

# 变温壁驱动腔内热蠕流特性的离散统一气体动理学格式模拟\*

刘赞奇 罗源 翁万良 何清 陶实†

(东莞理工学院, 广东省分布式能源系统重点实验室, 东莞 523808)

(2024 年 9 月 22 日收到; 2024 年 12 月 12 日收到修改稿)

为考察壁面温度变化对受限空间内稀薄气体流动与传热特性的影响, 采用离散统一气体动理学格式 (DUGKS) 模拟研究了方腔内的热蠕流。腔体四周为静止漫反射恒温壁面, 上、下壁温度则随时间周期性变化。模拟的参数范围如下: 变温频率  $0.5 \leq St \leq 5.0$ 、变温振幅  $0.1 \leq A_h \leq 0.8$  和克努森数  $0.01 \leq Kn \leq 10$ 。数值结果表明: 方腔内气体流动与传热特性呈现周期性变化, 且不会出现反傅里叶热传递。变温频率、振幅和克努森数的提高均可增强腔内热蠕流强度, 且变温壁面附近速度滑移和温度跳跃增大。  $St$  和  $Kn$  的增大导致出现传热滞后现象, 壁面换热能力减弱。特别地, 当  $St = 0.5$  较小时腔内观察到复杂涡流结构;  $St = 5.0$  时气体由变温壁面向腔体水平中心线均匀流动, 涡流消失的同时左、右壁面中点附近由吸热区转变为放热区。  $A_h$  增大时腔内温度场和速度场结构变化不大, 而壁面传热强度减小。

**关键词:** 热蠕流, 离散统一气体动理学, 变温壁面, 漫反射边界

**PACS:** 47.85.Gj, 51.10.+y, 44.90.+c

**DOI:** 10.7498/aps.74.20241334

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241334

## 1 引言

微机电系统 (MEMS) 在机械制造、航天航空、信息通信、生物化学等众多科学和工程领域 [1,2] 均有涉及, 尤其近年来得到了快速发展。MEMS 尺寸较小, 内部通道一般位于微米或纳米级, 气体的输运可能涵盖整个流动区域, 即从连续流到自由分子流。微纳尺度下气体的流动和传热过程会表现出与宏观连续尺度时诸多不同的特性, 如速度滑移、温度跳跃以及浓度分离等 [3]。特别地, 热蠕流是一种非平衡条件下由温差引起的流动, 构成多种微型器件的工作原理, 如克努森泵、微型热加速度计等 [4-6]。微小空间内气体热蠕流行为的准确预测对相关器件性能的优化升级十分关键。但是, 一方面由于稀薄气体的热质传递不满足连续介质假设, 采用常

规数值方法模拟时遇到挑战; 另一方面, 热蠕流机制十分复杂 [7,8], 这对微尺度下流动和传热过程的理解造成了一定的困难。

许多学者采用数值模拟研究了微尺度下的气体流动特性 [9-11]。Nabapure [12] 采用直接模拟蒙特卡罗 (DSMC) 方法模拟了稀薄气体在四壁面驱动方腔中的流动过程。结果表明, 壁面驱动模式对腔内流体速度和流动结构影响较大, 传热强度随  $Kn$  的增大而减小。Wu 等 [13] 通过求解线性化 Boltzmann 方程, 研究了二维振动板驱动方腔内的稀薄气体流动, 发现了稀薄气体的反共振现象, 此时移动平板的阻尼力最小。Ogata 和 Kawaguchi [14] 采用约束插值剖面 (CIP) 法模拟了滑移区方腔内的稀薄气体流动。数值结果表明, 带滑移边界条件的 Navier-Stokes (NS) 方程可适用于模拟克努森数  $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$  的流动。Palharini 等 [15] 采用 DSMC 对稀

\* 国家自然科学基金 (批准号: 52476148, 51906044) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: taoshi@dgut.edu.cn

薄气体在三维空腔过渡流区中的流动进行了研究. 结果发现, 不同长深比下空腔内的流体具有不同的流动结构, 如单次再循环和二次再循环. Yang 等<sup>[16]</sup>采用矩方法研究了 3 种不同类型的非平衡气体流动问题, 包括外力驱动的泊肃叶流、顶盖驱动的和热诱导的空腔流. 研究表明, 矩方法在前两种流动中具有很好的准确性, 但是在后一种热驱流动中其可靠性当  $Kn > 0.5$  后迅速下降.

微器件中的气体流动常常伴随着热量的传递, 因而有不少学者开展了微尺度条件下的流动耦合传热研究<sup>[17–20]</sup>. Yamaguchi 等<sup>[21]</sup>测量了由热蠕流动引起的通过矩形微通道的流量, 通道两端分别连接一个温度不同的腔体. 结果表明, 气体在过渡流状态下的流速比滑移流时小. Barbera 和 Brini<sup>[22]</sup>采用有理扩展热力学方程, 研究了两个同轴圆柱体之间稀薄气体的稳态流动. 他们发现, 即使只规定圆柱体径向温度梯度, 热通量的切向分量和轴向分量也不会消失. Akhlaghi 等<sup>[23]</sup>采用 DSMC 模拟了顶盖驱动空腔内稀薄气体的反傅里叶传热现象. 他们将热通量分解为弹道部分和碰撞部分, 分别来源于边界的无碰撞粒子和进入流场后至少发生一次碰撞后的粒子进行抽样, 结果发现弹道和碰撞部分均有助于低温向高温的逆向热传递发生. Han 等<sup>[24]</sup>使用 DSMC 方法研究了通道壁上温度不连续分布对气体热蠕流动的影响. 结果发现, 冷壁面气体沿着通道向热壁面流动. Roohi 等<sup>[25,26]</sup>同样采用 DSMC 模拟了等腰三角形空腔中的稀薄气体流动. 研究表明, 热通量本构关系的傅里叶项和剪切应力梯度分量之间的竞争导致了三角形空腔中的反傅里叶热传递. 最近, Wang 等<sup>[27]</sup>采用 DUGKS 探究了非线性振动板驱动矩形空腔内的稀薄气体流动, 结果显示气体的流场结构呈现非对称性, 且温度场将产生二次谐波振荡. Zhu 等<sup>[28]</sup>使用 DUGKS 系统研究了从滑移到自由分子区的气体在顶盖以恒定速度驱动下的流动和传热特性, 其结果解释了非平衡条件下反傅里叶传热现象的发生. 此外, Wang 等<sup>[29]</sup>根据不同的热蠕流动机制对克努森泵进行分类, 并从克努森泵的配置、性能和应用这 3 个方面的研究现状进行了全面回顾和分析, 总结得到, 微通道上温度的配置和调节是控制克努森泵流动性能的关键因素.

上述研究在一定程度上揭示了受限空间中稀薄气体流动和传热的内在机理, 但多数工作着眼于运动边界或恒定温度条件<sup>[30]</sup>的情况. 一些实际应

用则涉及脉动加热驱动, 如热剪应力传感器<sup>[31]</sup>中通过加热膜元件引起流体流动从而产生电阻变化、多组分气体的浓度分离<sup>[32]</sup>以及声传感器中由热激励产生的声波<sup>[33]</sup>. 相关应用还包括用于 DNA 分子反应检测的纳米机械谐振器, 其由高频电压或局部激光加热金属电阻器形成的热振荡驱动<sup>[34,35]</sup>, 以及由脉冲激光烧灼弹性材料形成热振荡而驱动纳米颗粒的声学谐振器<sup>[36]</sup>. 关于这类由变温边界驱动的稀薄气体的流动机理研究目前还较少. 因此, 本文使用 DUGKS 方法模拟壁面温度周期变化条件下封闭方腔内的热蠕流动, 讨论温变频率和振幅对腔内稀薄气体流动和传热特性的影响机制.

## 2 问题描述

本文研究的矩形方腔内热蠕流动问题如图 1 所示. 边长  $L = 1 \text{ m}$  的方腔中充满稀薄程度为  $Kn$  的单原子氩气. 腔体四周为静止固壁. 左、右壁面温度保持不变,  $T_c = 273 \text{ K}$ . 上、下壁面温度也呈均匀分布, 但是大小随时间作周期性变化,

$$T_h = [1 + A_h \cos(\omega t)] T_c, \quad (1)$$

式中,  $A_h$  为温度变化的振幅,  $\omega$  为变温频率,  $t$  为时间. 所有壁面均为 Maxwell 漫反射边界. 该问题主要受变温振幅  $A_h$ 、斯托克斯数  $St$  以及克努森数  $Kn$  控制.  $St$  和  $Kn$  分别定义如下:

$$St = \omega L / v_m, \quad Kn = \lambda / L, \quad (2)$$

其中,  $v_m = \sqrt{2RT_c}$  为分子最概然速率,  $\lambda$  是分子平均自由程:

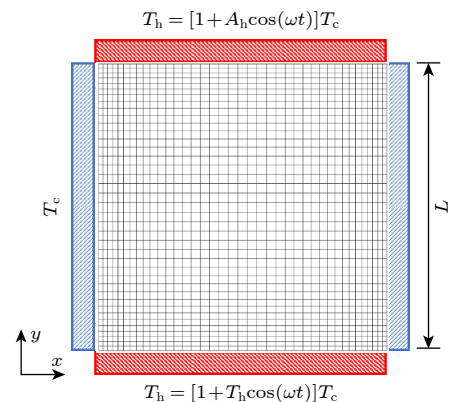


图 1 变温壁面驱动方腔流动示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the flow of a variable temperature wall driven cavity.

$$\lambda = \frac{\sqrt{\pi} \mu_{\text{ref}} \sqrt{2RT_{\text{ref}}}}{2 p_{\text{ref}}}. \quad (3)$$

文中, 变温频率  $\omega$  由  $St$  调节. 上述无量纲控制参数的变化范围分别为  $0.1 \leq A_h \leq 0.8$ ,  $0.5 \leq St \leq 5.0$  以及  $0.01 \leq Kn \leq 10$ . 在模拟中, 物理空间离散使用  $40 \times 40$  的正交非均匀网格系统, 网格分辨率从腔体中心到墙壁逐渐细化. 网格中心的位置  $(x_i, y_j)$  由表达式  $x_i = \frac{\zeta_i + \zeta_{i+1}}{2}$ ,  $y_j = \frac{\zeta_j + \zeta_{j+1}}{2}$ ,  $0 \leq i \leq 39, 0 \leq j \leq 39$  给出, 其中  $\zeta_i$  定义为<sup>[27]</sup>

$$\zeta_i = \frac{1}{2} + \frac{\tanh[a(i/40 - 0.5)]}{\tanh(a/2)}, \quad i=0, 1, 2, \dots, 39, \quad (4)$$

其中,  $a$  是一个决定网格疏密分布的常数,  $a$  越大, 两端网格尺寸越小. 本文选取  $a = 2$ . 速度空间离散采用 Newton-Cotes 数值积分结合张量积法则, 其中单向在区间  $[-4v_m, 4v_m]$  内均匀布置 101 个积分点. 时间步长  $dt$  由 CFL 数确定, 即  $dt = \text{CFL} \cdot \Delta x_{\min} / (|\mathbf{u}| + |\boldsymbol{\xi}|)_{\max}$ , 其中  $\Delta x_{\min}$  为最小网格尺寸,  $|\mathbf{u}|$  和  $|\boldsymbol{\xi}|$  分别为流体宏观速度和微观速度; CFL 设置为 0.8.

