保持对 Knudsen 层内速度剖面的精确描述, 从而实现对复杂几何外形下壁面摩擦阻力和热通量的准确预测。

2.3 边界力在谱空间的投影与多步迭代策略

在获得 Euler 网格上的加速度场 \mathbf{a}_{IBM} 后, 如何将其高效地引入动力学方程是本文的关键。不同于传统离散速度法在速度空间进行的数值差分, 本文利用 Hermite 多项式的正交导数特性, 实现了边界力向微观分布函数的解析投影。

2.3.1 谱系数空间的源项更新算子

根据 1.3.2 节推导的解析关系, 加速度 \mathbf{a}_{IBM} 对分布函数级数系数 $\mathcal{A}^{(n)}$ 的修正作用可以写为代数算子 $\mathcal{S}^{(n)}$ 。在每一个时间步内, 谱系数的更新遵循^[32]

$$\mathcal{A}^{(n),n+1} = \mathcal{A}^{(n),*} + \Delta t \cdot \mathcal{S}^{(n)}(\mathbf{a}_{\text{IBM}}, \mathcal{A}^{(n-1)})$$

具体的低阶修正项如下。1 阶矩(动量)修正: 直接对应于 IBM 定义的力反馈。2 阶矩(应力)修正: $\delta \mathcal{A}_{ij}^{(2)} = (a_i \mathcal{A}_j^{(1)} + a_j \mathcal{A}_i^{(1)}) \Delta t$ 。3 阶矩(热流)修正: 通过 Hermite 递归关系自动包含外力对能量通量的非平衡贡献。

这种解析映射机制确保了浸没边界力不仅在宏观层面上修正了速度场, 更在微观层面上重构了物面存在而导致的非平衡分布特征。特别是在过渡流

区域 ($Kn \approx 0.1$), 这种处理方式能够准确捕捉到物面附近的 Knudsen 层结构, 解决了传统 IBM 在稀薄流中壁面应力预测偏差较大的问题。此外, 由于不涉及速度空间的导数离散, 该方法天然避免了在复杂几何边缘处易产生的数值震荡, 显著增强了格式的鲁棒性。

2.3.2 多步迭代力修正策略

在传统的浸没边界法中, 若采用单步显式修正, 插值算子与扩散算子之间的数值不一致性, 往往会导致流体“渗透”进固体内部, 即在物面点处无法严格满足预设的边界条件^[39]。对于统一气体动力学格式这种宏微观耦合的演化体系, 边界渗透会进一步引起微观分布函数的非物理畸变。为此, 本文引入多步迭代预测-校正算法^[40]。

为了使 Lagrange 边界点 \mathbf{X}_s 处的速度 \mathbf{U}_s 在时间步 $n+1$ 严格等于目标速度 \mathbf{V}_b , 迭代步骤定义如下:

在当前步开始时, 令迭代计数 $k=0$, 初始力密度 $\mathbf{g}_s^{(0)} = \mathbf{g}_s^*$ 。通过 2.2 节所述过程得到初步的 Euler 加速度场 $\mathbf{a}_{\text{IBM}}^{(0)}$ 。利用加速度 $\mathbf{a}_{\text{IBM}}^{(k)}$ 更新宏观量, 并插值得到 Lagrange 点处的中间速度 $\mathbf{U}_s^{(k)}$ 。力密度修正: 根据中间速度与目标速度的残差, 对比修正下一循环的力密度

$$\mathbf{g}_s^{(k+1)} = \mathbf{g}_s^{(k)} + \rho_s \frac{\mathbf{V}_b - \mathbf{U}_s^{(k)}}{\Delta t}$$

重复上述过程, 直到满足收敛准则。

本文采用无穷范数作为收敛判据, 即当所有 Lagrange 点中最大的速度偏离量低于容差 ϵ 时停止迭代:

$$\max |\mathbf{V}_b - \mathbf{U}_s^{(k)}| < \epsilon (\epsilon = 10^{-6})$$

稳定性分析: 在跨尺度流动中, 尤其是低密度、高 Kn 数区域, 松弛时间 τ 较大, 数值系统的刚性增加。多步迭代不仅消除了渗透误差, 还起到了隐含的半隐式修正作用, 能够有效抑制强边界力造成的数值震荡。研究表明, 在典型的滑移流与过渡流模拟中, 通常只需迭代 3~5 次即可达到收敛, 这在增加少量计算开销的前提下极大地提升了格式的鲁棒性。

