文章编号:1007－6735(2026)02－0140－09　DOI: 10.13255/j.cnki.jusst.20250218003

辐射驱动热对流中热漂移的形成与特性模拟

周秋凤，　周瑞睿，　杨安文，　李　凌
（上海理工大学 能源与动力工程学院，上海 200093）

摘要：在非均匀加热自然对流系统中，通过合理配置非平直壁面可诱发净水平流动，即热漂移，从而实现对流调控。体积式太阳能集热器中的传热过程主要由非均匀聚光辐射驱动的热对流主导。为探明辐射驱动热对流系统中热漂移的形成条件及其关键控制参数的影响规律，以期为体积式太阳能集热器的传热调控提供理论依据，采用有限体积法开展数值模拟。研究发现：辐射驱动热对流系统中，热漂移的形成源于下壁面的净水平分压力。当非平直下壁面与非均匀入射辐射之间相位差为 0 或π时，净水平分压力接近 0，流函数对称，没有产生热漂移；其他相位差的情形下，净水平分压力不为 0 时，产生热漂移。此外，热漂移强度随相位差呈正弦变化，随下壁面振幅与入射辐射振幅增加而增加，随下壁面波数及流体高度先增后减。当瑞利数满足 $10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^{10}$ 时，热漂移强度随瑞利数增加而增加，但其增长速率发生了两次转变，由 Ra 变化至 $Ra^{0.6}$，再至 $Ra^{0.37}$。

关键词：热辐射；热对流；热漂移；相位差
中图分类号：TK 124　　**文献标志码：**A

Simulation on the formation and characteristics of thermal drift in radiation-driven thermal convection

ZHOU Qiufeng,　ZHOU Ruirui,　YANG Anwen,　LI Ling
(*School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China*)

Abstract: In non-uniformly heated natural convection systems, the net horizontal flow, namely thermal drift, can be induced by rationally configuring non-flat walls, thereby achieving convection control. The heat transfer process in volumetric solar collectors is mainly dominated by the thermal convection driven by non-uniform concentrated radiation. To explore the formation conditions of thermal drift in

收稿日期: 2025−02−18
基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52206103，52476156)；上海市青年科技英才扬帆计划资助项目(21YF1430400)
第一作者: 周秋凤(1998—)，女，硕士研究生．研究方向：热对流．E-mail：223370187@st.usst.edu.cn
通信作者: 周瑞睿(1992—)，男，副教授．研究方向：热对流、光热吸收．E-mail：zhouruirui@usst.edu.cn

引文格式: 周秋凤，周瑞睿，杨安文，等．辐射驱动热对流中热漂移的形成与特性模拟[J]．上海理工大学学报，2026，48(2)：140-148.
Citation: ZHOU Qiufeng, ZHOU Ruirui, YANG Anwen, et al. Simulation on the formation and characteristics of thermal drift in radiation-driven thermal convection[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2026, 48(2): 140-148.

radiation-driven thermal convection systems and the influence laws of key control parameters, so as to provide a theoretical basis for the heat transfer control in volumetric solar collectors, numerical simulations were conducted using the finite volume method. It was found that in radiation-driven thermal convection systems, the formation of thermal drift is attributed to the net horizontal pressure component on the lower wall. When the phase difference between the non-flat lower wall and the non-uniform incident radiation is 0 or π, the net horizontal pressure component is close to 0, the flow function is symmetric, and no thermal drift occurs. In other phase difference cases, the net horizontal pressure component is not 0, resulting in thermal drift. In addition, the thermal drift intensity changes sinusoidally with the phase difference, increases with the increase of the amplitude of the lower wall and the amplitude of the incident radiation, and increases first and then decreases with the wave number of the lower wall and the fluid height. Within the Rayleigh number of $10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^{10}$, the thermal drift intensity increases with the increase of Ra, but the growth rate changes twice, from Ra to $Ra^{0.6}$, and then to $Ra^{0.37}$.

Keywords: *thermal radiation*; *thermal convection*; *thermal drift*; *phase difference*

热辐射驱动热对流广泛存在于自然界和工程中，例如：地表吸收太阳辐射后加热大气形成热力环流[1]；在湖泊海洋的近岸区域，水体吸收太阳辐射引发的热对流驱动水质的交换和混合[2]；在体积式太阳能集热器中，采用半透明熔盐直接吸收太阳辐射并存储，热辐射驱动热对流的发生将直接影响体积式集热器的效率[3-4]。探明热辐射驱动热对流的流动传热机制对天气预测、生态治理以及能源转换与存储至关重要[5-6]，并由此逐渐引起众多学者的关注。

在上述提及的热辐射驱动热对流系统中，热辐射自上方射入，被半透明流体沿程吸收。半透明流体对入射辐射的直接吸收遵循比尔定律，热辐射热流沿程呈指数衰减，形成上高下低的温度分布，因此，流体中可形成稳定的热分层。抵达底部的残余热辐射则被下壁面吸收后加热流体，导致不稳定发生，形成穿透性对流[7-8]。理论分析及直接数值模拟结果表明，热辐射驱动热对流的穿透深度是吸收系数的倒数，而与瑞利数、普朗特数、流体高度等参数无关[9-10]。在近岸的三角形水域中，尺度分析结果表明，热辐射驱动非定常热对流存在不同可能的流态，这取决于瑞利数和一些描述流动的无量纲参数的相对值[11]。热辐射驱动热对流的可视化实验，揭示了流动随时间发展的 3 个阶段，即初始增长阶段、过渡阶段和准稳定阶段[12]。

