中国科学: 技术科学 2010 年 第 40 卷 第 9 期: 1052 ~ 1060
www.scichina.com tech.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

封闭腔导热辐射与自然对流耦合换热的数值研究

战乃岩[①②*], 杨茉[①], 徐沛巍[②]

① 上海理工大学动力学院, 上海 200093;
② 吉林建筑工程学院市政环境与设备工程学院, 长春 130021
* E-mail: velon0066@sina.com

收稿日期: 2009-05-05; 接受日期: 2009-09-01
国家自然科学基金(批准号: 50876067)、国家自然科学基金海外及港澳学者合作研究基金(批准号: 50828601)、上海教委科研创新重点项目(批准号: 10ZZ91)、上海市重点学科建设项目(批准号: No.J50501)和吉林建筑工程学院青年科技发展基金(批准号: J20091091)资助项目

摘要 对具有导热和表面辐射换热相互耦合的封闭腔内的自然对流进行了数值研究, 计算采用层流模型, 为 SIMPLE 算法, QUICK 差分格式. 计算结果表明, 在自然对流的封闭腔内, 辐射换热比对流换热更占主导地位. 当具有固体层时, 导热的效应使总的对流换热有所增长(曲线的初始部分), 但当固体层的导热系数比超过一定值时($k_r \geqslant 10$), 再增加固体的导热性能, 对封闭腔内的流动和换热的影响就不明显了. 从数值上证实了在实际的建筑环境中, 只要外围护结构的厚度达到一定的数值就可以达到隔热保温的要求. 再增加厚度并不会得到更好的效果.

关键词
封闭方腔
自然对流
固体层
耦合
数值计算

封闭方腔导热与对流辐射耦合换热问题是为研究建筑墙体材料的热性能而抽象出的理论模型. 在对建筑物的热工性能进行评价时, 温度分布和气流形态是两个重要的指标. 两者都会影响到建筑能量的有效利用和室内居民的舒适程度. 建筑外围护结构的厚度理论上可以看作是无限大的. 但考虑当外围护结构的厚度大到一定程度时, 厚度再增加对建筑物内的热环境影响将逐渐减弱或可以忽略, 因此在对建筑物的热工性能进行评价时, 实际考虑有限的外围护结构的厚度就能满足要求, 这样可以避免处理较为困难的无限大边界问题. 本文的主要目的是: 通过数值模拟, 探讨导热系数和固体层厚度及表面发射率的变化对封闭方腔内流动和换热的影响, 为建筑墙体材料的选择以及空调负荷的计算提供参考.

关于各种边界条件的方腔内的自然对流换热问题已经有了很多研究, Catton[1]和 Gebhart B 等人[2]也对自然对流有了全面的理论研究. 以往的大多数研究都是针对边界是忽略厚度的方腔内的自然对流, 或者是侧壁面上带有热源的方腔, 或者是水平面上带有热源的方腔, 包括 Rayleigh-Bénard 对流[3~6]. Debasish 等人[7]对中等面比率方腔的 Rayleigh-Bénard 对流做了实验, 证明当 Rayleigh 数达到 13900 时, 涡卷沿轴向呈现三维特性, 而且涡卷的数量小于面比率. Lir 和 Lin[8]使用激光干涉仪记录了窄方腔内 Rayleigh-Bénard 对流的整个实验过程. Moffat 和 Ortega[9], Peterson 和 Ortega[10]也提出了电子元件方腔内的自然对流更进一步的理论研究.

在许多领域里, 方腔内的自然对流并不需要考虑边界的导热问题. 然而在实际问题中, 往往边界都具有一定的厚度, 并且由于导热的存在, 对方腔内的自然对流会产生一定的影响. 一个典型的例子就是建筑房间的围护结构就具有一定的厚度. 例如, 建筑房间在吸收太阳能系统时, 就可以简化成一个二维模型来处理, 有两个竖直壁面, 一个设定为有厚度,

引用格式: Zhan N Y, Yang M, Xu P W. A two-dimensional study on natural convection and heat transfer in the enclosure with heat transfer and radiation coupled in natural convection. Sci China Tech Sci, 2010, 53: 991–999, doi: 10.1007/s11431-009-0395-7