3 数值算例验证

为了验证本文提出的基于统一气体动力学格式的稀薄气体流动浸没边界方法的准确性与高效性, 本章选取了从连续流到稀薄流的不同典型算例进行数值模拟, 并与解析解以及文献数据进行对比分析。

3.1 Hermite 展开收敛性验证

第 1 个数值实验考察了 Hermite 近似在应用于近平衡态和非平衡态粒子分布时的收敛特性。考

虑了粒子分布函数的近平衡和非平衡两种形式, 如图 1、图 2 所示。

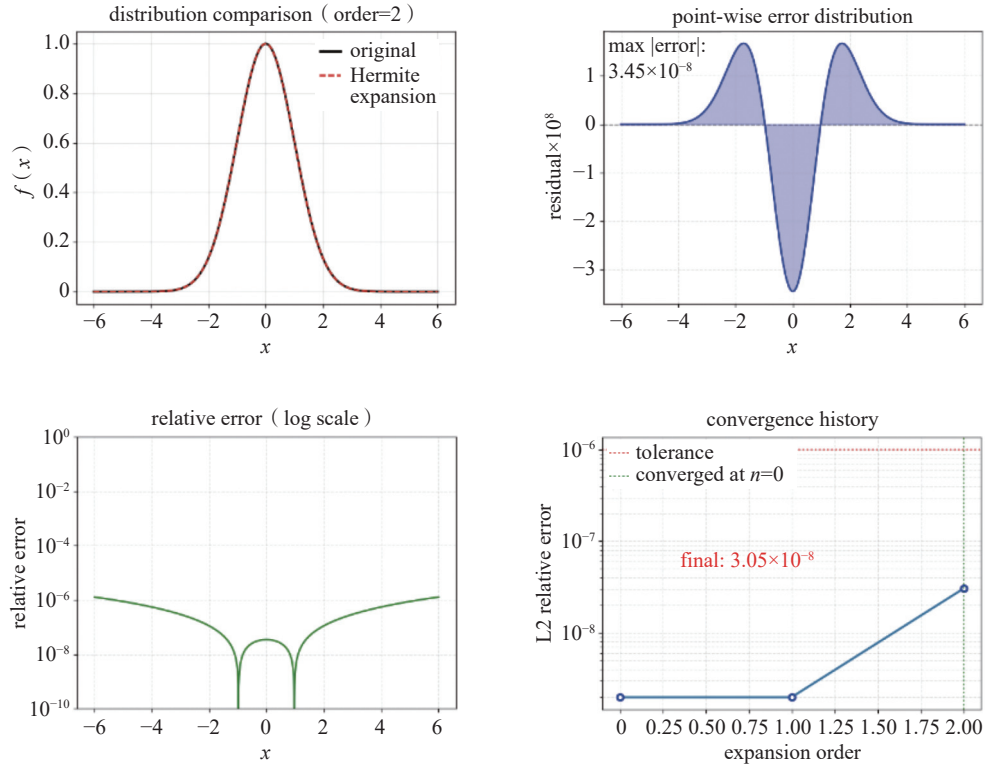


图 1 $f = e^{-\frac{x^2}{2}}$ 的 Hermite 展开数值模拟

Fig. 1 Numerical simulation of the Hermite expansion for $f = e^{-\frac{x^2}{2}}$