对流的性质取决于流动系统的几何形状和外部施加的热边界条件[13]。以往研究中，通常考虑热辐射均匀入射的情形。而在实际物理系统，入射辐射可能空间分布不均匀，如地表太阳辐射强度随经度及纬度发生变化，光热吸收系统中聚光太阳辐射呈高斯分布[14]。不均匀的加热可产生水平密度变化，产生对流[15]，并且会导致各种形式的对称性破缺，影响对流的发生[16]。在壁面几何形状为平直板时，对流仅在满足临界加热条件时发生[17-18]，但是通过调控底板几何形状，可使自然对流无条件发生[19]。对波纹板施加空间周期性加热可形成净水平流动，即热漂移[20]。热漂移是否发生以及热漂移的流动方向取决于波纹板和加热模式之间的相位差[21]。热漂移的发生可增加流体的不稳定，促进流体混合[22-23]，形成二次流，提高热传输的效率[24-25]。此外，热漂移的形成还可以改变整体流动分布，实现减小层流剪切阻力的目的[26]。

在体积式太阳能集热器中，工作流体在太阳辐射驱动下引发热对流，流动的发生可使体积式集热器内部的流体混合更均匀，减小温差，提高热效率。在实际物理系统中，光热吸收系统中聚光太阳辐射呈高斯分布。另一方面，不规则几何形状受太阳辐射驱动的热对流较为常见。如山丘和山谷以及微流体装置、地表大气边界层以及深海中的海床和洋底等都具有不规则的形态。从数学的角度来说，满足一定条件的函数都可以借助傅里叶级数展开为多个正弦或余弦函数的叠加。因此，为不失一般性地研究热辐射驱动热对流中

的热漂移现象，本文选取了具有余弦函数分布的几何以及入射辐射特性，研究通过调节壁面几何和入射辐射之间的相位差实现热辐射驱动热对流中的热漂移。

考虑下方余弦形状的非平直下壁面系统，假设非均匀分布的热辐射从流体上方射入，分析非平直壁面与非均匀入射辐射之间的相位差、非平直壁面结构、非均匀入射辐射参数、流体高度和瑞利数对流动的影响，揭示热辐射驱动热对流中热漂移的形成条件及特点，为体积式集热器中热辐射驱动热对流的调控提供理论指导。

1 物理模型和数学模型

1.1 物理模型

图 1 为本文所研究的热辐射驱动热对流系统的物理模型。在二维笛卡尔坐标系下，水平方向为 x，竖直方向为 y。上表面为自由表面，下壁面为余弦分布函数形状的非平直壁面，左右边界为周期性边界条件。热辐射自上方射入，呈余弦函数，其波数与下壁面保持一致。入射辐射沿程被流体吸收，剩余的热辐射到达下壁面被完全吸收，然后作为热流边界条件释放。

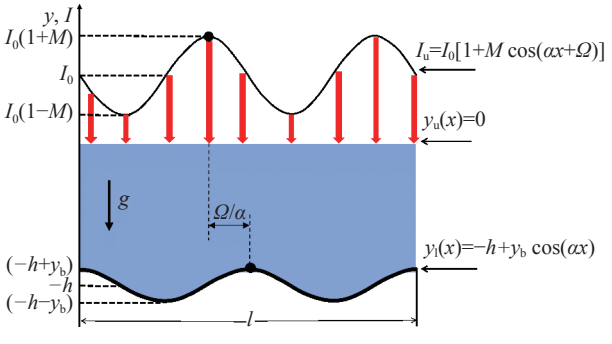


图 1 物理模型

Fig.1 Physical model

上下边界的几何形状为

$$y_{\mathrm{u}}(x)=0 \tag{1}$$

$$y_{\mathrm{l}}(x)=-h+y_{\mathrm{b}}\cos(\alpha x) \tag{2}$$

假设从上方射入的非均匀热辐射满足：

$$I_{\mathrm{u}}=I_0[1+M\cos(\alpha x+\Omega)] \tag{3}$$

一个周期的波纹长度为

$$\lambda=\frac{l}{N}=\frac{2\pi}{\alpha} \tag{4}$$

式中：y_{u} 为上表面几何函数；y_{l} 为下壁面几何函数；h 为流体平均高度；y_{b} 为壁面振幅；I 为入射辐射强度；I_{u} 为上方入射辐射强度的空间分布函数；I_0 为入射辐射强度的平均值；M 为入射辐射振幅；Ω为非平直壁面与非均匀入射辐射之间的相位差；l 为水平方向的长度；λ为一个周期波纹长度；N 为波纹的个数；α为下壁面波纹波数。

1.2 数学模型

根据 Beer-Lambert 定律，入射辐射随深度指数衰减，不同深度流体层接收到的热辐射强度 I_y 为

$$I_y=I_{\mathrm{u}}\exp(\eta y),\ y\leqslant 0 \tag{5}$$

由此，流体实际受到的辐射体积加热为

$$\frac{\partial I_y}{\partial y}=I_{\mathrm{u}}\eta\exp(\eta y),\ y\leqslant 0 \tag{6}$$

式中，η为流体的体积吸收系数。

下壁面接收到的辐射热流为

$$I_{\mathrm{l}}=I_{\mathrm{u}}\exp(\eta y_{\mathrm{l}}) \tag{7}$$

故下壁面法线方向辐射热流为

$$I_{ln}=\frac{I_{\mathrm{u}}\exp(\eta y_{\mathrm{l}})}{\sqrt{1+(\alpha y_{\mathrm{b}})^2\sin^2(\alpha x)}} \tag{8}$$