### 3 数值模拟方法

本文采用 Guo 等<sup>[37]</sup> 提出的 DUGKS 数值求解上述热蠕流动问题. 该方法不依靠 NS 方程中连续介质假设, 通过在物理、时间和速度空间上进行离散求解 Sharkhov-BGK 形式的 Boltzmann 模型方程<sup>[38,39]</sup>, 并通过守恒律准确建立了介观量与宏观量之间的联系. 特别地, 基于特征线理论来构造界面分布函数, 耦合了分子自由迁移和局部碰撞效应, 适合全尺度流域模拟.

#### 3.1 Sharkhov-BGK 模型

在 DUGKS 中, 控制方程为 Shakhov-BGK 模型形式的连续 Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla f = \Omega \equiv -\frac{1}{\tau} (f - f^S), \quad (5)$$

式中,  $f = f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, \eta, t)$  为  $D$  维空间中在时刻  $t$  具有速度  $\boldsymbol{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_D)$  和坐标  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_D)$  的粒子分布函数. 文中,  $D=2$ .  $\boldsymbol{\eta} = (\eta_{D+1}, \dots, \eta_3)$  是 3 维空间中粒子除  $\boldsymbol{\xi}$  之外的速度分量.  $\tau$  为松弛时间, 其大小与气体的宏观动力黏度  $\mu$  和压力  $p$  相关,  $\tau = \mu/p$ .  $f^S$  为 Sharkhov-BGK 平衡态分布函数.

为消除分布函数对被动变量  $\eta$  的依赖, Huang

等<sup>[40]</sup> 建议引入两个约化分布函数:

$$\begin{aligned} g(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) &= \int f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}, t) d\boldsymbol{\eta}, \\ h(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) &= \int \eta^2 f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}, t) d\boldsymbol{\eta}, \end{aligned} \quad (6)$$

进而可由 (5) 式得到  $g$  和  $h$  的演化方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla g &= \Omega_g \equiv -\frac{1}{\tau} (g - g^S), \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla h &= \Omega_h \equiv -\frac{1}{\tau} (h - h^S). \end{aligned} \quad (7)$$

这里,  $g^S$  和  $h^S$  是约化后的 Sharkhov-BGK 平衡态分布函数:

$$g^S(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = g^{\text{eq}} + g_{Pr}, \quad h^S(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = h^{\text{eq}} + h_{Pr}, \quad (8)$$

式中,

$$g^{\text{eq}} = \frac{\rho}{2\pi RT} \exp\left(-\frac{c^2}{2RT}\right), \quad h^{\text{eq}} = RT g^{\text{eq}}, \quad (9)$$

$$g_{Pr} = (1 - Pr) \frac{\mathbf{c} \cdot \mathbf{q}}{5pRT} \left(\frac{c^2}{RT} - 4\right) g^{\text{eq}},$$

$$h_{Pr} = (1 - Pr) \frac{\mathbf{c} \cdot \mathbf{q}}{5pRT} \left(\frac{c^2}{RT} - 2\right) h^{\text{eq}}, \quad (10)$$

式中,  $\rho, \mathbf{u}, T, \mathbf{q}$  分别为气体的宏观密度、速度、温度和热流密度,  $R$  为气体常数,  $Pr$  是普朗特数.  $\mathbf{c} = \boldsymbol{\xi} - \mathbf{u}$  为粒子的本征速度. 由理想气体状态方程有,  $p = \rho RT$ . 此外, 本文采用如下幂律模型描述动力黏度与温度之间的关系<sup>[41]</sup>:

$$\mu = \mu_{\text{ref}} (T/T_{\text{ref}})^\omega, \quad (11)$$

其中, 根据可变硬球模型 VHS 取  $\omega = 0.81$ ,  $\mu_{\text{ref}}$  是参考温度  $T_{\text{ref}}$  时的气体动力黏度.

#### 3.2 离散统一气体动理学格式

本节简述采用 DUGKS 离散求解约化后的 Boltzmann 模型方程. 为了方便, (7) 式记为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla \phi = \Omega \equiv -\frac{1}{\tau} (\phi - \phi^S), \quad (12)$$

其中,  $\phi = g$  或  $h$ . 分别使用中点和梯形积分法处理对流项和碰撞项, 可从时间  $t_n$  到  $t_{n+1}$  将 (11) 式在控制体  $V_j$  进行二阶有限体积离散为

$$\begin{aligned} \phi_j^{n+1}(\boldsymbol{\xi}) - \phi_j^n(\boldsymbol{\xi}) + \frac{\Delta t}{|V_j|} F^{n+\frac{1}{2}}(\boldsymbol{\xi}) \\ = \frac{\Delta t}{2} [\Omega_j^{n+1}(\boldsymbol{\xi}) + \Omega_j^n(\boldsymbol{\xi})], \end{aligned} \quad (13)$$

式中,  $j$  号单元的体积和中心分别为  $\partial|V_j|$ ,  $\mathbf{x}_j$ , 时间步长为  $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ .  $F^{n+1/2}(\boldsymbol{\xi})$  是界面通量.

其根据界面分布函数确认, 形式为

$$F^{n+1/2}(\boldsymbol{\xi}) = \int_{\partial V_j} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}) \phi(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t_{n+1/2}) dS, \quad (14)$$

其中,  $\partial V_j$  为单元  $j$  的表面,  $\mathbf{n}$  是由表面指向流体的法向单位向量.

不难发现, (13) 式给出的分布函数更新规则是隐式的. 为了构造显示格式, 这里引入一个辅助分布函数  $\tilde{\phi}$ :

$$\tilde{\phi} = \phi - \frac{\Delta t}{2} \Omega = \frac{2\tau + \Delta t}{2\tau} \phi - \frac{\Delta t}{2\tau} \phi^S, \quad (15)$$

(13) 式进而可改写为

$$\tilde{\phi}_j^{n+1} = \tilde{\phi}_j^{+,n} - \frac{\Delta t}{|V_j|} F^{n+1/2}, \quad (16)$$

此处,

$$\tilde{\phi}^+ = \phi + \frac{\Delta t}{2} \Omega = \frac{2\tau - \Delta t}{2\tau + \Delta t} \tilde{\phi} + \frac{2\Delta t}{2\tau + \Delta t} \phi^S, \quad (17)$$

在实际计算中可以迭代求解  $\tilde{\phi}$ , 而不是原始分布函数  $\phi$ .

分布函数更新的另一个关键点在于重构界面上半步长的分布函数  $\phi^{n+1/2}$ , 从而计算微观通量  $F^{n+1/2}$ . 为此在半时间步  $s = \Delta t/2$  内沿特征线对 (12) 式积分:

$$\begin{aligned} & \phi(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_n + s) + \Omega(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi}, t_n) \\ &= \frac{s}{2} [\Omega(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_n + s) + \Omega(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi}, t_n)], \end{aligned} \quad (18)$$

式中再次使用了梯形法则计算碰撞项.  $\mathbf{x}_b \in \partial V_j$  为单元  $j$  的界面中心. 值得注意的是, (18) 式由于右侧碰撞项  $\Omega(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_n + s)$  也是隐式的. 同理, 引入另一个分布函数  $\bar{\phi}$  来得到显示迭代格式:

$$\bar{\phi} = \phi - \frac{s}{2} \Omega = \frac{2\tau + s}{2\tau} \phi - \frac{s}{2\tau} \phi^S. \quad (19)$$

由此, (18) 式可改写为

$$\bar{\phi}^{n+1/2}(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}) = \bar{\phi}^{+,n}(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi}), \quad (20)$$

其中,

$$\bar{\phi}^+ = \phi + \frac{s}{2} \Omega = \frac{2\tau - s}{2\tau + s} \bar{\phi} + \frac{s}{2\tau + s} \phi^S. \quad (21)$$

在得到  $\bar{\phi}^{+,n}(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi})$  后, 就可以由 (19) 式确定分布函数  $\bar{\phi}^{n+1/2}(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi})$ , 并进一步根据界面的宏观量计算出  $\phi^{S,n+1/2}(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi})$ . 最后, 界面原始分布函数就可以得到:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_{n+1/2}) &= \frac{2\tau}{2\tau + s} \bar{\phi}(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_{n+s}) \\ &+ \frac{s}{2\tau + s} \phi^S(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_{n+s}). \end{aligned} \quad (22)$$

整数倍时间步的分布函数  $\bar{\phi}^{+,n}(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi})$  可由泰勒公式确定:

$$\bar{\phi}^+(\mathbf{x}_b - \boldsymbol{\xi}s, \boldsymbol{\xi}, t_n) = \bar{\phi}^+(\mathbf{x}_b, \boldsymbol{\xi}, t_n) - \boldsymbol{\xi}s \cdot \boldsymbol{\sigma}_b, \quad (23)$$

式中  $\boldsymbol{\sigma}_b$  为界面上  $\bar{\phi}^+$  的斜率, 而  $\bar{\phi}^+$  与辅助分布函数  $\tilde{\phi}$  有如下关系:

$$\bar{\phi}^+ = \frac{2\tau - s}{2\tau + \Delta t} \tilde{\phi} + \frac{3s}{2\tau + \Delta t} \phi^S. \quad (24)$$

此外, 分布函数更新 (14) 式中的  $\tilde{\phi}^+$  也可根据  $\bar{\phi}^+$  和  $\tilde{\phi}$  求得

$$\tilde{\phi}^+ = \frac{4}{3} \bar{\phi}^+ - \frac{1}{3} \tilde{\phi}. \quad (25)$$