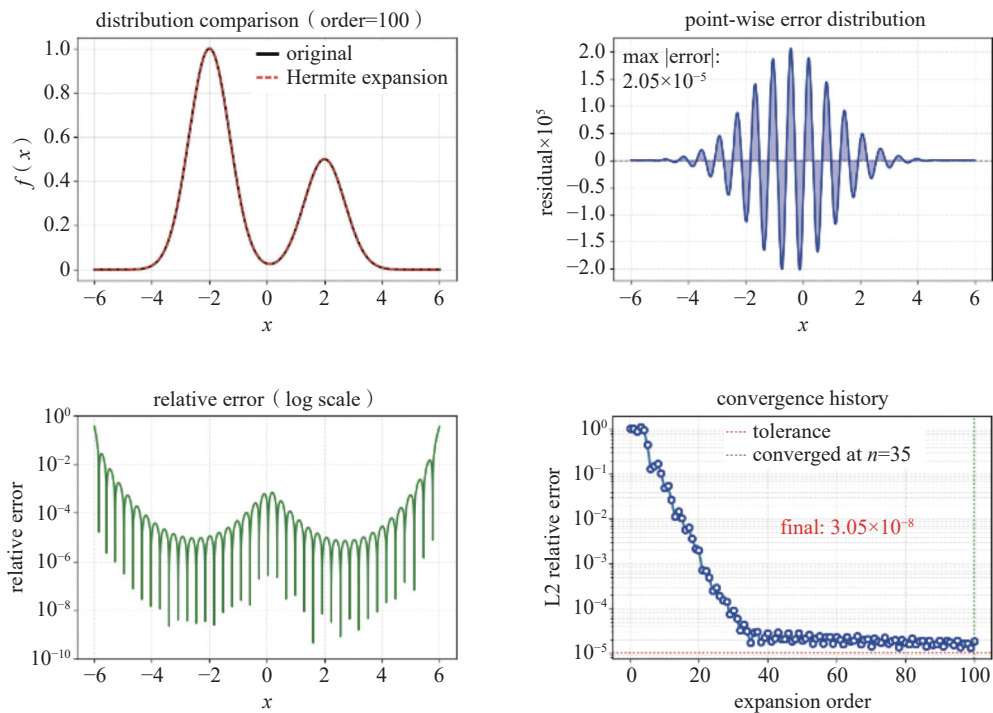


图 2 $f = 0.5e^{-(x-2)^2} + e^{-(x+2)^2}$ 的 Hermite 展开数值模拟

Fig. 2 Numerical simulation of the Hermite expansion for $f = 0.5e^{-(x-2)^2} + e^{-(x+2)^2}$

本研究通过数值实验系统评估了 Hermite 谱展开法在逼近速度分布函数时的收敛特性与精度表现。计算结果表明,该方法的数值效能与分布函数的热力学状态密切相关,体现了“谱收敛”的典型特征。

首先,对于处于平衡态或近平衡态的单峰分布,由于 Hermite 展开的基函数权重与 Maxwell 分布形式高度契合,该方法表现出最优的稀疏表示能力。数值结果显示,在此类情形下仅需保留最低阶展开项 ($N \approx 2$),即可精确重构分布函数主要特征,相对误差迅速衰减至机器精度量级,验证了其作为矩方法理论基础的物理自洽性。值得注意的是,由于平衡态 0 阶已经收敛,更高阶反而会引入微弱的数值误差。

其次,针对具有显著非平衡特征的双峰分布(如激波或稀薄效应主导区域),低阶截断虽然无法完全解析复杂的速度场结构,但误差随展开阶数的增加呈现指数级衰减。如图 1, 2 所示的收敛历史表明,对于此类典型的非平凡分布,保留约 $O(10)$ 至 $O(35)$ 阶的展开项即可将 L_2 范数误差控制在 10^{-5} 以下。这一结果证明了该方法在有限计算代价下捕捉非平衡流体物理机制的鲁棒性。

此外,尽管理论上分布函数的间断会导致 Gibbs 现象从而退化收敛阶数,但在实际介观尺度流体问题中,分子碰撞的耗散作用通常保证了分布函数的光滑性,使得高阶振荡现象极为罕见。综上所述, Hermite 谱方法能够在保证精度的同时有效降低自由度,是一种处理从连续流区到过渡流区多尺度问题的通用且高效的离散方案。

3.2 剪切驱动下的 Couette 流

为了验证本文提出的模型在接近连续介质区域的数值精度和可靠性,首先对经典的平板 Couette 流进行了模拟研究。本案例设置两层平行平板,间距为 H 。下平板保持静止,上平板以恒定速度 U_w 沿水平方向运动。设定系统的 $Kn = 0.001$,在该量级下,气体分子的平均自由程远小于特征尺度,流动表现处于连续流区域。根据经典 Navier-Stokes 方程及无滑移边界条件,其稳态速度分布遵循线性解析解: $u/U_w = y/H$ 。