引入无量纲参数：

$$\begin{cases} X=x\eta, Y=y\eta, Y_{\mathrm{l}}=\eta y_{\mathrm{l}}, H=\eta h, L=\eta l, Y_{\mathrm{b}}=\eta y_{\mathrm{b}}, \\ \Lambda=\eta\lambda, A=\alpha/\eta, U=\dfrac{u}{k\eta}, V=\dfrac{v}{k\eta}, \\ P=\dfrac{pc_p\kappa\eta^2}{g\beta I_0}, \tau=t\kappa\eta^2, \theta=\dfrac{(T-T_{\mathrm{ref}})\rho c_p\kappa\eta}{I_0}, \\ Ra=\dfrac{g\beta I_0}{\rho c_p\upsilon\kappa^2\eta^4}, Pr=\dfrac{\upsilon}{\kappa} \end{cases} \tag{9}$$

式中：x、y、u、v、p、t、T 分别为有量纲的水平坐标、竖直坐标、水平速度分量、竖直速度分量、压力、时间、温度，X、Y、U、V、P、τ、θ 分别为其对应的无量纲量；Y_{L}、Y_{b}、L、H、Λ、A 为与 y_{L}、y_{b}、l、h、λ、α 对应的无量纲量；Ra 为瑞利数；Pr 为普朗特数；ρ 为流体密度；κ 为流体热扩散系数；c_p 为流体比定压热容；β 为流体热膨胀系数；T_{ref} 为参考温度（在此选用系统平均温度）；υ 为流体运动黏度；g 为重力加速度。

由此，基于 Boussinesq 假设，描述热辐射驱动热对流问题的无量纲控制方程为

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-RaPr\frac{\partial P}{\partial X}+Pr\nabla^2 U \tag{11}$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau}+U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-RaPr\frac{\partial P}{\partial Y}+Pr\nabla^2 V+RaPr\theta \quad (12)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau}+U\frac{\partial \theta}{\partial X}+V\frac{\partial \theta}{\partial Y}=\nabla^2\theta+\exp(Y)-\frac{1}{H} \quad (13)$$

相应的无量纲初始条件及边界条件为

$$U=V=0,\ \theta=0,\ \tau=0 \quad (14)$$

$$(U,V,\theta)|_{X=0}=(U,V,\theta)|_{X=L} \quad (15)$$

$$\frac{\partial U}{\partial Y}=0,\ V=0,\ \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0,\ Y=0 \quad (16)$$

$$U=V=0,\frac{\partial \theta}{\partial n}=-\frac{e^{-H}}{\sqrt{1+[AY_b\sin(AX)]^2}},Y=Y_1 \quad (17)$$

1.3　数值求解方法和数学模型验证

1.3.1　求解方法简介

本文采用有限体积法对无量纲控制方程(10)～(13)及其定解条件(14)～(17)进行数值求解。对压力−速度耦合采用 Couple 算法处理，对流项采用 QUICK 格式离散，扩散项采用中心差分格式离散，时间项采用二阶隐式格式离散。后续统计量中，若无特别声明：当 $Ra\leqslant 10^6$ 时，考虑收敛的稳态结果；当 $Ra>10^6$ 时，考虑进入准稳态阶段的时均值。

1.3.2　程序有效性验证

求解了下壁面平直、入射辐射热流为均匀时的一个算例，其余参数为 H=2、Ra=10^9、Pr=7，流动初始阶段(τ=0.001 43)瞬时温度分布，以及流动准稳态阶段(0.014 4≤τ≤0.028 6)的流体时空平均温度分布如图 2 所示。当前模拟结果与文献 [9] 的结果完全吻合，表明当前所使用程序是可靠的。

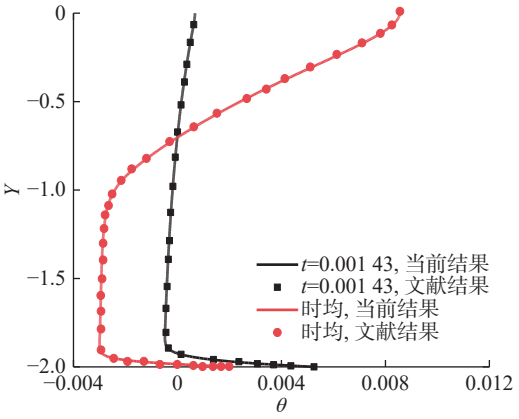
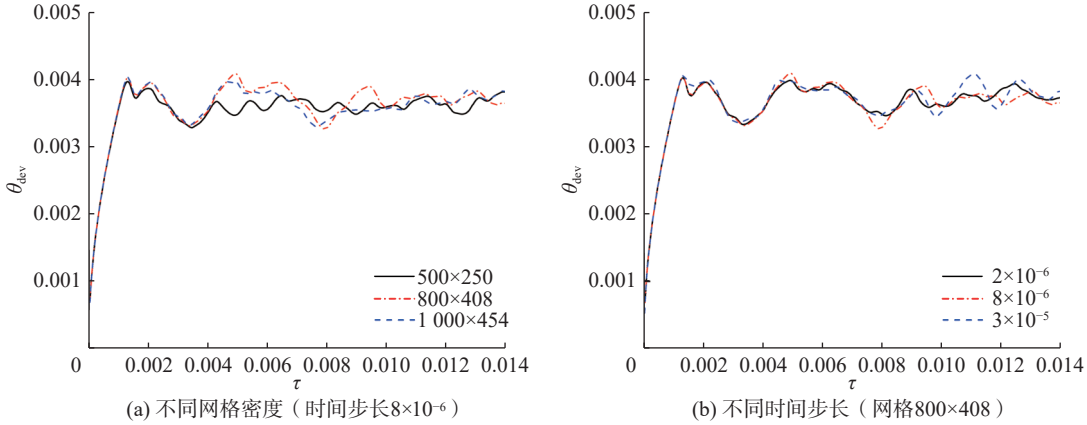


图 2　流体无量纲温度沿高度分布(Ra=10^9)

Fig.2　Distribution of the dimensionless fluid temperature along with the height(Ra=10^9)