接着进行速度空间离散. 本文选择 Newton-Cotes 数值积分公式, 一维时速度离散个数为  $N$  (要求  $N-1$  是 4 的整数倍), 离散速度和相应的权系数  $(\boldsymbol{\xi}_i, \omega_i)_{i=0,1,2,\dots,N-1}$ , 继而可由张量积得到二维离散速度. 这样, 宏观量就可以根据 (26) 式计算:

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{i=0}^{N-1} \omega_i \tilde{g}_i, \quad \rho u = \sum_{i=0}^{N-1} \omega_i \boldsymbol{\xi}_i \tilde{g}_i, \\ \rho E &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{N-1} \omega_i (\xi^2 \tilde{g}_i + \tilde{h}_i), \\ q &= \frac{\tau}{2\tau + \Delta t Pr} \sum_{i=0}^{N-1} \omega_i c_i (c^2 \tilde{g}_i + \tilde{h}_i), \end{aligned} \quad (26)$$

其中,  $E = u^2/2 + \varepsilon$  表示单位质量气体总能,  $\varepsilon = c_v T$  为内能,  $c_v$  为定容比热容. 恒压和恒容下的比热容分别为  $c_p = 5R/2$  和  $c_v = 3R/2$ , 则比热比  $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ . 需要注意的是, 由于碰撞项的相应速度矩为零, 故仍可根据 (26) 式利用  $\bar{\phi}$  替换  $\tilde{\phi}$  来计算界面处气体的宏观量, 除了热流  $\mathbf{q}(\mathbf{x}_b, t_{n+1/2})$  需要更改为

$$\mathbf{q} = \frac{\tau}{2\tau + s Pr} \sum_{i=0}^{N-1} \omega_i c_i (c^2 \tilde{g}_i + \tilde{h}_i). \quad (27)$$

热流密度与传热强度特征参数  $Nu$  相关:

$$Nu = \frac{Lq}{\Delta T \lambda_l}, \quad (28)$$

其中  $\lambda_l$  为气体导热系数,  $\Delta T$  为特征温差.

## 4 结果分析

### 4.1 方法验证

为验证数值方法的准确性, 本节考虑封闭方腔中由竖直壁面上温度线性分布引起的热蠕流动.

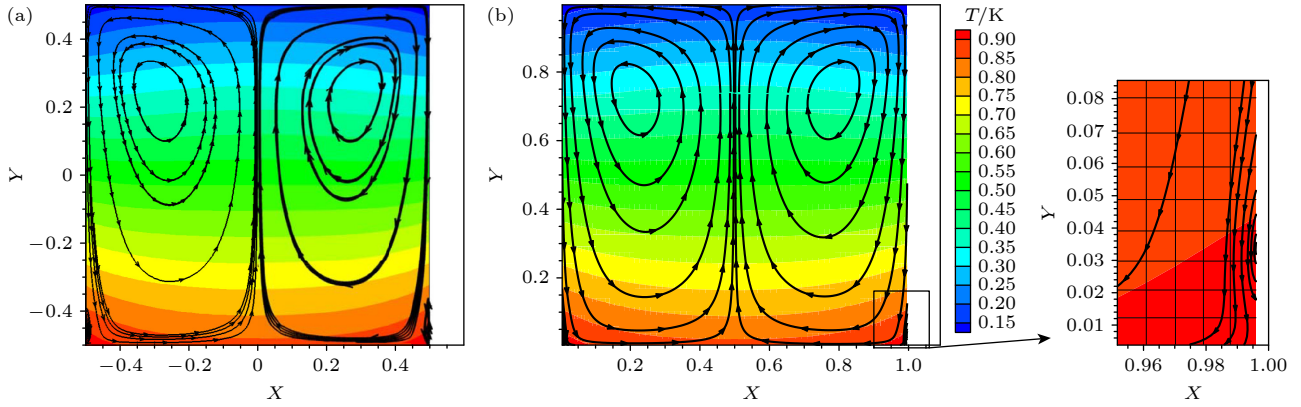


图2  $Kn = 0.1$  时的腔内温度云图和速度场流线结果对比 (a) 文献 [42] 结果; (b) 本文结果

Fig. 2. Comparison of the temperature contour and velocity field streamlines in the cavity at  $Kn = 0.1$ : (a) Results of Ref. [42]; (b) the results of this work.

为了方便对比, 根据已有文献 [42,43] 将参数设置如下: 方腔边长  $L = 1$  m; 上、下壁面温度之比为  $T_c/T_h = 0.1$ ; 竖直侧壁温度与坐标  $y$  有关,  $T(y) = T_h - y(T_h - T_c)$ , 其中  $0 \leq y \leq 1$ ; 所有壁面均为 Maxwell 漫反射边界; 根据参考温度  $T_{ref} = T_h$  的克努森数  $Kn = 0.1$ ; 黏度-温度关系中根据硬球模型 HS 取  $\omega = 0.5$ . 物理空间离散使用  $70 \times 70$  的正交非均匀网格, CFL 数设置为 0.8, 速度空间采用  $57 \times 57$  的均匀离散点集.

图2给出了稳态时方腔内温度云图和速度场流线. 从中可以发现, 竖直壁面上端温度低、下端温度高, 气体对壁面施加向上的作用力, 壁面对流体的反作用力向下, 从而导致气体在竖直壁面附近从上往下流动. 同时, 由于水平壁面的阻碍, 气体到达下壁面后将逐渐向上偏转, 最终在腔内形成两

股大的回流区. 此外, 等温线及流线均关于腔体垂直中心线对称. 特别地, 除腔体中心部分的大涡旋外, 方腔左、右底角处出现了二级小涡. 上述定性现象与文献 [42,43] 报道的结果相一致. 图3进一步给出了通过左侧一级主涡中心的水平和竖直线上的无量纲速度分布, 可发现本文结果和 Zhu 等 [42] 的结果吻合良好.

## 4.2 变温频率的影响

本节研究不同  $St$  下方腔内气体流动与传热特性的变化. 此时固定稀薄参数  $Kn = 1$ 、振幅  $A_h = 0.5$ . 图4展示了  $t = 0$  时刻不同频率下方腔内的温度场和热流线. 可以看出, 温度场与热流线沿方腔中心线对称. 热流线由高温指向低温, 即常规傅里叶传热现象, 没有出现平板驱动时的反傅里叶热传递 [25–28]. 此外, 随着  $St$  增大, 气体  $T$  减小, 等温线弯曲程度减弱, 并有与变温的上下壁面呈平行的趋势, 而热流线由弯曲状态逐渐趋于竖直状态. 这是由于当  $St$  增大时, 上下壁面  $T$  到达最大值所需的时间减小, 热量传递时间缩减导致气体获得热量变少,  $T$  提升较小. 由于温度传播存在延时现象,  $St$  越大温度延时传播越突出. 当  $St < 5$  时, 热流线从上下壁面指向左右壁面. 当  $St = 5$  时, 左右壁面中心处附近的热流线出现反向现象, 表现为从壁面指向方腔内部. 这是因为热量未能及时传递到方腔中心, 气体温度还停留在上半周期的低温状态.

图5给出了  $t = 0$  时刻不同  $St$  情况下水平和竖直中心线上的温度  $T$  分布. 如图5所示, 竖直和水平中心线上  $T$  都关于方腔中心对称. 整体来说, 前者  $T$  中间低, 两侧高; 后者  $T$  中间高, 两侧低.

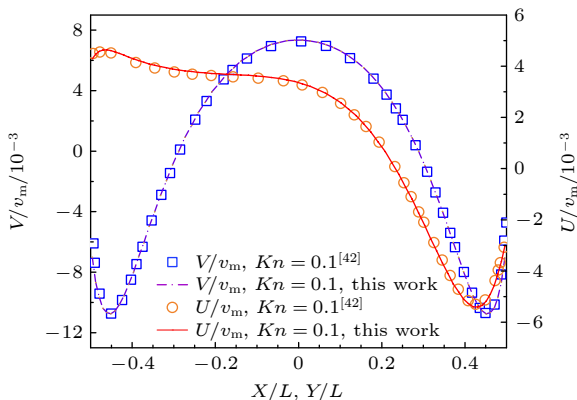


图3 通过左侧一级主涡中心的水平和竖直线上的  $U$  和  $V$  速度分布

Fig. 3.  $U$  and  $V$  velocity distribution in horizontal and vertical lines through the center of the primary vortex on the left.

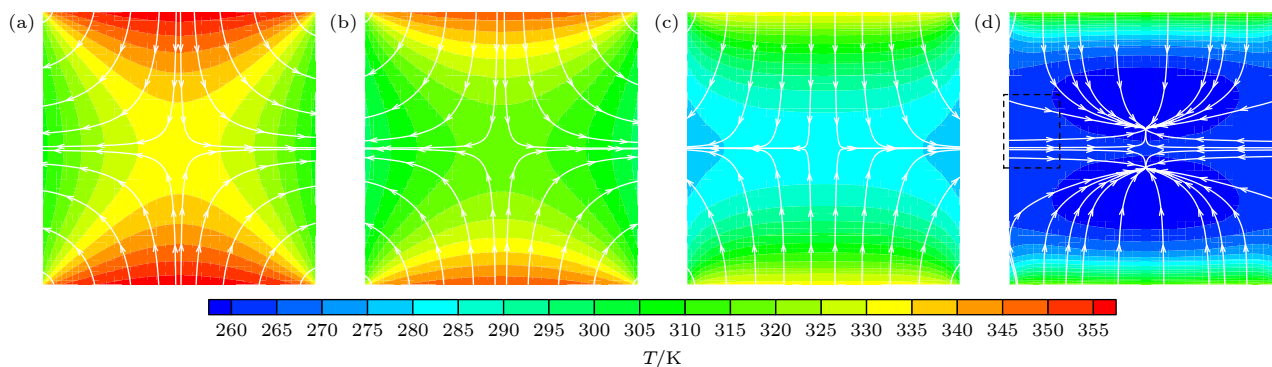


图4  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$ ,  $t = 0$  时, 不同  $St$  下方腔内温度场和热流线 (a)  $St = 0.5$ ; (b)  $St = 1.0$ ; (c)  $St = 2.0$ ; (d)  $St = 5.0$

Fig. 4. Temperature field and thermal flow lines in different cavities under different  $St$  when  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$  and  $t = 0$ : (a)  $St = 0.5$ ; (b)  $St = 1.0$ ; (c)  $St = 2.0$ ; (d)  $St = 5.0$ .