如图 3 所示,给出了模拟得到的速度剖面与解析解的对比情况。图中红色实线代表解析解,蓝色方块代表数值结果。可以看出,数值计算结果与线性解析解高度吻合,壁面处无明显的滑移现象。这有力地证明了本文模型在极低 Kn 数下具有良好的数值稳定性与计算精度,能够准确描述黏性剪切支配的动量传递过程。

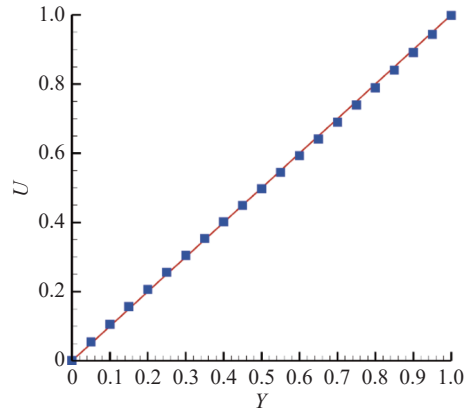


图 3 平板 Couette 流的无量纲速度分布对比
Fig. 3 Comparison of dimensionless velocity profiles for planar Couette flow

采用多步迭代力修正策略后, Lagrange 点处的速度误差在 5 次迭代内迅速降至 10^{-6} 以下,证明了该策略在处理剪切边界时的稳定性。

3.3 非平衡条件下的 Couette 流

为进一步验证本文所提出 UGKS-IBM 方法在非平衡流动条件下的适用性,本文考虑 $Kn = 0.1$ 条件下的 Couette 流动问题^[41]。当 Kn 数达到 0.1 时,气体分子平均自由程与特征尺度可比,流动进入滑移流区域,流场中将出现明显的非平衡效应,如壁面速度滑移等现象。因此,该算例可用于验证本文方法在非平衡条件下的数值表现以及对壁面剪切力的计算能力。

图 4 给出了计算得到的无量纲速度分布对比结果。从图中可以观察到两个重要的物理特征。

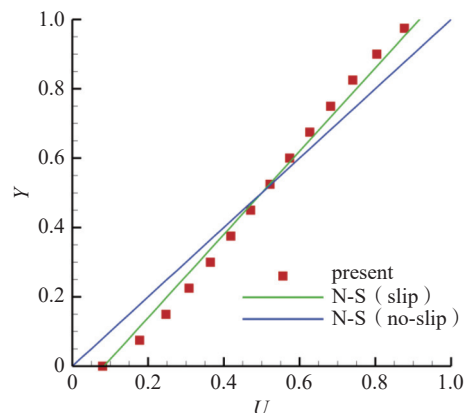


图 4 $Kn = 0.1$ 的 Couette 流的无量纲速度分布对比
Fig. 4 Comparison of dimensionless velocity profiles for Couette flow at $Kn = 0.1$

首先,壁面速度滑移现象。与传统连续介质理论的无滑移解析解(蓝色实线)相比,UGKS-IBM的数值结果(红色方块线)在上下壁面处均表现出明显的速度滑移(壁面处流体速度 $u \neq 0$ 且 $u \neq 1$)。这表明该方法能够准确捕捉滑移流态下的宏观边界滑移特征,与带有滑移边界的N-S参考解(绿色实线)在壁面处的滑移量预测高度吻合。

其次,Knudsen层内的非线性效应^[42]。仔细观察速度剖面可以发现,带有滑移的N-S参考解析解(绿色实线)通常呈现为线性分布;而本文的UGKS-IBM计算结果(红色实心圆线)在靠近壁面的区域出现了明显的非线性弯曲,呈现出经典的“S”型分布特征。这种偏离线性剖面的现象,正是由于在距壁面几个分子平均自由程的范围内(即Knudsen层),气体分子与壁面的碰撞主导了流动,使得速度分布函数呈现强非平衡态。

综上所述,数值结果不仅正确捕捉了宏观的壁面滑移特征,而且更准确地还原了流场内部由非平衡效应引起的非线性动力学行为。这充分证明了本文所提出的UGKS-IBM方法在模拟跨流域、非平衡流动问题时具有极高的精度和物理保真度。

3.4 复杂几何边界下的圆柱绕流

为了验证浸没边界法处理复杂几何边界的有效性,本节对低Reynolds数($Re = 20$)下的圆柱绕流进行了模拟。圆柱置于Descartes直角网格中心,利用Lagrange点描述其边界。流场背景为均匀来流,考虑 $Kn = 0.001$ 的稀薄效应。通过多步迭代力修正策略,圆柱物面处的速度严格满足Maxwell滑移边界条件,解决了直角网格下的“边界渗透”问题。