一个没有, 水平方向的界面设定为绝热的边界条件. 对具有一定厚度边界条件的自然对流换热的研究比较多, 例如 Mbaye 等人[11]对多孔介质的工况做了综述, Prakash 和 Kaminski[12]对相似的的问题做了研究. 模型的两个竖直边界, 均是高温和低温的恒温壁面, 两个水平界面是绝热边界. 使用有限差分法[13], 利用集总参数法解决换热问题, $Gr=10^3$~10^7, 结果表明: 当 $Gr\geqslant10^5$, 导热减弱, 二维效应对导热作用显著. 由于存在不同的几何边界条件, 而且在实际当中边界不可能做到完全绝热, 所以想要得到准确的解不容易. Ostrach[14]和 Hoogendoorn[15]对方腔内的层流自然对流做了描述; Meyer 等人[16], Kim 和 Viskanta[17], Huang 和 Aggarwal[18]也通过数值模拟分析了边界具有一定厚度时, 导热对自然对流换热的影响. 这些研究都表明壁面的导热对对流换热并没有影响, 而大量的研究表明有影响. 总之, 由于壁面存在导热, 减弱了方腔内的自然对流.

虽然关于导热与对流耦合方腔内的自然对流换热问题研究较多, 但加入辐射的问题就比较少了. Patankar[13]利用有限差分法研究了各种模型换热问题; Ben Yedder[19]和 Mbaye[11]用同样的方法模拟了太阳能集热器具有一定厚度的换热, 结果表明: 壁面厚度的导热具有不可忽略的影响; Du[20]也对导热和自然对流耦合的变热流方腔内的换热进行了研究, 一个竖直壁面是恒热流边界, 一个是绝热, 两个水平壁面均是恒壁温边界. 结果表明: 在比较小的 Rayleigh 下, 壁面的导热对换热的影响较大; 而当 Rayleigh 数比较大时, 壁面的导热和对流换热有着强烈的互相影响. Kim 和 Viskanta[21]也通过实验证实了这个结论; Larson 和 Viskanta[22]模拟了具有高温热源的二维封闭方腔内的自然对流, 证实辐射热量几乎占整个热量的一半. 可见, 辐射换热对自然对流换热也产生了一定的影响. El-Sherbiny 等人[23]通过实验做了大量的分析, 证实了壁面的导热和辐射换热都对自然对流形成很大的影响; Kim 和 Viskanta[21]也对二维长方体腔进行了数值模拟, 得到了相同的结论; de Vahl Davis 和 Jones[24]对具有两个等温壁面和两个绝热壁面的封闭方腔内的自然对流进行了模拟, 得到了基准数值解. 然而这些基准解与实验所得的基准解有很大的偏差, 计算的 Nusselt 数相对较小. 这些偏差的存在是由于当介质取透明介质时, 表面存在辐射作用引起的. 而且在做实验时, 使用气体作为流体时, 壁面很难做到绝热, 必定会存在漏热现象. 由于冷热壁面之间存在着辐射热传导, 势必改变了方腔内的流场和温度场. 可见辐射热传导的影响不可忽略.

在本文中, 利用 SIMPLE 算法, QUICK 差分格式, 对介质是空气的二维方腔具有导热对流辐射耦合换热的问题进行了数值模拟, 从而探讨了外围护结构的导热系数、内表面发射率和厚度对流动和换热的影响.

1　基本模型与数学描述

1.1　问题描述与模型

封闭方腔内导热辐射与自然对流耦合换热问题示意模型如图 1 所示, 腔体左侧竖直壁面为高温界面温度为 $T_h=1$, 右侧竖直壁面为低温壁面冷却 $T_c=0$, $T_h>T_c$, 上下壁面绝热. 腔内打剖面线部分是具有一定厚度和导热系数的固体层, 其余部分是二维空腔. 腔体高度为 H, 长度为 L. 流体的 Prandtl 数 $Pr=0.701$, 四周为固体壁面, 取无滑移条件, $U=V=0$. 流体符合 Boussinesq 假设, Ra 的参考尺度取 H. 由于本文涉及辐射计算, 所以将 T_h 和 T_c 定为 310 K 和 300 K.