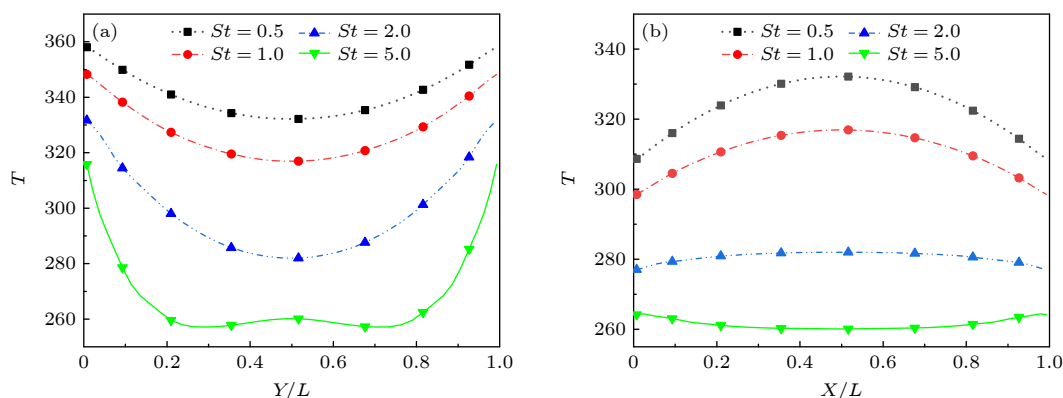


图5  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$ ,  $t = 0$  时不同频率  $St$  下中心线上的温度分布 (a) 竖直中心线  $X/L = 0.5$ ; (b): 水平中心线  $Y/L = 0.5$

Fig. 5. Temperature distribution on the centerline at different frequencies  $St$  when  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$  and  $t = 0$ : (a) Vertical centerline  $X/L = 0.5$ ; (b) horizontal centerline  $Y/L = 0.5$ .

结合图4不难看出, 非中心的竖直和水平线上  $T$  分布也呈现出该趋势. 当  $St$  变大时, 竖直中心线上  $T$  降低, 且随  $St$  非线性变化. 同样, 水平中心线上  $T$  随  $St$  增大而减小. 特别地, 端点处流体与壁面的  $T$  不一致, 表明出现温度跳跃. 对于上下壁面中心, 温度跳跃现象随  $St$  增大而越显著, 且流体温度始终低于壁面温度; 而左右壁面中心处流体温度随  $St$  增大逐渐减小到低于壁面温度. 上述结果均是由于热量传递的迟滞效应造成的. 特别地, 当  $St = 5.0$  时, 竖直中心线中点处  $T$  略高于其附近温度, 水平中心线  $T$  则出现了中间低两端高的相反情形, 这一现象与图4中热量呈现四周向内传输的状态相符.

在本文边界条件下, 方腔内流场结构呈上下、左右对称, 如图6中给出的  $t = 0$  时刻不同  $St$  下速度场和流线所示. 可以看出, 方腔中心、左右壁面中心附近以及上下壁面处速度较小. 随着  $St$  增大, 腔内流体速度变大, 整体流动呈增强趋势, 但

是水平方向流动逐渐减弱, 这可能是由于周期变短时气体需要更快回到初始状态, 使得流动速度加快. 当  $St = 0.5$  时, 气体的温差梯度较小, 热蠕运动较为平缓. 竖直中心线上壁面附近和水平中心线上中心处的气体  $T$  较高, 运动分别表现为由上下壁面流向方腔中心以及方腔中心流向左右壁面. 这样导致流体在  $1/4$  腔内循环而出现涡流. 当  $1 \leq St \leq 2$  时, 流线从方腔中心指向四周壁面. 这是因为上下壁面  $T$  较大, 而方腔中心处气体  $T$  较低, 稀薄气体的热膨胀效应造成气体由冷向热流动. 当  $St = 5.0$  时, 上下壁面附近气体  $T$  提升较慢, 腔内气体呈现温度分层现象, 流动表现为由上下壁面流向方腔中心.

为进一步分析  $St$  对腔内流动传热强度的影响, 图7给出了  $t = 0$  时壁面处气体温度  $T$ 、努塞尔数  $Nu$  和速度  $U$  的分布. 由于壁面满足不穿透条件,  $U$  为流体平行于壁面方向的速度.  $l$  为以左壁面下角点为起点、顺时针沿左壁面向上壁面移动的

距离. 不难发现,  $T$ ,  $Nu$  和  $U$  均与壁面中心呈对称或反对称分布. 左壁面中心处  $T$  取极小值,  $Nu$  与之相反. 对于上壁面, 最大  $T$  出现在中心处,  $Nu$  分布特征与  $T$  基本相同. 此外, 壁面中心处  $U$  为 0, 中心两侧壁面各有一个极值, 这是由于  $U$  对称分布所致. 随着  $St$  的提高, 壁面处  $T$  单调递减,  $Nu$  和  $U$  则单调递增, 虽然热振荡加快时滑移速度增大, 但方腔中的热流线从弯曲趋于竖直, 温度分布变得平缓, 温差变小使得换热强度减小. 特别地, 当  $St = 5.0$  时, 左壁面中点附近  $Nu$  由负值转变为

正值, 即传热表现为由左向右传递, 这与图 4(d) 中所展示的温度云图对应. 上壁面中心处  $T$  由最小变为最大;  $U$  会由负变正且急剧增大, 这是延时现象的表现.

从图 7 中发现壁面中点附近参数随  $St$  有明显变化, 故进一步研究壁面中点处参数随  $St$  的变化情况. 图 8 展示了不同  $St$  和  $Kn$  下, 左、上壁面中点温度  $T_{cy}$ 、 $T_{cx}$ 、左壁面中点努塞尔数  $Nu_{cy}$  和左下半壁面平均速度  $\bar{U}_{zx}$ . 从图 8(a)–(c) 可以发现, 当  $St$  增大时,  $T_{cy}$  和  $T_{cx}$  减小,  $Nu_{cy}$  则反之, 且均随

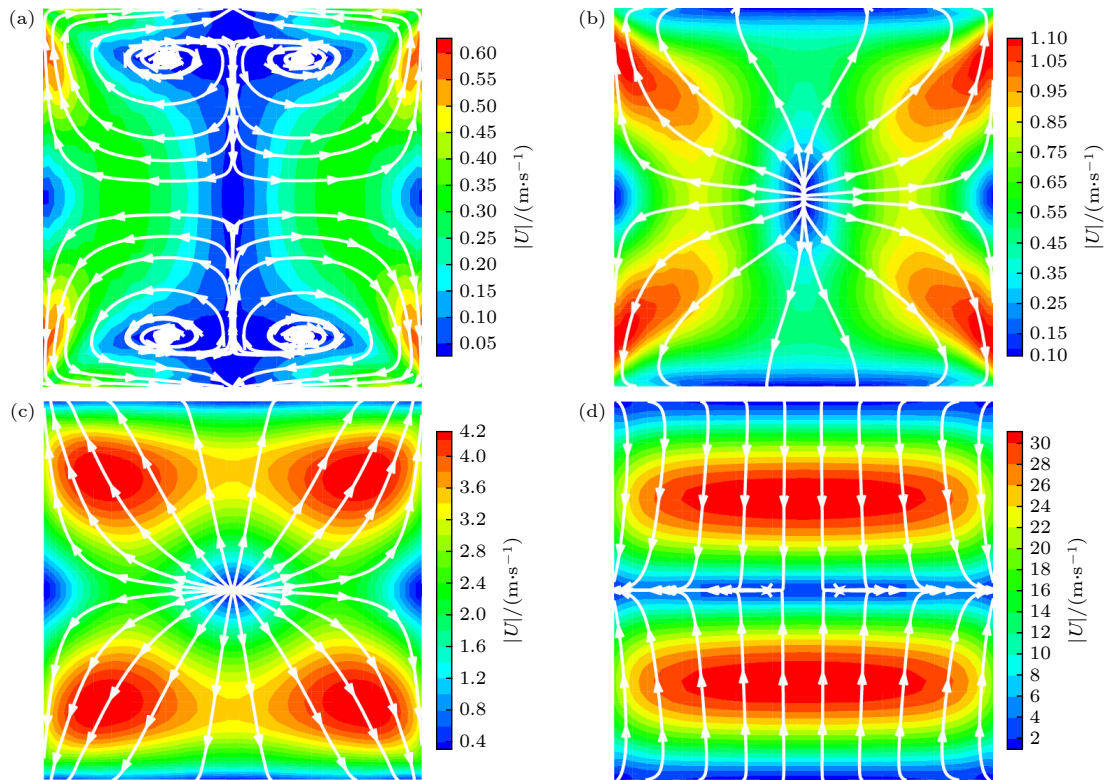


图 6  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$ ,  $t = 0$  时不同频率  $St$  下方腔内速度云图和流线 (a)  $St = 0.5$ ; (b)  $St = 1.0$ ; (c)  $St = 2.0$ ; (d)  $St = 5.0$

Fig. 6. Intracavity velocity contours and streamlines below  $St$  at different frequencies when  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$  and  $t = 0$ : (a)  $St = 0.5$ ; (b)  $St = 1.0$ ; (c)  $St = 2.0$ ; (d)  $St = 5.0$ .

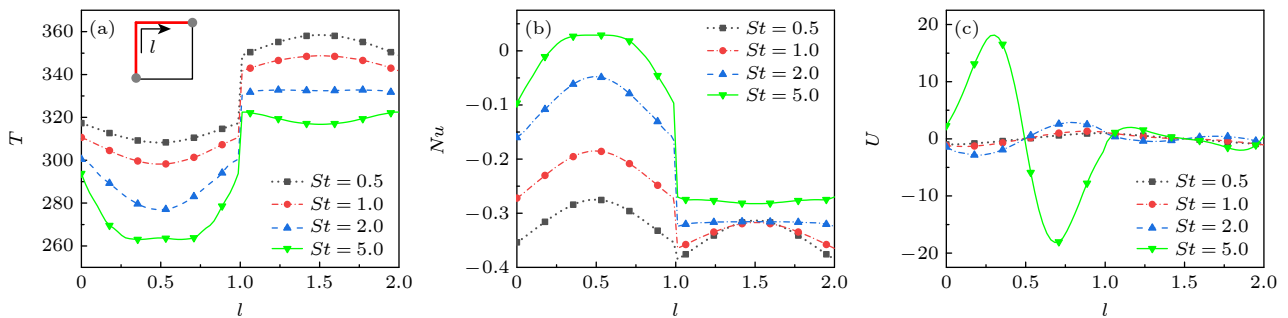


图 7  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$ ,  $t = 0$  时不同  $St$  时左、上壁面处气体温度  $T$ 、努塞尔数  $Nu$  和速度  $U$  分布

Fig. 7. Distributions of gas temperature  $T$ , Nusselt number  $Nu$  and velocity  $U$  on the left and upper walls at different  $St$  when  $Kn = 1$ ,  $A_h = 0.5$  and  $t = 0$ .