1.3.3　网格无关和时间独立性验证

分别选取了 500×250、800×408、1 000×454 这 3 组网格进行网格无关性验证。求解工况为下壁面非平直、非均匀入射辐射热流，其余参数为 H=2、Ra=10^9、Pr=7，时间步长为 8×10^{-6}。图 3(a) 给出了非均匀入射辐射热流时，非平直下壁面温度标准差 θ_{dev} 随时间的变化。初始阶段，壁面温度随时间线性上升，温度标准差为 0。随着壁面与流体温度差超过一定临界值时，流体开始失稳，壁面处发射羽流带走部分热量，并造成壁面温度的扰动。最终羽流带走热量与壁面受热辐射加热达到热平衡，流动进入准稳态阶段，壁面温度标准差也接近恒定值。以最密的 1 000×454 网格得到的温度标准差时均值 3.71×10^{-3}(0.007≤τ≤0.014)为基准，500×250、800×408 两组网格获得的结果为 3.63×10^{-3}、3.68×10^{-3}，与基准解相比分别相差 2.1%、0.8%。由此，后续计算采取 800×408 网



(a) 不同网格密度（时间步长8×10^{-6}）　　(b) 不同时间步长（网格800×408）

图 3　非平直下壁面温度标准差随时间的变化

Fig.3　Variation of temperature standard deviation on the non-flat lower wall with time

格。进一步进行时间步长独立性验证，时间步长分别取为 2×10^{-6}、8×10^{-6}、3×10^{-5}，选取准稳态阶段的温度标准差时均值，如图 3(b) 所示。以最小的时间步长 2×10^{-6} 得到的温度标准差时均值 3.74×10^{-3}（网格 800×408）为基准，3×10^{-5}、8×10^{-6} 两组时间步长获得的结果 3.82×10^{-3}、3.68×10^{-3} 相对误差分别为 2.1%、1.6%。由此，后续计算采用 8×10^{-6} 的时间步长。

2 计算结果及分析

本文考虑 Pr=7 的流体，流体域长度取壁面变化两个周期 $L=2\Lambda$，对热漂移的成因及其受控参数的影响进行分析。

2.1 热漂移的形成

非平直壁面与入射辐射不同相位差下形成的典型流型如图 4 所示。当相位差为 0 时，即非均匀入射辐射的波峰与非平直壁面的波峰对齐的情形，流场由反向的对称涡构成，没有出现净水平流动，未生成水平延伸方向的流场，如图 4(a) 所示。当相位差为π/4时，在水平方向出现从左往右的净流动，在 $X\approx(-0.1\Lambda,0.32\Lambda)$时，流动靠近上壁面，然后 $X\approx0.35\Lambda$时流动向下转变，并在 $X\approx(0.4\Lambda,0.82\Lambda)$时，靠近下壁面，最后在 $X\approx0.85\Lambda$时靠近上壁面，如图 4(b) 所示。流动转变点与非均匀入射辐射的波峰波谷位置重合，入射辐射波谷处，流体温度较低，水平流由贴近上表面转为贴近下壁面，入射辐射波峰处，流体温度较高，水平流由贴近下壁面转为贴近上表面。当相位差为π/2时，在 $X\approx(0.3\Lambda,0.7\Lambda)$两处速度水平分量与流体掠过平板时速度分布相似，如图 4(c) 所示。当相位差增加到3π/4时，流动在 $X\approx0.2\Lambda$处向下转变，$X\approx0.6\Lambda$ 处向上转变，如图 4(d) 所示。当相位差为π时，水平流动消失，流场由反向的对称涡构成，其方向与相位差为 0 时相反，如图 4(e) 所示。

热漂移强度通过水平方向的流量来表征，其表达式为

$$Q(X)=\int_{Y_{l(X)}}^{0}U(X,Y)\,\mathrm{d}Y \qquad (18)$$

式中：$Q(X)$ 为通过截面的流量；$U(X,Y)$ 为流体水平方向的速度；$Y_{l(X)}$ 为下壁面的纵坐标值。

图 5 为不同 Ra 下热漂移强度随相位差的变化，可以看到，在 X=0 的截面，$Q(0)$ 随相位差呈正弦变化。当$0\leqslant\Omega\leqslant\pi$时，热漂移强度为正，最大值出现在$\Omega=\pi/2$时；当$\pi\leqslant\Omega\leqslant2\pi$时，热漂移强度为负，最大值出现在$\Omega=3\pi/2$时。

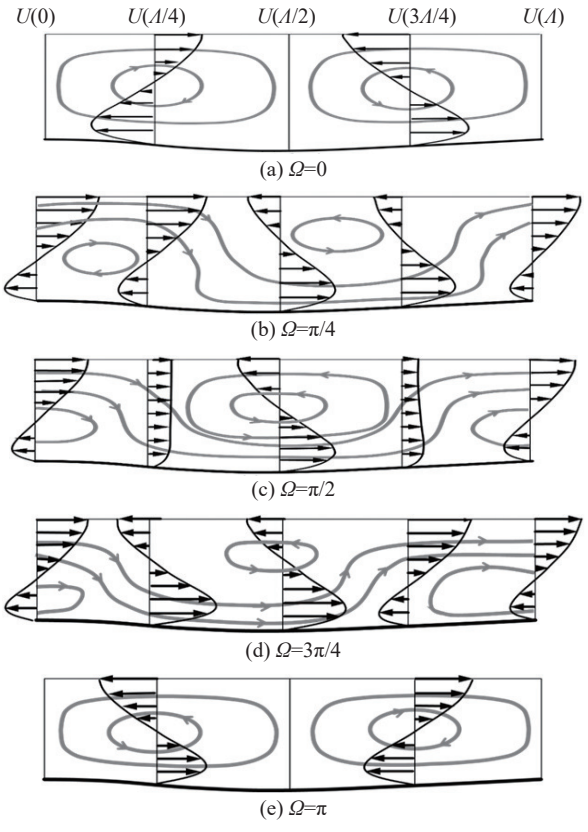


图 4 流场随相位差的变化（Ra=1 000、Y_b=0.025、Λ=1、H=0.5、A=8）

Fig.4 Variation of flow field with phase difference (Ra=1 000, Y_b=0.025, Λ=1, H=0.5, A=8)