1.2　控制方程

采用 Boussinesq 假设后, 不考虑粘性耗散的牛顿流体二维层流流动的无量纲控制方程组为:

$$\frac{\partial U}{\partial \tau}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial X}+\sqrt{\frac{Pr}{Ra}}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau}+U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\sqrt{\frac{Pr}{Ra}}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right)+\theta, \quad (2)$$

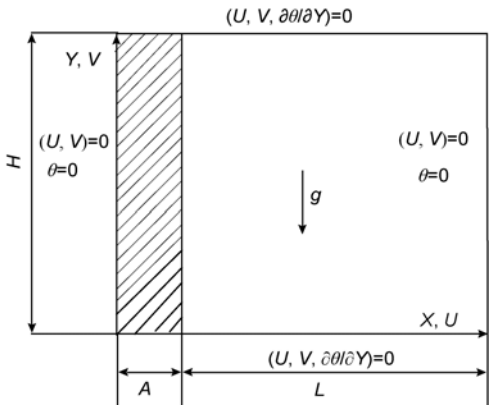


图 1　物理模型

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+U\frac{\partial\theta}{\partial X}+V\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\frac{D}{\sqrt{RaPr}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0. \tag{4}$$

无量纲参数定义为:

$$\begin{cases} X=\dfrac{x}{H}, \\ Y=\dfrac{y}{H}, \\ \tau=\dfrac{t}{H}U_{\mathrm{R}}, \\ Ra=\dfrac{g\beta(T_{\mathrm{h}}-T_{\mathrm{c}})H^3}{\alpha\nu}\ Pr=\dfrac{\nu}{\alpha}, \\ U=\dfrac{u}{U_{\mathrm{R}}}, \\ V=\dfrac{v}{V_{\mathrm{R}}}, \\ P=\dfrac{p}{\rho U_{\mathrm{R}}}, \\ \theta=\dfrac{T-T_{\mathrm{c}}}{T_{\mathrm{h}}-T_{\mathrm{c}}}, \end{cases}$$

其中 x, y, τ 为空间坐标和时间变量; u, v, p, T 分别为速度分量、压力和温度; g, a, ν, ρ, β 分别为重力加速度、热扩散系数、粘性扩散系数、密度和热膨胀系数; U_{R} 为参考速度, 定义为 $U_{\mathrm{R}}=(Ra\cdot Pr)^{1/2}\,a/H$. 另外, 在封闭腔内部 D=1; 在固体层内部(图 1 中的阴影部分) $D=\lambda_{\mathrm{s}}/\lambda_{\mathrm{f}}=k_{\mathrm{r}}$, 其中为 λ_{s} 外固体层的导热系数, λ_{f} 为流体的导热系数, k_{r} 为固体层与流体的导热系数比.

1.3 附加源项法及导热对流表面辐射耦合问题的数值处理

本文对于有辐射影响的对流换热问题, 数值计算采用附加源项法处理. 根据产生辐射换热的固体壁面所在的位置, 辐射对对流换热的影响可以分为两种情况, 一种是固体辐射表面处于求解区域的内部, 这时固体与流体的分界面同时存在导热、对流和辐射三种换热形式共同作用, 即为导热、对流、辐射耦合问题; 另一种是固体辐射表面为求解区域的边界, 辐射换热是作为边界条件引入计算的, 即为对流、辐射耦合问题[25].

本文是第二种情况. 当辐射表面为求解区域的边界时, 辐射换热是作为边界条件的一部分引入求解计算的. 被动式辐射问题中, 如果固体壁面为定温度表面, 则对流换热与辐射换热的热量就可以分别求解, 二者并不互相影响, 不存在辐射换热影响对流换热的问题. 所以, 这时只有第二或者第三类边界条件对被动式辐射换热问题有意义. 下面以与边界相邻的一个流体控制容积为例, 说明用附加源项处理这两类边界条件的数值方法. 流体控制容积如图 2 所示.

关于 P 节点的离散能量方程可写为:

$$a_PT_P=a_ET_E+a_WT_W+a_NT_N+a_ST_S. \tag{5}$$

因为流固界面上的流量 F_E=0, 所以 $a_E=\Gamma_E\dfrac{\Delta y}{\delta x_e}$.

将(5)式改写成:

$$\begin{cases} (a_P-a_E)T_P=a_E(T_E-T_P)+a_WT_W+a_NT_N+a_ST_S, \\ a_P'T_P=\Gamma_E\dfrac{T_E-T_P}{\delta x_e}\Delta y+a_WT_W+a_NT_N+a_ST_S. \end{cases} \tag{6}$$

当边界条件为边界条件第二类时, 边界上有:

$$q_0=-\lambda_{\mathrm{f}}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\mathrm{f}}+q_{\mathrm{r}}. \tag{7}$$

等式两边同时乘以 $\Delta y/c_p$ 并差分离散后得:

$$\Gamma_E\frac{T_E-T_P}{\delta x_e}\Delta y=\frac{q_0-q_{\mathrm{r}}}{c_{\mathrm{p}}}\Delta y. \tag{8}$$

将上式代入(6)式, 得:

$$\begin{aligned} a_P'T_P&=\frac{q_0-q_{\mathrm{r}}}{c_{\mathrm{p}}}\Delta y+a_WT_W+a_NT_N+a_ST_S \\ &=a_WT_W+a_NT_N+a_ST_S+S_{C\cdot\mathrm{ad}}\Delta x\Delta y, \end{aligned} \tag{9}$$

其中, $S_{C\cdot\mathrm{ad}}=(q_0-q_{\mathrm{r}})/(c_{\mathrm{p}}\Delta x)$ 即为处理第二类边界条件所引入的附加源项, 同时应先使 $a_P'=a_P-a_E$, 然后令 a_E=0.