$St$  非线性变化, 其中温度的变化与图 5 中分析的结果相符. 固定  $St$  时, 增大  $Kn$  均会减小  $T_{cx}$  和  $Nu_{cy}$ , 这是由于气体变稀薄其传热能力变小所致. 特别地, 当  $Kn = 0.01$  时, 气体在接近连续流区域的传热能力较强, 气体受热量传递的迟滞效应影响较小, 致使  $T_{cy}$  受  $St$  的影响不大, 且  $Nu_{cy}$  随  $St$  的变化转为先减小到 21.65 附近, 再急剧升高. 在图 8(d) 可以看出, 随着  $St$  的提高,  $\bar{U}_{zx}$  先略微降低, 随后在  $St > 2$  之后急剧猛增. 当固定  $St$  时, 增大  $Kn$  会增大  $\bar{U}_{zx}$ , 这是由于气体变稀薄后, 热蠕流动增强所致.

方腔内部气体与壁面间的传热强度可以用  $Nu$  来衡量. 图 9 给出不同  $St$  的左、下壁面平均努塞尔数  $\bar{Nu}$  随时间  $t$  的历程及  $\bar{Nu}$  的极差  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$ . 从图 9 可以看出, 在不同的  $St$  下,  $\bar{Nu}$  的极小值均在同一时刻出现, 此刻腔内气体与壁面的换热能力最强, 且一个周期内只出现一次. 特别地, 下壁面  $\bar{Nu}$  的极小值均在 -0.3 附近. 当  $St$  增大时, 下壁面  $\bar{Nu}$  的峰值变大, 左壁面则反之, 这是热量传递迟滞效应的表现. 随着  $St$  增加下壁面  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  单调

递增, 左壁面则相反. 固定  $St$  时, 随着  $Kn$  增大, 左、下壁面的  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  单调递减, 且当  $Kn$  增大到 10 时,  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  几乎为 0, 这是因为气体之间的传热是由气体分子之间碰撞传递的,  $Kn$  增大时, 气体之间的碰撞频率降低, 换热能力下降造成的.

### 4.3 变温振幅的影响

本节研究不同变温振幅  $A_h$  影响下方腔内气体流动与传热特性. 此时方腔内稀薄参数和变温频率分别固定为  $Kn = 1$  和  $St = 1.0$ . 图 10 展示了变温振幅  $A_h = 0.2$ ,  $t = 0$  时方腔内温度场和热流线、速度场和流线的分布. 可以看出, 温度场与热流线、速度场与流线均沿方腔中心线对称. 与图 4 和图 6 的现象相似, 热流线由高温指向低温, 流线从方腔中心指向四周壁面. 方腔中心、左右壁面中心附近以及上下壁面处速度较小, 这是由于该处温差梯度较小使得热蠕流动较弱导致的. 由于  $A_h$  增大时, 腔内  $T$  和  $U$  均增大, 但是其结构基本不变, 因此这里仅给出  $A_h = 0.2$  时的情形.

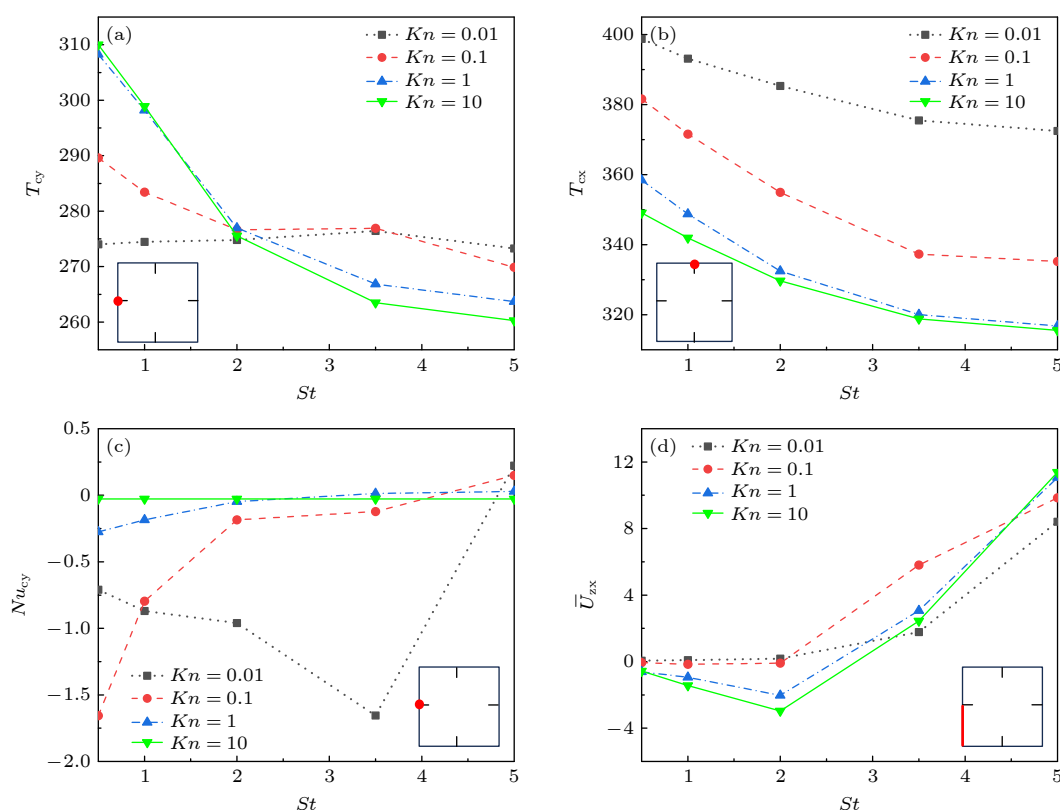


图 8  $A_h = 0.5$ ,  $t = 0$  时不同参数在不同  $St$  和  $Kn$  下的变化 (a) 左壁面中点温度  $T_{cy}$ ; (b) 上壁面中点温度  $T_{cx}$ ; (c) 左壁面中点努塞尔数  $Nu_{cy}$ ; (d) 左壁面下半部分平均速度  $\bar{U}_{zx}$

Fig. 8. Variations of different parameters under different  $St$  and  $Kn$  when  $A_h = 0.5$  and  $t = 0$ : (a) Temperature of the midpoint of the left wall  $T_{cy}$ ; (b) temperature of the midpoint of the upper wall  $T_{cx}$ ; (c) Nusselt number of the midpoint of the left wall  $Nu_{cy}$ ; (d) the average velocity of the lower half of the left wall  $\bar{U}_{zx}$ .

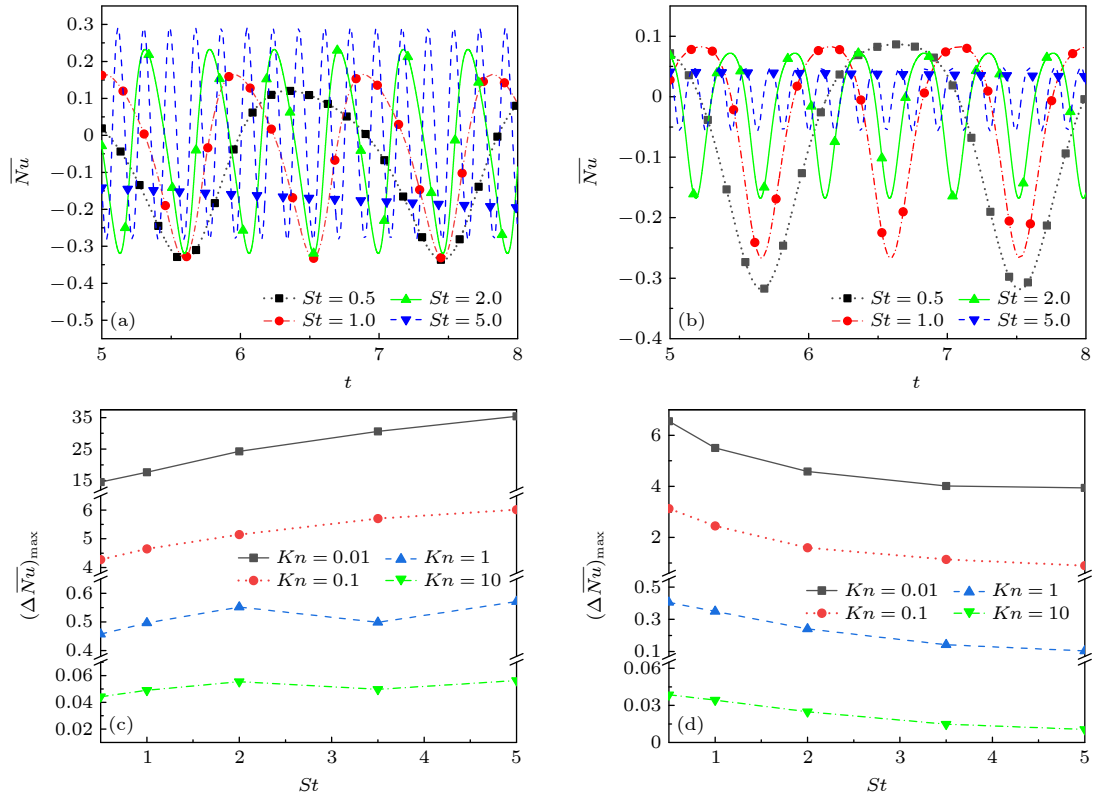


图9 不同  $St$  和  $Kn$  下, 壁面平均努塞尔数  $\overline{Nu}$  的时间历程及  $\overline{Nu}$  的极差  $(\Delta \overline{Nu})_{\max}$  (a), (c)  $Y=0$ , 下壁面; (b), (d)  $X=0$ , 左壁面

Fig. 9. The time history of the average Nusselt number  $\overline{Nu}$  and the range  $(\Delta \overline{Nu})_{\max}$  of  $\overline{Nu}$  on the wall under different  $St$  and  $Kn$ : (a), (c) Lower wall surface,  $Y=0$ ; (b), (d) left wall,  $X=0$ .