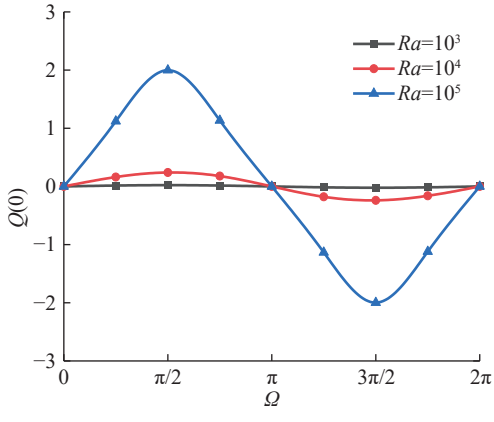
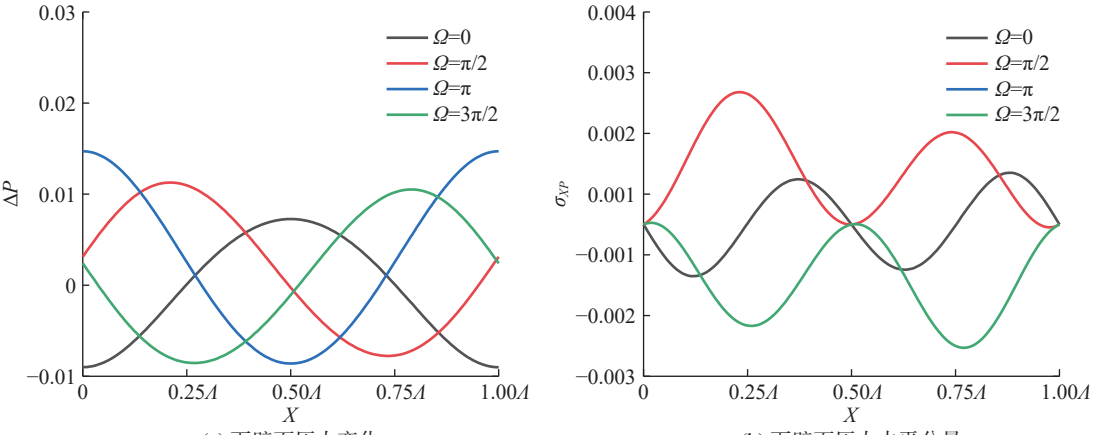


图 5 不同 Ra 下热漂移强度随相位差的变化

Fig.5 Variation of thermal drift intensity with phase difference under different Ra

热漂移现象的产生机制可以借助下壁面的压力分布来解释。下壁面压力因流动产生的变化及其水平分量如图 6 所示。其中，压力水平分量为

$$\sigma_{XP}(X)=\frac{AY_b\sin(AX)}{\sqrt{1+[AY_b\sin(AX)]^2}}\Delta P(X,Y_l) \qquad (19)$$



(a) 下壁面压力变化　　(b) 下壁面压力水平分量

图 6　不同相位差的压力差及其水平分量分布（*Ra*=1 000、Y_b=0.025、*A*=1、*H*=0.5、*A*=8）

Fig.6　Pressure difference and its horizontal component distribution at different phase differences（*Ra*=1 000, Y_b=0.025, *A*=1, *H*=0.5, *A*=8）

下壁面压力变化取决于壁面温度。在接收辐射热流较大处，壁面温度较高，产生正压；而在辐射热流较小处，壁面温度较低，产生负压，由此产生流动。当相位差为 0 或 π 时，压力呈对称分布，压力水平分量平均值为 0。而其他相位差的情形，压力分布都失去了对称性，导致产生水平方向上的净力分布，推动热漂移现象的发生。当相位差为π/2时，压力的峰值相应往左移，压力的水平分量为正，由此产生向右的水平流动。相位差为3π/2时，压力的峰值相应往右移，压力的水平分量为负，由此产生向左的水平流动。

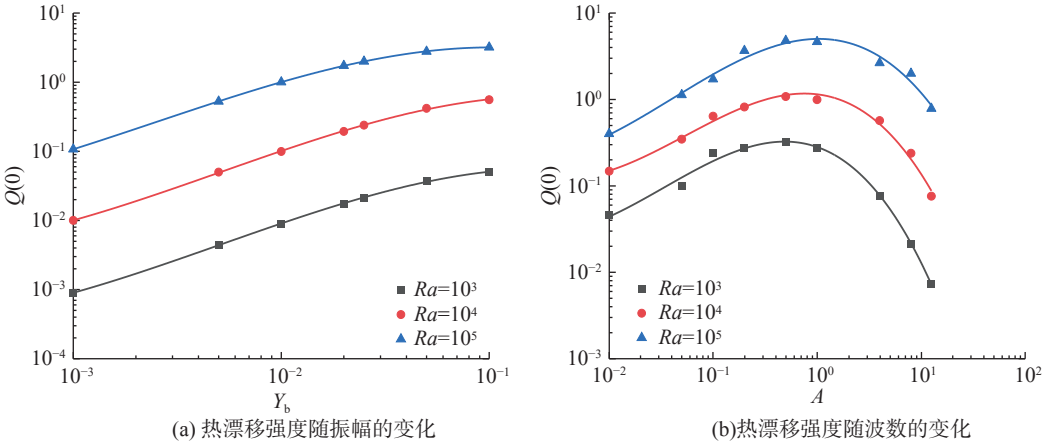
2.2　影响热漂移的因素

以上研究表明，通过改变壁面形貌与入射辐射间的相位差可以控制热漂移的方向与强度，继续探索非平直壁面振幅及波数、非均匀入射辐射振幅、高度和 *Ra* 下对热漂移强度的影响。