通过对比圆柱后方的阻力系数 C_d 和升力系数 C_l ,本文结果与贴体网格下的结果基本一致。

图5展示了圆柱绕流达到稳态后的压力场云图及流线分布。从流场拓扑结构来看,流线在圆柱前方驻点处平滑分流,绕过柱体后在尾部汇合,整体流线光滑且连续,未出现因非贴体网格边界处理不当而常见的流线穿透或锯齿状扭曲现象。压力云图显示,圆柱迎风面驻点区域呈现典型的高压分布(红色区域),而圆柱顶部与底部的加速区及尾迹区则对应低压分布(蓝色区域)。值得注意的是,尽管背景网格为直角正交网格,但在圆柱弯曲边界附近的压力等值线过渡自然,表明本文采用的谱展开力源项与多步迭代策略有效地消除了边界处的数值硬度,避免了非物理的压力震荡,精确复现了该Reynolds数

下的层流流动特征。

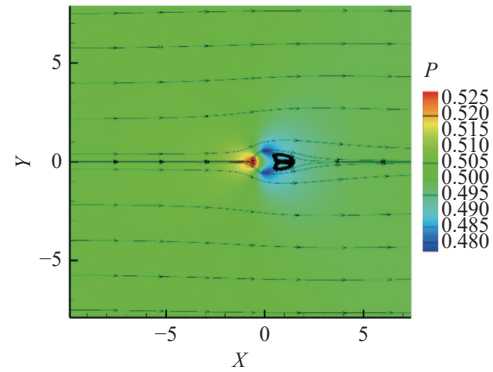


图5 圆柱绕流稳态压力云图与流线分布

Fig. 5 Steady-state pressure contours and streamline distribution of flow around a cylinder

为了进一步量化验证算法在曲面边界上的精度,图6给出了圆柱表面的压力系数(C_p)分布对比结果。图中红色实线为基于贴体网格的参考解,绿色方块为本文方法的计算结果。可以看出,本文结果与参考解在全角度范围内吻合度极高。无论是在 $\theta = 180^\circ$ 的前缘驻点高压区,还是在 $\theta = 90^\circ$ 和 $\theta = 270^\circ$ 的吸力峰值区,数值结果均精确捕捉到了压力梯度的剧烈变化。这证明了通过Hermite谱系数重构动力学边界力的方式,不仅能够克服传统IBM方法在稀薄流或高梯度假想力下的精度损失,还能在不重构网格的前提下,保证流体对固体壁面应力响应的物理真实性。

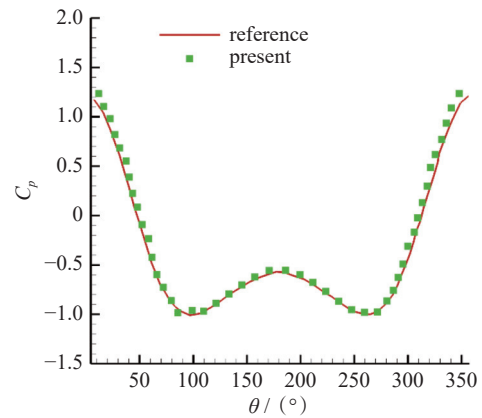


图6 圆柱表面压力系数(C_p)分布对比

Fig. 6 Comparison of pressure coefficient (C_p) distribution on the cylinder surface

4 结论

本文针对稀薄气体跨流域流动中复杂几何与动边界耦合的计算难题,构建了一种融合Hermite谱展

开技术与浸没边界法的统一气体动理学格式计算框架。结合理论推导与针对性的数值算例验证(包括 Hermite 收敛性测试、平板剪切流及圆柱绕流), 得出主要结论如下。

1) 验证了 Hermite 谱展开在动理学源项处理中的高精度与低耗散特性。

针对传统离散速度法处理外力项时的“虚假加热”问题, 本文利用 Hermite 多项式的正交特性实现了力项梯度的解析重构。数值实验表明, 该方法在保证高阶非平衡矩精度的同时, 显著降低了速度空间的离散自由度; 特别是在平衡态与非平衡态分布函数的逼近测试中, 展现了优异的谱收敛特性, 相比传统方法大幅减少了内存占用与计算开销。