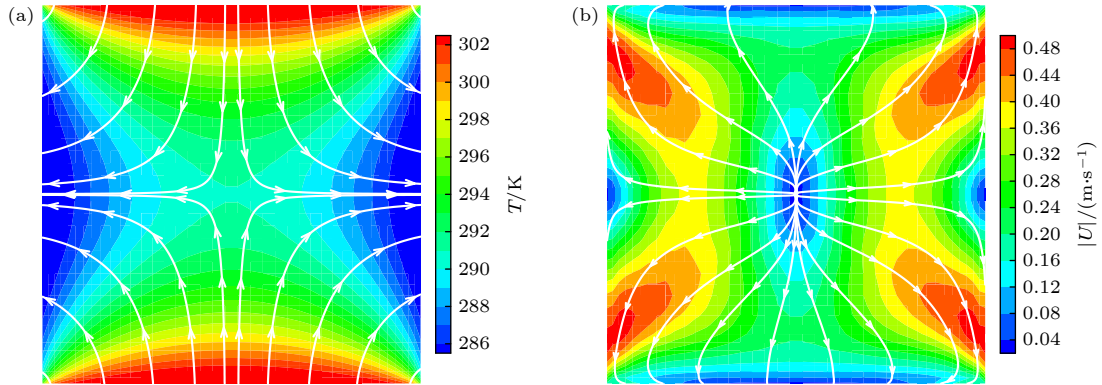


图10  $A_h = 0.2$ ,  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$ ,  $t = 0$  时方腔内的温度场和热流线 (a)、速度场和流线 (b)

Fig. 10. Temperature field and thermal streamlines (a), velocity field and streamlines (b) in a square cavity at  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$ ,  $A_h = 0.2$  and  $t = 0$ .

图11给出了  $t = 0$  时刻不同  $A_h$  下竖直和水平中心线上的温度分布. 如图所示, 竖直和水平中心线上  $T$  都关于方腔中心对称. 前者  $T$  中间低, 两边高, 后者  $T$  中间高, 两侧低. 随着  $A_h$  的提高, 中心线上  $T$  均单调递增, 且温度梯度变大. 特别地, 端点处气体与壁面  $T$  不一致, 表现出温度跳跃. 上下壁面中心的流体温度始终低于壁面温度, 左右壁

面则相反, 这是热量传递迟滞效应的表现. 图12给出了  $t = 0$  时不同振幅  $A_h$  的壁面处气体温度  $T$ 、努塞尔数  $Nu$  和速度  $U$  的分布. 可以看出,  $T$ ,  $Nu$  和  $U$  均与壁面中心呈对称或反对称分布. 左壁面中心处  $T$  有极小值, 上壁面  $T$  为极大值.  $Nu$  极大值均出现在壁面中心处, 这是因为在壁面中心附近气体滑移速度较小, 热运动减弱使得换热能力下

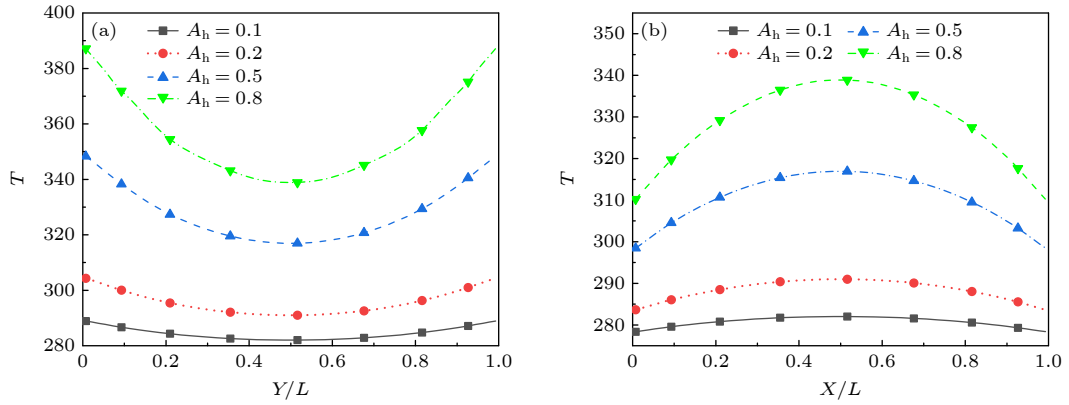

 图 11  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$ ,  $t = 0$  时不同振幅  $A_h$  的中心线上温度分布 (a) 竖直中心线  $X/L = 0.5$ ; (b) 水平中心线  $Y/L = 0.5$ 

Fig. 11. Temperature distribution on the centerline of  $A_h$  with different amplitudes when  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$  and  $t = 0$ : (a) Vertical centerline  $X/L = 0.5$ ; (b) horizontal centerline  $Y/L = 0.5$ .

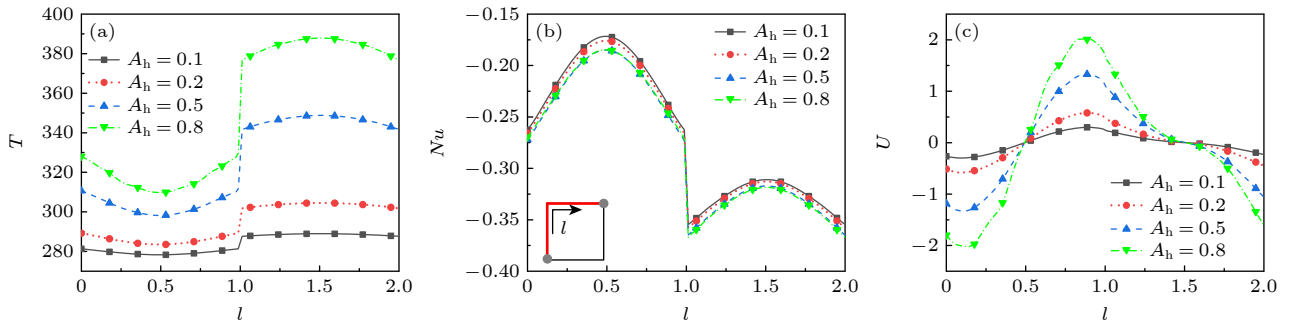

 图 12  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$ ,  $t = 0$  时不同  $A_h$  时左、上壁面处气体温度  $T$ , 努塞尔数  $Nu$  和速度  $U$  分布

Fig. 12. Distribution of gas temperature  $T$ , Nusselt number  $Nu$  and velocity  $U$  on the left and upper wall surfaces at different  $A_h$  when  $Kn = 1$ ,  $St = 1.0$  and  $t = 0$ .

降. 速度最值出现在左壁面距中点约  $3/5$  处, 壁面中心处速度均为 0. 随着  $A_h$  的提高, 壁面附近气体  $T$  和  $U$  单调递增, 而  $Nu$  有所减小.

图 13 展示了不同  $A_h$  和  $Kn$  下, 左、上壁面中点温度  $T_{cy}$ 、 $T_{cx}$ 、左壁面中点努塞尔数  $Nu_{cy}$  和左下半壁面平局速度  $\bar{U}_{zx}$ . 从图 13 中可以看出, 当  $A_h$  增大时,  $T_{cy}$  和  $T_{cx}$  呈现出线性递增,  $\bar{U}_{zx}$  和  $Nu_{cy}$  则与之相反. 固定  $St$  时, 增加  $Kn$  会增大  $T_{cy}$  和  $\bar{U}_{zx}$  并且减小  $T_{cx}$  和  $Nu_{cy}$ . 这是由于  $Kn$  变大时, 气体变稀薄使得自身传热能力下降, 故  $Nu_{cy}$  减小, 上壁面中点处气体传递热量的减小使其温度变低;  $Kn$  增大的同时, 气体的热蠕流动增强, 壁面处气体滑移速度增大, 由上、下壁面捕捉又释放出来的气体分子能够快速地传递到左壁面, 致使  $T_{cy}$  提高. 特别地, 当  $Kn = 10$  时,  $A_h$  超过一定值后  $T_{cy}$  的增大速率变小. 这里进一步给出了  $A_h = 0.6, 0.7$  和  $0.8$  时的结果. 可以看到, 随着  $A_h$  的增大  $T_{cy}$  先增大后减小, 并在  $A_h = 0.7$  附近出现极值. 为了解释这一现象, 图 14 中展示了相应的腔内温度场和

流线. 壁面温变振幅  $A_h$  增大使得腔内气体温度增大. 但是同时, 水平壁面和垂直壁面间的温差增大、热蠕流动增强, 加之当  $Kn = 10$  时壁面滑移速度增大, 使得来自上、下壁面的高温气体被迅速带走, 而来自上半周期的低温气体开始集中于壁面中点处. 最终, 热蠕流与滑移流增强导致流体温度降低要更显著, 使得左壁面中点温度开始降低.

为了清楚地展示方腔内传热强度的变化, 图 15 给出了不同频率时左、下壁面平均努塞尔数  $\bar{Nu}$  的时间历程及  $\bar{Nu}$  的极差  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$ . 不难看出, 在不同的  $A_h$  下,  $\bar{Nu}$  的极值均在同一时刻出现. 随着  $A_h$  的提高, 同一时刻的  $\bar{Nu}$  变化甚微, 只有下壁面  $\bar{Nu}$  的极值略有减小, 这是因为振幅的提高使温差梯度和换热量呈倍数的提高, 但是方腔内的热流线和流线结构不发生改变, 气体在同样的换热形式下热对流强度理应相同. 从  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  随  $A_h$  的变化中也能发现, 随着  $A_h$  的改变  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  仅有微小的变化, 最大不超过 5%, 可见  $A_h$  与  $\bar{Nu}$  没有一般依赖关系. 固定  $A_h$  时, 随着  $Kn$  增大,  $(\Delta \bar{Nu})_{\max}$  单调递减.