图 7(a) 展示了不同 *Ra* 下热漂移强度随非平直壁面振幅 Y_b 及波数 *A* 的变化。可知，在一定的范围内（$0.001 \leqslant Y_b \leqslant 0.05$），热漂移强度随着非平直壁面振幅 Y_b 的增加成比例增加，当 Y_b 超过 0.05 后，热漂移强度的增加变得缓和。热漂移强度随波数 *A* 的变化如图 7(b) 所示：当波数 *A*=0.5 时，热漂移强度取得最大值；当$A<0.5$时，热漂移强度随波数 *A* 的增加而增加；当$A>0.5$时，热漂移强度随波数 *A* 的增加而减小。

图 8(a) 表明热漂移强度随非均匀入射辐射振幅 *M* 的增加而增加，当 *M*>100 时，*Ra* 的影响减弱。图 8(b) 表明：当 *H*<1 时，热漂移强度随高度的增加而增加；当 *H*>1 时，热漂移强度随高度的增加而减小；在 *H*=1 时，热漂移强度最大。这是由于入射辐射强度随高度衰减，且下方混合层最大能够穿透的高度为 1[9]。

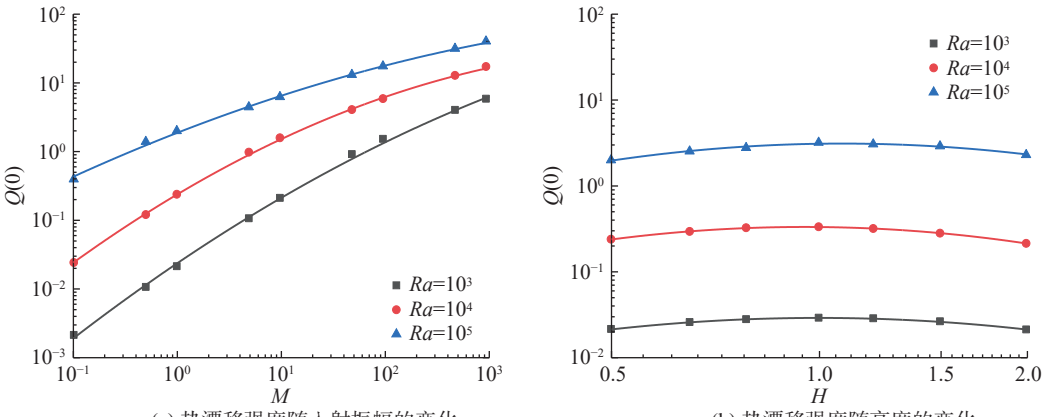
图 9 为不同高度下热漂移强度以及单位高度热漂移强度随 *Ra* 的变化。由图 9(a) 可知，热漂移



(a) 热漂移强度随振幅的变化　　(b)热漂移强度随波数的变化

图 7　不同 *Ra* 下热漂移强度随壁面振幅及波数的变化

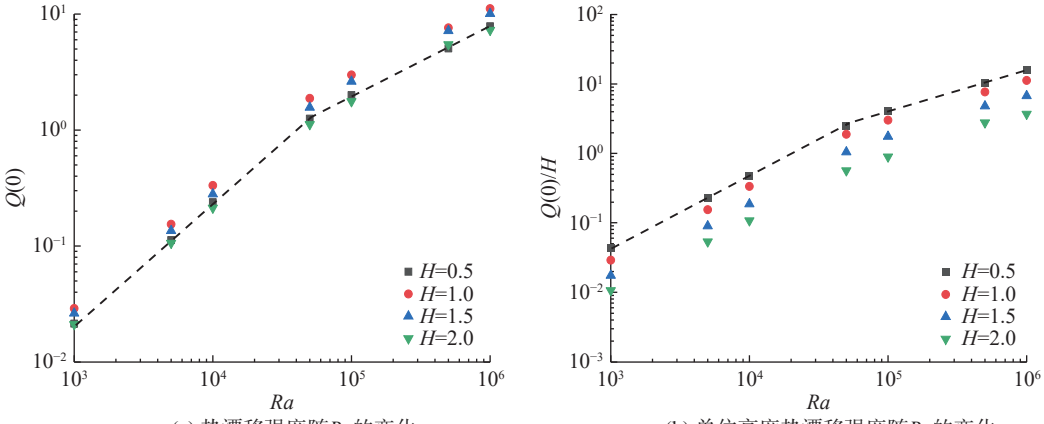
Fig.7　Variation of thermal drift intensity with wall amplitude and wave number under different *Ra*



(a) 热漂移强度随入射振幅的变化　(b) 热漂移强度随高度的变化

图 8　不同 *Ra* 下热漂移强度随入射辐射振幅及高度变化

Fig.8　Variation of thermal drift intensity with incident radiation amplitude and height under different *Ra*



(a) 热漂移强度随*Ra*的变化　(b) 单位高度热漂移强度随*Ra*的变化

图 9　不同高度下热漂移强度和单位高度热漂移强度随 *Ra* 的变化

Fig.9　Variations of thermal drift intensity and thermal drift intensity per unit height under *Ra* at different heights

强度随 *Ra* 的增加而增加，当$Ra=5\times10^4$时，热漂移强度与 *Ra* 之间的标度率发生转变。而由图 9(b)可知，单位高度热漂移强度随着高度的增加而减小，这是由于入射辐射强度随高度衰减，由此导致对流减弱。