当边界条件为第三类时边界条件时, q_0 可以表示为:

$$q_0=h\left(t_\infty-T_E\right)=-\lambda_{\mathrm{f}}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\mathrm{f}}+q_{\mathrm{r}}, \tag{10}$$

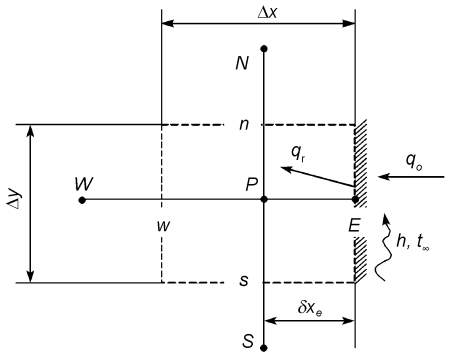


图 2 边界面上流体单元

并且在边界上有:

$$q_0 = h(t_\infty - T_E) = \lambda_{\rm f}\frac{T_E - T_P}{\delta x_e} + q_{\rm r}. \tag{11}$$

上式消去 T_E, 得

$$q_0 = \frac{t_\infty - T_P + q_{\rm r}\delta x_e/\lambda_{\rm f}}{1/h + \delta x_e/\lambda_{\rm f}}, \tag{12}$$

代入(9)式得

$$a'_P T_P = \frac{t_\infty - T_P - q_{\rm r}/h}{(1/h + \delta x_e/\lambda_f)c_{\rm p}}\Delta y + a_W T_W + a_N T_N + a_S T_S. \tag{13}$$

整理得:

$$\left[a'_P + \frac{\Delta y}{\left(1/h + \delta x_e/\lambda_f\right)c_{\rm p}}\right]T_P = a''_P T_P = a_W T_W + a_N T_N + a_S T_S + S_{C\cdot{\rm ad}}\Delta x\Delta y, \tag{14}$$

其中, $S_{C\cdot{\rm ad}} = (t_\infty - q_{\rm r}/h)/[(1/h + \delta x_e/\lambda_{\rm f})c_{\rm p}\Delta x]$ 即为处理第三类边界条件所引入的附加源项, 同时应先使 $a''_P = a_P - a_E + \dfrac{\Delta y}{\left(1/h + \delta x_e/\lambda_{\rm f}\right)c_{\rm p}}$, 然后令 a_E=0.

需要指出, 在计算固体表面辐射热流密度 $q_{\rm r}$ 时需已知固体表面温度. 由(8)和(11)式可分别导出第二类边界条件和第三类边界条件对应的固体表面温度的计算式如下:

$$T_E = \frac{q_0 - q_{\rm r}}{\lambda_E}\delta x_e + T_P, \tag{15}$$

$$T_E = \frac{t_\infty h + \lambda_{\rm f} T_P/\delta x_e - q_{\rm r}}{\lambda_{\rm f}/\delta x_e + h}. \tag{16}$$

计算 T_E 需已知 $q_{\rm r}$. 因此, 辐射热流密度 $q_{\rm r}$ 和固体界面上温度 T_E 需采用迭代法求解, 这与第一种情况是一样的.

1.4　辐射热量计算

假设所有辐射表均为漫灰表面, 采用网络法计算流固体交界面的辐射换热[25]. 参与表面辐射的第 i 个表面的有效辐射热量可以表示为:

$$J_i = \varepsilon_i\sigma T_i^4 + (1-\varepsilon_i)\sum_{j=1}^{NF} J_j F_{ij} \quad (i=1, 2, \cdots, NF), \tag{17}$$

其中 ε_i 为第 i 个面单元的发射率, 开口界面发射率设置为 1; σ 为 Stefan-Boltzmann 常数; F_{ij} 为从第 i 个面单元到 j 个面单元的辐射角系数, 且如果 $i=j$ 那么 F_{ij}=0; NF 为参与辐射的面单元总数. 采用迭代法可得出 J_i.