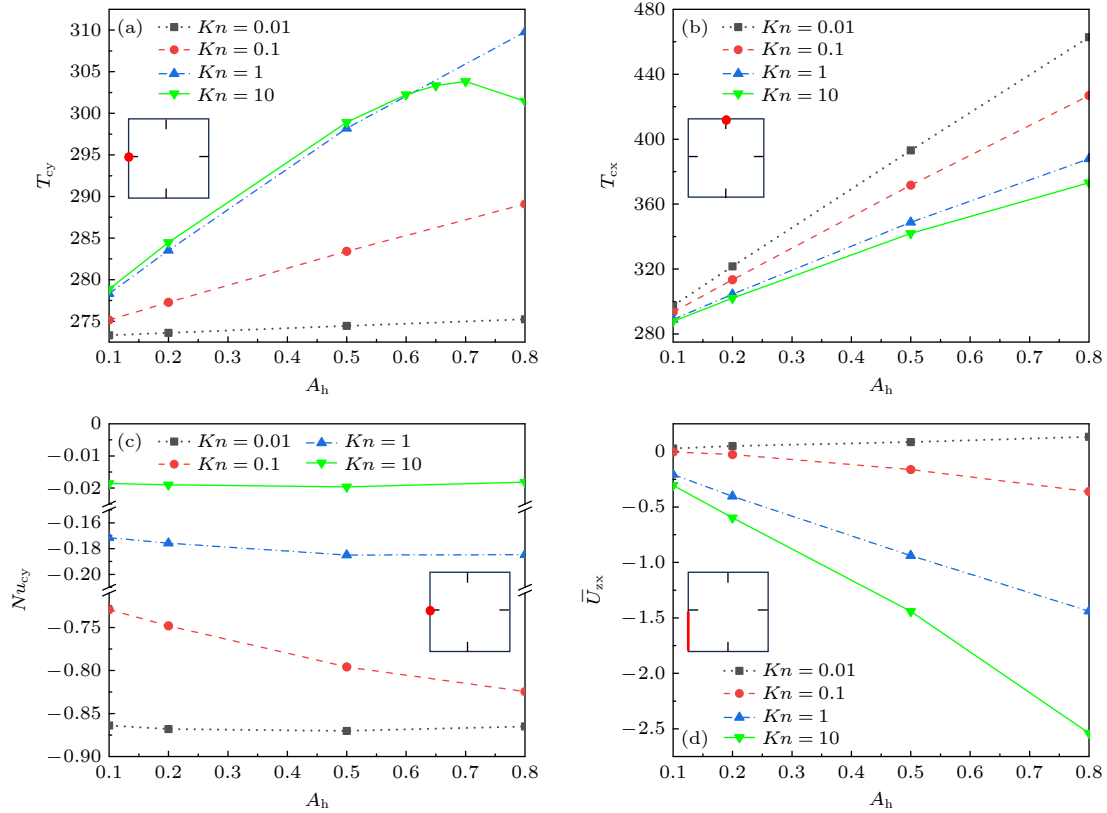


图 13  $St = 1.0$ ,  $t = 0$  时, 不同参数在不同  $A_h$  和  $Kn$  下的变化 (a) 左壁面中点温度  $T_{cy}$ ; (b) 上壁面中点温度  $T_{cx}$ ; (c) 左壁面中点努塞尔数  $Nu_{cy}$ ; (d) 左下半壁面平均速度  $\bar{U}_{zx}$

Fig. 13. Variations of different parameters under different  $A_h$  and  $Kn$  when  $St = 1.0$  and  $t = 0$ : (a) The midpoint temperature of the left wall  $T_{cy}$ ; (b) temperature of the midpoint of the upper wall  $T_{cx}$ ; (c) Nusselt number of the left wall midpoint  $Nu_{cy}$ ; (d) the average velocity of the lower left half of the wall  $\bar{U}_{zx}$ .

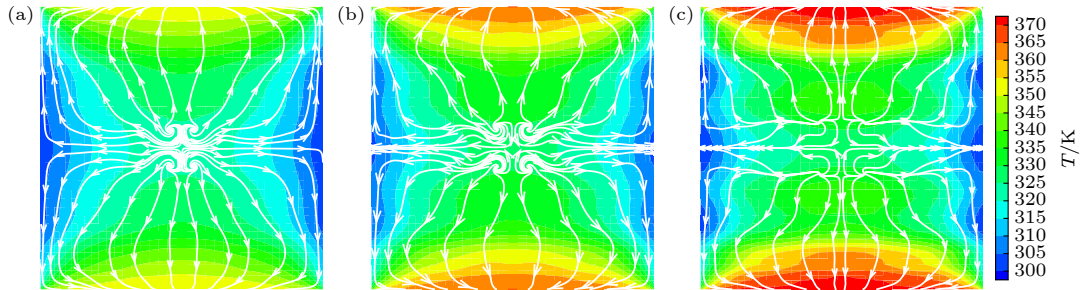


图 14  $Kn = 10$ ,  $St = 1.0$ ,  $t = 0$  时, 不同  $A_h$  下方腔内温度云图和流线 (a)  $A_h = 0.6$ ; (b)  $A_h = 0.7$ ; (c)  $A_h = 0.8$

Fig. 14. Temperature cloud maps and streamlines in the cavity with different  $A_h$  values at  $Kn = 10$ ,  $St = 1.0$ , and  $t = 0$ : (a)  $A_h = 0.6$ ; (b)  $A_h = 0.7$ ; (c)  $A_h = 0.8$ .

特别地, 当  $Kn = 10$  时,  $\Delta Nu_{\max}$  几乎为 0, 这是因为在自由分子流域, 气体分子之间接触频率较小, 热量难以依靠碰撞传递.

## 5 结 论

本文采用 DUGKS 方法对变温壁驱动方腔内热蠕流动过程进行了数值模拟, 探讨了变温频率和变温振幅改变对不同稀薄程度气体的流动传热特

性的影响, 得出如下结论.

1) 壁面温度周期变化时, 方腔内气体流动与传热特性也随之呈现周期性变化. 但是与运动壁面驱动情况相比, 在本文研究的参数范围内未观察到反傅里叶传热现象.

2) 在振荡壁温的驱动下, 方腔内的温度场存在迟滞变化现象. 增加  $St$  将使迟滞现象更突出, 温度跳跃越大. 由于热流线表现为由热壁面流向冷壁面即常规傅里叶传热, 壁面上的温度变化与中心线

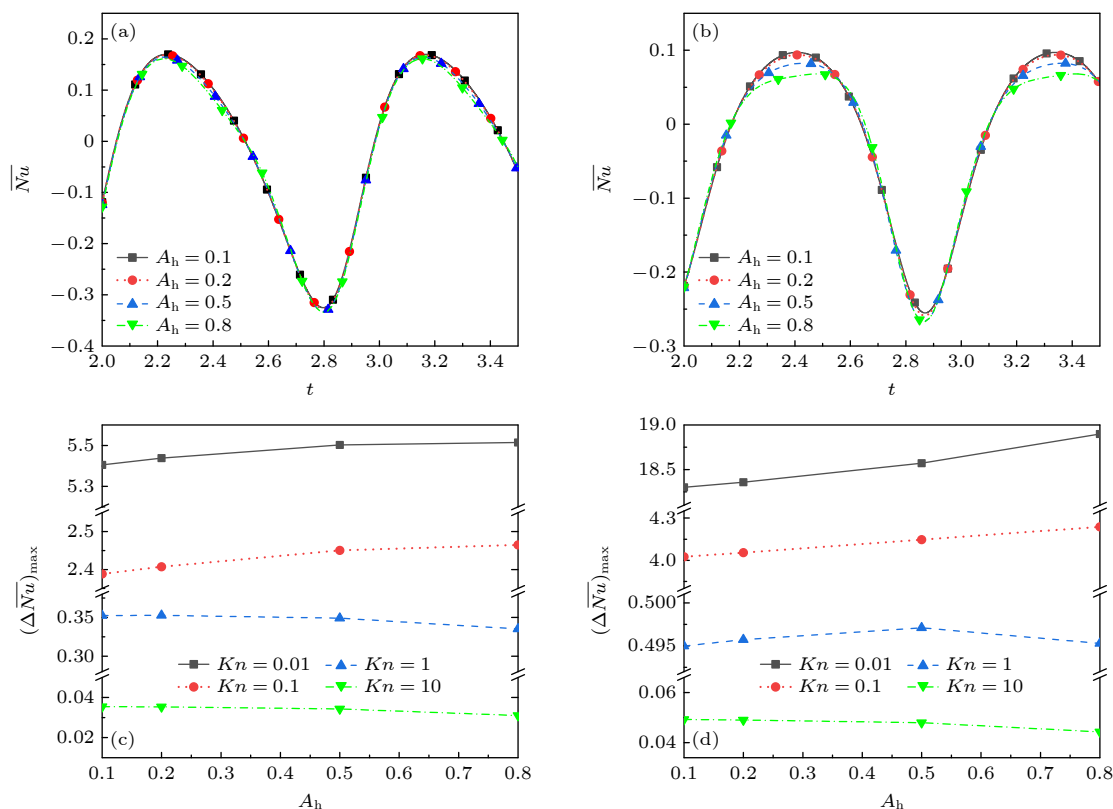


图 15  $St = 1.0$  时不同  $A_h$  和  $Kn$  下, 壁面平均努塞尔数  $\overline{Nu}$  的时间历程及  $\overline{Nu}$  的极差  $(\Delta \overline{Nu})_{\max}$  (a), (c)  $X = 0$ , 左壁面; (b), (d)  $Y = 0$ , 下壁面

Fig. 15. The time history of the average Nusselt number  $\overline{Nu}$  and the range  $(\Delta \overline{Nu})_{\max}$  of  $\overline{Nu}$  on the wall under different  $A_h$  and  $Kn$  when  $St = 1.0$ : (a), (c) Left wall,  $X = 0$ ; (b), (d) lower wall surface,  $Y = 0$ .