图 10 展示了高度 *H*=0.5 时，更大范围 *Ra* 内的热漂移强度变化。当 $Ra\in[10^3, 10^{10}]$，热漂移强度与 *Ra* 之间的标度率发生了两次转变。第一次转变发生在$Ra=5\times10^4$时，转变后斜率变小；第二次转变发生在$Ra=10^8$时，转变后斜率进一步减小。根据模拟数据进行拟合，可以得到不同 *Ra* 范围的热漂移强度与 *Ra* 对应的关系式：

$$Q(0)\sim\begin{cases}Ra, 10^3\leqslant Ra<5\times10^4\\ Ra^{0.6}, 5\times10^4\leqslant Ra<10^8\\ Ra^{0.37}, 10^8\leqslant Ra\leqslant10^{10}\end{cases}\qquad(20)$$

图 11 给出了高度 *H*=0.5 时，不同 *Ra* 下的流场和温度场云图。当 *Ra* 较小时，流动以传导为主，流函数对称，下壁面的温度边界层较厚，如图 11(a)、(b) 所示。当 $Ra=5\times10^4$时，流函数没有发生明显的变化，但是下壁面的温度边界层变薄变尖，如图 11(c) 所示，此时热漂移强度与 *Ra* 之间

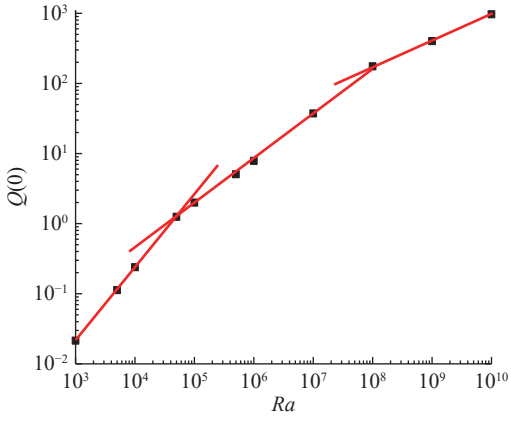


图 10　高度 *H*=0.5 时热漂移强度随 *Ra* 的变化

Fig.10　Variation of thermal drift intensity with *Ra* when *H*=0.5

的标度率发生第一次转变。当 Ra=10^5 时，流函数对称性破坏，已经出现向右偏移的趋势，如图 11(d)所示。当 Ra=10^7 时，流动由传导为主转变为混沌状态，此时流函数向右偏转更多，开始观测到蘑菇状羽流，如图 11(e) 所示。当 Ra=10^8 时，流线变得越来越水平，环状流开始减弱消失，如图 11(f)所示，此时热漂移强度与 Ra 之间的标度率发生第二次转变。当 Ra 进一步增大至 10^9、10^{10} 时，可以看到，下壁面产生的羽流已经与周围流体充分混合，流线也几乎水平，如图 11(g)、(h) 所示。