由上一步得出的 J_i 后, 则第个 i 面单元的净辐射热量就为:

$$q_{{\rm r}i} = \sum_{j=1}^{NF}(J_i - J_j)F_{ij} \quad (i=1, 2, \cdots, NF). \tag{18}$$

1.5　边界条件

$$\begin{cases} Y = 0, \\ U = V = 0, \\ \partial\theta/\partial Y = 0, \end{cases} \tag{19}$$

$$\begin{cases} Y = H, \\ U = V = 0, \\ \partial\theta/\partial Y = 0, \end{cases} \tag{20}$$

$$\begin{cases} X = 0, \\ U = V = 0, \\ \theta = 1, \end{cases} \tag{21}$$

$$\begin{cases} X = L, \\ U = V = 0, \\ \theta = 0. \end{cases} \tag{22}$$

流体固体界面:

$$\begin{cases} X = \delta, \\ U = V = 0, \\ -\dfrac{\lambda_{\rm s}}{\lambda_{\rm f}}\dfrac{\partial\theta}{\partial X}\bigg|_{X=\delta^-} = -\dfrac{\partial\theta}{\partial X}\bigg|_{X=\delta^+}. \end{cases} \tag{23}$$

局部对流换热 Nusselt 数定义为:

$$Nu_Y = -\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=L}. \tag{24}$$

平均对流换热 Nusselt 数定义为:

$$Nu_{\rm c} = -\int_\delta^{\delta+1}\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=L}{\rm d}Y. \tag{25}$$

平均辐射换热 Nusselt 数定义为:

$$Nu_{\rm r} = \int_\delta^{\delta+1}\left(Q_{\rm r}\right)_{X=L}{\rm d}Y. \tag{26}$$

总平均 Nusselt 数为平均对流和平均辐射 Nusselt 数之和, 如下:

$$Nu_{\rm t} = Nu_{\rm c} + Nu_{\rm r} = -\int_\delta^{\delta+1}\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=L}{\rm d}Y + \int_\delta^{\delta+1}(Q_r)_{X=L}{\rm d}Y. \tag{27}$$

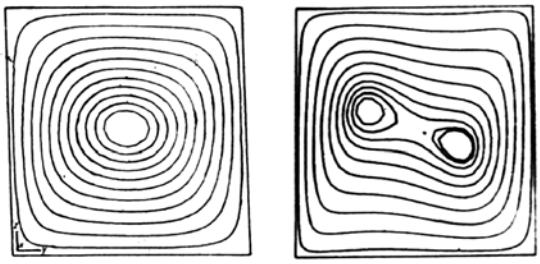
2 数值计算与结果分析

2.1 纯自然对流验证

本文采用的基本方法是基于原始变量的SIMPLE方法[26]. 对流扩散项用QUICK 差分方案离散. 具有QUICK方案的差分离散方程写成上风差分格式和一个非线性附加源项和的形式[27], 以增加差分方法的数值稳定性.

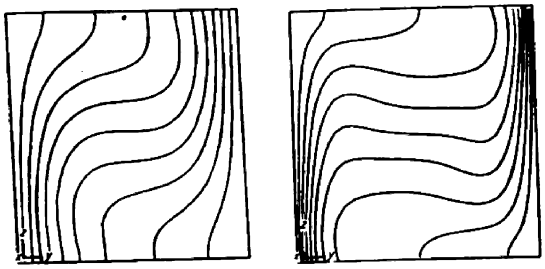
为了检验所采用的算法, 本文在这里对下面的几个例子进行了计算, 并与前人给出的基准解及相关的计算及实验结果进行了比较.

本文对腔内流体为空气(Pr=0.701)的稳态问题进行了计算. 部分计算结果如图3~6 所示, 与文献[28]所得的流场和温度场基本一致.