上温度变化相一致, 竖直壁为中间低两边高, 水平壁则与之相反。

3) 通过提高振荡频率可以减弱壁面上的热对流强度, 且热流线从弯曲趋于竖直。特别地, 当  $St = 5$  时方腔中心温度停留在上一周期的低温状态中, 左右壁面中点附近热流线出现反向现象, 表现为从壁面指向方腔内部。

4)  $St$  较小时, 腔内流动较为平缓, 且流动出现涡状结构。随着  $St$  的增大, 方腔内的热蠕流动增强, 且壁面上的滑移速度增大, 但是由于迟滞现象使等温线趋于水平, 导致流动趋于平缓, 逐渐变为由上下壁面流向方腔中心。

5) 增大  $A_h$  可增强方腔内热蠕流动强度, 但是  $A_h$  的改变基本不影响方腔内的流场结构。随着  $A_h$  增大, 腔内气体温度升高, 壁面附近温度跳跃现象越突出, 且  $Nu$  存在小幅减小。

## 参考文献

[1] Shen Q 2006 *Adv. Mech.* **36** 142 (in Chinese) [沈青 2006 力学

进展 **36** 142]

- [2] Frangi A, Frezzotti A, Lorenzani S 2007 *Comput. Struct.* **85** 810
- [3] Mei T, Chen Z X, Yang L, Zhu H M, Miao R C 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 224701 (in Chinese) [梅涛, 陈占秀, 杨历, 朱洪漫, 苗瑞灿 2020 物理学报 **69** 224701]
- [4] Ramadan K M, Qisieh O, Tlili I 2022 *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C* **236** 5033
- [5] Mousivand M, Roohi E 2022 *Phys. Fluids* **34** 052002
- [6] Lan J, Xie J, Ye J, Peng W Z, Jiao X Y 2022 *Int. J. Hydrogen Energy* **47** 19206
- [7] Han F, Wang X W, Zhang W Q, Zhang S W, Zhang Z J 2023 *J. Vac. Sci. Technol.* **43** 238 (in Chinese) [韩峰, 王晓伟, 张文青, 张世伟, 张志军 2023 真空科学与技术学报 **43** 238]
- [8] Wang X W, Zhang Z J, Zhang W Q, Su T Y, Zhang S W 2020 *Vac. Cryogen* **26** 73 (in Chinese) [王晓伟, 张志军, 张文青, 苏天一, 张世伟 2020 真空与低温 **26** 73]
- [9] Wu L, Zhang Y H, Li Z H 2017 *Sci. Sin. phys. Mech. As.* **47** 070004
- [10] Tsimpoukis A, Vasileiadis N, Tatsios G, Valougeorgis D 2019 *Phys. Fluids* **31** 067108
- [11] Taassob A, Kamali R, Bordbar A 2018 *Vacuum* **151** 197
- [12] Nabapure D 2021 *J. Comput. Sci. Neth.* **49** 101276.
- [13] Wu L, Reese J M, Zhang Y 2014 *J. Fluid Mech.* **748** 350
- [14] Ogata Y, Kawaguchi T 2011 *J. Fluid Sci. Technol.* **6** 215
- [15] Palharini R C, Scanlon T J, White C 2018 *Comput. Fluids* **165** 173
- [16] Yang W Q, Tang S, Yang H 2019 *Appl. Sci.* **9** 2733
- [17] Shan X D, Wang M R 2013 *J. Eng. Thermophys.* **34** 2159 (in

- Chinese) [单小东, 王沫然 2013 *工程热物理学报* **34** 2159]
- [18] Zhang S, Fang S Z, Xu Y 2021 *J. Propul. Technol.* **42** 2002 (in Chinese) [张帅, 方蜀州, 许阳 2021 *推进技术* **42** 2002]
- [19] Zhang J, Yao S Q, Fei F, Ghalambaz M, Wen D S 2020 *Phys. Fluids* **32** 102001
- [20] Moghadam E Y, Roohi E, Esfahani J A 2014 *Vacuum* **109** 333
- [21] Yamaguchi H, Perrier P, Ho M T, Méolans J G, Niimi T, Graur I 2016 *J. Fluid Mech.* **795** 690
- [22] Barbera E, Brini F 2018 *Europhys. Lett.* **120** 34001
- [23] Akhlaghi H, Roohi E, Stefanov S 2018 *Sci. Rep.* **8** 13533
- [24] Han Y L 2010 *Fluid Dyn. Res.* **42** 045505
- [25] Zhu M B, Roohi E, Ebrahimi A 2023 *Phys. Fluids* **35** 052012
- [26] Roohi E, Shahabi V, Bagherzadeh A 2018 *Int. J. Therm. Sci.* **125** 381
- [27] Wang P, Zhu L H, Su W, Wu L, Zhang Y H 2018 *Phys. Rev. E* **97** 043103
- [28] Zhu L H, Guo Z L, Xu K 2016 *Comput. Fluids* **127** 211
- [29] Wang X W, Su T Y, Zhang W Q, Zhang Z J, Zhang S W 2020 *Microsyst. Nanoeng.* **6** 26
- [30] Zhang B H, Zheng L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 164401 (in Chinese) [张贝豪, 郑林 2020 *物理学报* **69** 164401]
- [31] Ou Y, Qu F, Wang G Y, Nie M Y, Li Z G, Ou W, Xie C Q 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 023512
- [32] Wan Q K, Zhang Y, Guo Z L 2023 *Chinese J. Comput. Phys.* **40** 653 (in Chinese) [万启坤, 张月, 郭照立 2023 *计算物理* **40** 653]
- [33] Kalempe D, Sharipov F, Silva J C 2019 *Vacuum* **159** 82
- [34] Bargatin I, Kozinsky I, Roukes M L 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 093116
- [35] Ilic B, Yang Y, Aubin K, Reichenbach R, Krylov S, Craighead H G 2005 *Nano Lett.* **5** 925
- [36] Juvé V, Crut A, Maioli P, Pellarin M, Broyer M, Del Fatti N, Vallée F 2010 *Nano Lett.* **10** 1853
- [37] Guo Z L, Wang R J, Xu K 2015 *Phys. Rev. E* **91** 033313
- [38] Sun X M, Yao Z H, Yang J L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1942 (in Chinese) [孙喜明, 姚朝晖, 杨京龙 2002 *物理学报* **51** 1942]
- [39] Sun J K, Lin C D, Su X L, Tan Z C, Chen Y L, Ming P J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 110504 (in Chinese) [孙佳坤, 林传栋, 苏咸利, 谭志城, 陈亚楼, 明平剑 2024 *物理学报* **73** 110504]
- [40] Huang J C, Xu K, Yu P 2013 *Commun. Comput. Phys.* **14** 1147
- [41] Wang Y, Zhong C W, Liu S 2019 *Phys. Rev. E* **100** 063310
- [42] Zhu L H, Chen S Z, Guo Z L 2017 *Comput. Phys. Commun.* **213** 155
- [43] Vargas M, Tatsios G, Valougeorgis D, Stefanov S 2014 *Phys. Fluids* **26** 057101

# Discrete unified gas kinetic simulation of characteristics of variable temperature wall driven thermal creep flow in cavity\*

LIU Zhanqi LUO Yuan WENG Wanliang HE Qing TAO Shi<sup>†</sup>

(Guangdong Provincial Key Laboratory of Distributed Energy Systems, Dongguan University of Technology, Dongguan 523808, China)

( Received 22 September 2024; revised manuscript received 12 December 2024 )

## Abstract

In order to examine the influence of wall temperature change on the flow and heat transfer properties of rarefied gas in restricted space, the discrete unified gas kinetic scheme (DUGKS) is used to simulate the thermal creep flows in a square cavity. All the boundaries of the cavity are stationary diffuse reflection walls. The temperature of left wall and right wall are lower, and the temperature of the upper wall and the lower wall are both subjected to periodic variation. The simulation parameters considered in the present work are set as follows: the Knudsen number  $Kn$  is in a range 0.01–10, temperature change frequency  $St$  in a range of 0.5–5, and temperature change amplitude  $A_h$  in a range of 0.1–0.8. The results indicate that the velocity field and temperature field in the cavity exhibit periodic variations. No inverse Fourier heat transfer phenomenon is observed within the parameter ranges studied. The intensity of the thermal creep flow can be increased by increasing the frequency, temperature, and the Knudsen number. This can also raise the temperature jump and velocity slip close to the temperature change walls. Heat transfer lag and a reduction in the heat transfer capability of the wall are caused by increasing  $St$  and  $Kn$ . When  $St$  is small, say,  $St = 0.5$ , a complex vortex structure is seen in the cavity. As the value of  $St$  rises to 5, the vortex disappears, the gas travels from the variable temperature wall to the horizontal centerline of cavity, and the region close to the middle of the left wall and right wall changes from an endothermic zone to an exothermic zone. Furthermore, the temperature field and velocity field inside the cavity hardly change, but the degree of heat transfer on the wall decreases with the increase of  $A_h$ . The main results are shown in the figure attached below. This work provides helpful recommendations for designing the MEMS devices by using pulsed heating.

**Keywords:** thermal creep flows, discrete unified gas kinetic scheme, thermally induced oscillating flow, diffuse boundary

**PACS:** 47.85.Gj, 51.10.+y, 44.90.+c

**DOI:** [10.7498/aps.74.20241334](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241334)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20241334](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241334)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52476148, 51906044).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [taoshi@dgut.edu.cn](mailto:taoshi@dgut.edu.cn)



## 变温壁驱动腔内热蠕流特性的离散统一气体动理学格式模拟

刘赞奇 罗源 翁万良 何清 陶实

## Discrete unified gas kinetic simulation of characteristics of variable temperature wall driven thermal creep flow in cavity

LIU Zanqi LUO Yuan WENG Wanliang HE Qing TAO Shi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 044702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241334

CSTR: 32037.14.aps.74.20241334

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241334>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 液冷微通道内相变微胶囊的壁面温升抑制特性数值模拟

Numerical simulation of inhibition characteristics of wall temperature rise of phase change microcapsule in liquid-cooled microchannel

物理学报. 2023, 72(10): 106501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222400>

#### 等离子体对共振磁扰动的流体和动理学响应的模拟研究

Modelling study of fluid and kinetic responses of plasmas to resonant magnetic perturbation

物理学报. 2023, 72(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222196>

#### 嘉当韦尔基下的非阿贝尔手征动理学方程

Non-Abelian chiral kinetic equations in the Cartan-Weyl basis

物理学报. 2023, 72(11): 112503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222471>

#### 壁面催化对高温非平衡流场磁控效果影响分析

Analysis of wall catalytic effects on magnetohydrodynamic control of high-temperature non-equilibrium flow field

物理学报. 2025, 74(2): 024701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241307>

#### 强度调制宽带激光对受激拉曼散射动理学爆发的抑制

Suppression of stimulated Raman scattering kinetic bursts by intensity-modulated broadband laser

物理学报. 2024, 73(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231679>

#### 壁面渗透气膜工质对圆锥高超声速边界层稳定性的影响

Effect of wall-seeping gas film under different working media on stability of conical hypersonic boundary layer

物理学报. 2024, 73(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240369>