2) 实现了非贴体直角网格下复杂曲面边界的精确模拟。

通过圆柱绕流算例验证了本文提出的滑移修正直接力模型与多步迭代策略的有效性。计算结果显示, 在 $Re = 20$ 的工况下, 流场流线光滑无穿透, 圆柱表面的压力系数(C_p)分布与基于贴体网格的参考解高度吻合。这证明了该方法能够在不重构网格的前提下, 通过动量源项的精确映射, 消除直角网格锯齿边界带来的非物理震荡, 准确捕捉曲面几何对流场的物理约束。

3) 确认了全流态范围内的渐近保持与物理一致性。

通过对低 Knudsen 数($Kn = 1 \times 10^{-3}$)下 Couette 流的模拟, 数值解精确复现了 Navier-Stokes 方程的线性速度剖面, 验证了格式向连续流极限的正确退化。同时, 格式成功捕捉到了速度滑移与非平衡效应。这表明该耦合框架具备优异的跨尺度适应能力, 能够自适应地描述从连续介质到稀薄气体的流动机制。

综上所述, 本文提出的方法兼具了浸没边界法的几何灵活性与统一气体动理学格式的物理真实性, 有效解决了复杂动边界下的数值渗透与守恒性破坏问题, 为跨尺度复杂外形气动问题的模拟提供了一种高效、鲁棒的统一求解策略。本文方法在当前研究中主要针对滑移流及弱非平衡流动问题进行了验证, 对于更高 Kn 数条件下的强非平衡流动问题, 可通过引入更精确的碰撞模型进一步扩展, 该问题将作为未来研究方向。

参考文献 (References)

- [1] 樊菁, 沈青. 微尺度气体流动[J]. 力学进展, 2002, 32(3): 321-336.
- [2] FAN J, SHEN Q. Microscale gas flow[J]. Advances in Mechanics, 2002, 32(3): 321-336 (in Chinese).
- [3] GAD-EL-HAK M. The fluid mechanics of microdevices—the Freeman Scholar lecture[J]. Journal of Fluids Engineering, 1999, 121(1): 5-33.
- [4] 沈青. 稀薄气体动力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003: 1-300.
- [5] CERCIGNANI C. Rarefied gas dynamics: from basic concepts to actual calculations[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000: 1-100.
- [6] BIRD G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows[M]. Oxford: Clarendon Press, 1994: 1-200.
- [7] BOYD I D. Computation of hypersonic flows using the direct simulation Monte Carlo method[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2015, 52(1): 38-53.
- [8] HIRT C W, AMSDEN A A, COOK J L. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds[J]. Journal of Computational Physics, 1974, 14(3): 227-253.
- [9] MITTAL R, IACCARINO G. Immersed boundary methods[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2005, 37: 239-261.
- [10] ORAN E S, OH C K, CYBYK B Z. Direct simulation Monte Carlo: recent advances and applications[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30: 403-441.
- [11] HADJICONSTANTINOU N G. Analysis of discretization in the direct simulation Monte Carlo[J]. Physics of Fluids, 2000, 12(10): 2634-2638.
- [12] YANG J Y, HUANG J C. Rarefied flow computations using nonlinear model Boltzmann equations[J]. Journal of Computational Physics, 1995, 120(2): 323-339.
- [13] MIEUSSENS L. Discrete velocity model and implicit scheme for the BGK equation of rarefied gas dynamics[J]. Mathematical Models and Methods in Applied Sciences, 2000, 10(8): 1121-1149.
- [14] XU K, HUANG J C. A unified gas-kinetic scheme for continuum and rarefied flows[J]. Journal of Computational Physics, 2010, 229(20): 7747-7764.
- [15] THOMPSON J F, WARSIS Z U, MASTIN C W. Numerical grid generation: foundations and applications[M]. New York: North-Holland, 1985: 1-100.
- [16] PESKIN C S. The immersed boundary method[J].