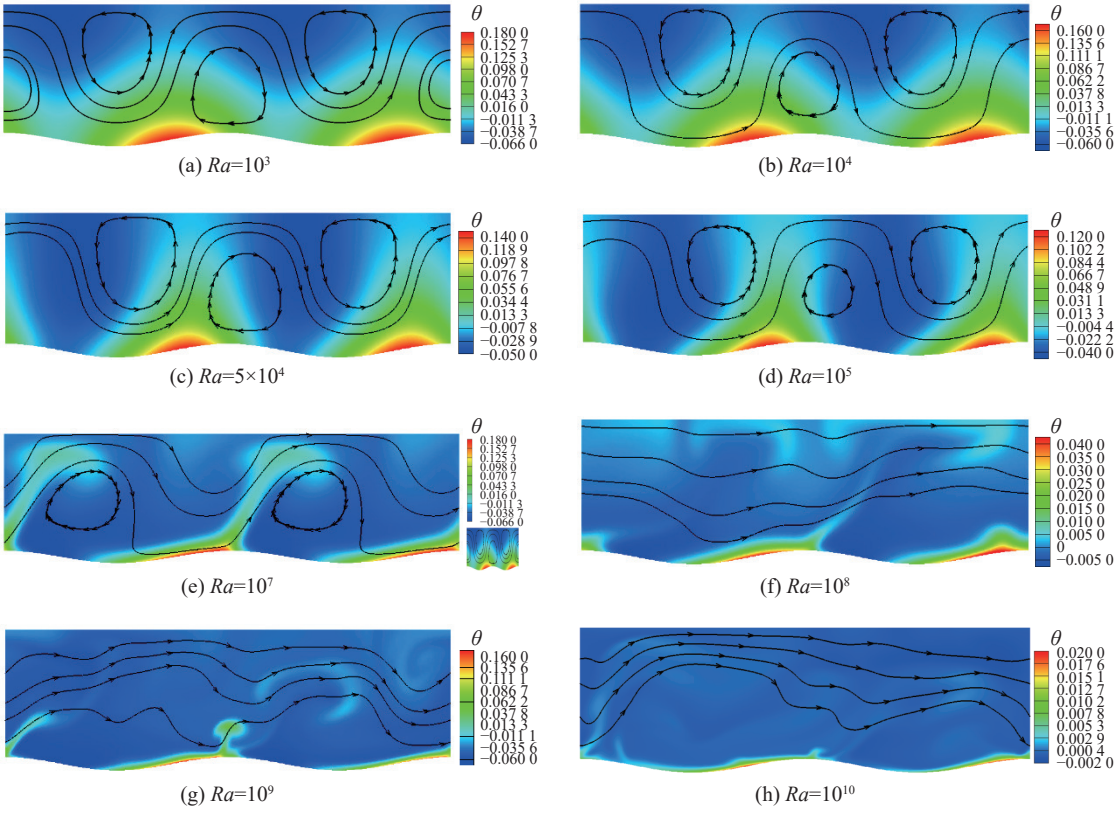


图 11　*H*=0.5 时不同 *Ra* 的流场和温度场

Fig.11　Flow field and temperature field with different *Ra* when *H*=0.5

3　结　论

对非均匀入射辐射引发的自然对流进行数值模拟，研究了非平直下壁面与非均匀入射辐射存在相位差时形成的热漂移现象，探明了热漂移的成因及其影响因素，得到以下结论：

a. 当非平直壁面与非均匀入射辐射之间相位差同相或反相时，流函数对称，没有发生热漂移现象；其他相位差的情形下，可以在水平方向产生漂移现象。

b. 非平直下壁面的压力峰值随非均匀入射辐射的最低值变化，当压力分布相对于波长 Λ 的峰值对称时，不产生热漂移；当压力分布失去对称性，产生一个水平方向上的净力分布时，推动热漂移现象的发生。

c. 非平直壁面的波数发生改变时，热漂移强度在 A=0.5 时达到最大。非平直壁面振幅和非均匀入射振幅对热漂移强度的影响都是正相关的，热漂移强度随着相位差的变化呈现正弦变化的趋势。当 H<1 时，热漂移强度随高度的增加而增加，当 H>1 时，随高度的增加而减小，在 H=1 时最大；当 $Ra\in[10^3, 10^{10}]$，热漂移强度与 Ra 之间的标度关系第一次转变发生在流函数的对称性被破坏时，第二次转变发生在流函数变得更水平时。

参考文献：

[1] LI D. Turbulent Prandtl number in the atmospheric boundary layer-where are we now?[J]. Atmospheric Research, 2019, 216: 86−105.

[2] PRINOS P, PAPAIOANNOU V. Vegetation effects on radiation-induced natural convection in sloping water bodies[J]. Environmental Fluid Mechanics, 2024, 24(2): 119−138.

[3] MANZOOR M T, WETASKI C, TETREAULT-FRIEND M. Radiation-induced natural convection in volumetrically absorbing solar thermal receivers: an experimental study[J]. Solar Energy, 2024, 276: 112661.

[4] 徐鑫鑫. 用于直接吸收式太阳能集热器的水−乙二醇基纳米流体研究 [D]. 广州: 华南理工大学, 2019.

[5] AMBER I, O' DONOVAN T S. Natural convection induced by the absorption of solar radiation: a review[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 82: 3526−3545.

[6] MANZOOR M T, LENCI G, TETREAULT-FRIEND M. Convection in volumetrically absorbing solar thermal receivers: a theoretical study[J]. Solar Energy, 2021, 224: 1358−1368.

[7] RASHEVSKI M, SLAVTCHEV S, STOYANOVA M. Natural and mixed convection in a vertical water-flow chamber in the presence of solar radiation[J]. Engineering Science and Technology, an International Journal, 2022, 33: 101073.

[8] BOUILLAUT V, LEPOT S, AUMAÎTRE S, et al. Transition to the ultimate regime in a radiatively driven convection experiment[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 861: R5.

[9] HATTORI T, PATTERSON J C, LEI C W. Mixing in internally heated natural convection flow and scaling for a quasi-steady boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2015, 763: 352−368.

[10] ZHOU R R, YANG A W, YOU X G, et al. Flow regime shift and temperature model of the radiation-induced convection system under surface cooling[J]. Physics of Fluids, 2025, 37(3): 035155.

[11] MAO Y D, LEI C W, PATTERSON J C. Unsteady natural convection in a triangular enclosure induced by absorption of radiation —a revisit by improved scaling analysis[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 622: 75−102.

[12] NAGHIB A, PATTERSON J C, LEI C W, et al. Natural convection induced by radiation in a water filled square cavity: experimental observations[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 80: 105−116.

[13] ABTAHI A, FLORYAN J M. Natural convection and thermal drift[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 826: 553−582.

[14] CALVET N, SLOCUM A H, GIL A, et al. Dispatchable solar power using molten salt directly irradiated from above[J]. Solar Energy, 2021, 220: 217−229.

[15] WINTERS K B, YOUNG W R. Available potential energy and buoyancy variance in horizontal convection[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 629: 221−230.

[16] FREUND G, PESCH W, ZIMMERMANN W. Rayleigh-Bénard convection in the presence of spatial temperature modulations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 673: 318−348.

[17] BODENSCHATZ E, PESCH W, AHLERS G. Recent developments in Rayleigh-Bénard convection[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2000, 32(1): 709−778.

[18] MAC HUANG J, ZHANG J. Side-heated Rayleigh-Bénard convection[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 999: A35.

[19] ABTAHI A, FLORYAN J M. Natural convection in a corrugated slot[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 815: 537−569.

[20] FLORYAN J M, WANG W, BASSOM A P. On the intensification of thermal drift[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 998: A41.

[21] ABTAHI A, FLORYAN J M. On the formation of thermal drift[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(4): 043602.

[22] FLORYAN J M, INASAWA A. Pattern interaction effect[J]. Scientific Reports, 2021, 11(1): 14573.

[23] WEISS S, SEIDEN G, BODENSCHATZ E. Pattern formation in spatially forced thermal convection[J]. New Journal of Physics, 2012, 14(5): 053010.

[24] FLORYAN J M, SHADMAN S, HOSSAIN M Z. Heating-induced drag reduction in relative movement of parallel plates[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(9): 094101.

[25] HOSSAIN M Z, FLORYAN J M. Instabilities of natural convection in a periodically heated layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 733: 33−67.

[26] INASAWA A, TANEDA K, FLORYAN J M. Experiments on flows in channels with spatially distributed heating[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 872: 177−197.

（编辑：丁红艺）