- Acta Numerica, 2002, 11: 479-517.
- [16] VISBAL M R, GAITONDE D V. On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes[J]. Journal of Computational Physics, 2002, 181(1): 155-185.
- [17] SUN Y Z, WANG Z J, LIU Y. Spectral(finite) volume method for conservation laws on unstructured grids VI: extension to viscous flow[J]. Journal of Computational Physics, 2006, 215(1): 41-58.
- [18] FENG Z G, MICHAELIDES E E. The immersed boundary-lattice Boltzmann method for solving fluid-particles interaction problems[J]. Journal of Computational Physics, 2004, 195(2): 602-628.
- [19] WU J, SHU C. Implicit velocity correction-based immersed boundary-lattice Boltzmann method and its applications[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(6): 1963-1979.
- [20] CHEN S Y, DOOLEN G D. Lattice Boltzmann method for fluid flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30: 329-364.
- [21] PESKIN C S. Flow patterns around heart valves: a numerical method[J]. Journal of Computational Physics, 1972, 10(2): 252-271.
- [22] TSENG Y H, FERZIGER J H. A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry[J]. Journal of Computational Physics, 2003, 192(2): 593-623.
- [23] FADLUN E A, VERZICCO R, ORLANDI P, et al. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 161(1): 35-60.
- [24] UHLMANN M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows[J]. Journal of Computational Physics, 2005, 209(2): 448-476.
- [25] SHAN X W, YUAN X F, CHEN H D. Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier-Stokes equation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 550: 413-441.
- [26] GRAD H. On the kinetic theory of rarefied gases[J]. Communications on Pure and Applied Mathematics, 1949, 2(4): 331-407.
- [27] HE X Y, LUO L S. Lattice Boltzmann model for the incompressible Navier-Stokes equation[J]. Journal of Statistical Physics, 1997, 88(3/4): 927-944.
- [28] BHATNAGAR P L, GROSS E P, KROOK M. A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems[J]. Physical Review, 1954, 94(3): 511-525.
- [29] GUO Z L, ZHENG C G, SHI B C. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method[J]. Physical Review E, 2002, 65(4): 046308.
- [30] JIN S. Efficient asymptotic-preserving(AP)schemes for some multiscale kinetic equations[J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 1999, 21(2): 441-454.
- [31] LIU C, XU K. A unified gas kinetic scheme for continuum and rarefied flows V: multiscale and multi-component plasma transport[J]. Communications in Computational Physics, 2017, 22(5): 1175-1223.
- [32] LI Q, LUO K H, LI X J. Lattice Boltzmann modeling of multiphase flows at large density ratio with an improved pseudopotential model[J]. Physical Review E, 2013, 87(5): 053301.
- [33] XIAO T B, CAI Q, XU K. A well-balanced unified gas-kinetic scheme for multiscale flow transport under gravitational field[J]. Journal of Computational Physics, 2017, 332: 475-491.
- [34] BERMUDEZ A, VAZQUEZ M E. Upwind methods for hyperbolic conservation laws with source terms[J]. Computers & Fluids, 1994, 23(8): 1049-1071.
- [35] SHAN X W, HE X Y. Discretization of the velocity space in the solution of the Boltzmann equation[J]. Physical Review Letters, 1998, 80(1): 65-68.
- [36] NIE X B, SHAN X W, CHEN H D. Thermal lattice Boltzmann model for gases with internal degrees of freedom[J]. Physical Review E, 2008, 77(3): 035701.
- [37] LI Q, HE Y L, WANG Y, et al. Coupled double-distribution-function lattice Boltzmann method for the compressible Navier-Stokes equations[J]. Physical Review E, 2007, 76(5): 056705.
- [38] MAXWELL J C. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1879, 170: 231-256.
- [39] KIM J, KIM D, CHOI H. An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries[J]. Journal of Computational Physics, 2001, 171(1): 132-150.
- [40] YANG C H, CHANG C, LIN C A. A direct forcing

- immersed boundary method based lattice Boltzmann method to simulate flows with complex geometry[J]. *Computers, Materials & Continua*, 2009, 11(3): 209-228.
- [41] OHWADA T, SONE Y, AOKI K. Numerical analysis of the shear and thermal creep flows of a rarefied gas over a plane wall on the basis of the linearized Boltzmann equation for hard-sphere molecules[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1989, 1(9): 1588-1599.
- [42] SONE Y. *Molecular gas dynamics: theory, techniques, and applications*[M]. Boston: Birkhäuser, 2007: 1-300.