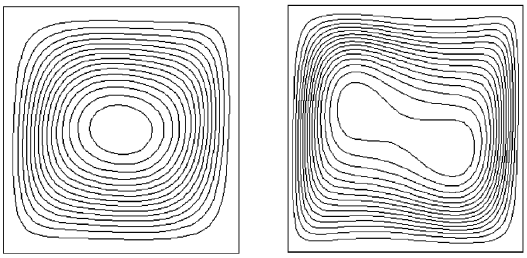
(a) $Ra=10^4$ (b) $Ra=10^5$

图 3 文献计算流场



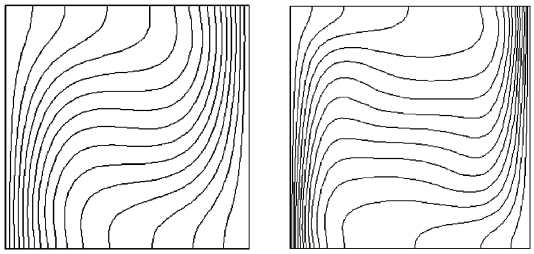
(a) $Ra=10^4$ (b) $Ra=10^5$

图 4 文献计算温度场



(a) $Ra=10^4$ (d) $Ra=10^5$

图 5 本文计算流场



(a) $Ra=10^4$ (b) $Ra=10^5$

图 6 本文计算温度场

表1为本文计算(网格为 60×50)不同 Ra 下所得 Nu 数的结果与文献[28]给出的基准解的对比. 从表 1 中可见, 本文所得计算结果与 Markatos 基准解基本一致的, 误差均小于 2%.

正方形腔内自然对流的计算与比较, 首先验证二维模型计算的准确性, 所考虑的第一个问题为方腔内的自然对流. 假设上下表面绝热, 左右竖直壁的温度分别为 T_h 和 T_c, $T_h>T_c$. 腔内流体符合 Boussinesq 假设, 流动和换热为二维层流.

对于网格数和时间步长同样进行了考核. 网格为均分划分, 采用 60(x)×50(y)的均分网格, 无量纲时间取 0.01. 本文曾取 120(x)×100(y)的均分网格, 无量纲时间取 0.001, 进行验算, 与上述网格得到的 Nu 相对差别小于 0.5%.

2.2 封闭方腔内的温度场分布

图 7 为 $Ra=10^4$ 的条件下, 固体层的导热系数与空气的导热系数比为 2, 固体层的无量纲厚度δ=0.04 和δ=0.6 的情况下的温度分布图.

图 8 为 $Ra=10^4$ 的条件下, 固体层的无量纲厚度δ=0.12, 固体层的导热系数与空气的导热系数比分别为 0.4 和 50 的情况下的温度分布图.

由图 8 可以看出, 当固体层的导热系数不同时, 其温度分布也有很大差异. 当固体层的导热系数 k_r=50 时, 外界对腔内形成比较大的影响, 腔内的温度相对固体层的厚度 k_r=0.4 时的较高.

图9为$Ra=10^4$的条件下, 固体层的无量纲厚度δ=0.12, 固体层的导热系数与空气的导热系数比k_r=0.2 和 50 时, 发射率ε=0 和 1 的情况下的温度分布图.

由图9可以看出, 当发射率不同时, 其温度分布也有差异. 当固体层的导热系数 k_r=50 时, 发射率的变化对封闭腔内形成比较大的影响; 当固体层的导热系数 k_r=0.2 时, 发射率的变化对腔内形成的影响不明显.

表 1　本文计算结果与 Markatos[29]基准解的对比

Ra	10^3	10^4	10^5
Nu_c[28]	1.108	2.201	4.430
Nu_c(本文)	1.117	2.238	4.471
相对误差	0.81%	1.68%	0.93%

2.3　固体层的表面发射率对流动和换热的影响

图 10 所示为 $Ra=10^4$ 时, 不同导热系数比下的平均对流 Nu 随表面发射率的变化. 随着表面发射率的的增长, 平均对流 Nu 逐渐呈线性减小.

图 11 所示为 $Ra=10^4$ 时, 不同导热系数比下的辐射 Nu 随表面发射率的变化. 如图 8 可见, 随着表面发射率的的增长, 平均辐射 Nu 随着表面发射率呈线性增加. 当 k_r 越大时, 其变化越显著.

图 12 给出了 $Ra=10^4$ 时, 总平均 Nu 随表面发射率的变化曲线. 固体层表面发射率对换热有明显的影响. 由图 12 可见, 随着发射率的增大, 总平均 Nu 呈线性关系增加. 当 k_r 越大时, 其变化越显著. 这与图 11 的结果是相一致的. 可见, 总平均 Nu 的变化趋势与辐射换热 Nu 趋势相近. 所以在自然对流的封闭方腔内, 辐射换热比对流换热更占主导地位, 这与文献[29]相吻合.

2.4　固体层导热系数比对流动和换热的影响

各种 Ra 的条件下, 固体层的表面发射率为 0.6, 对导热系数比 k_r 从 0 到 100 的情况进行了计算, 平均对流 Nu_c 的计算结果如图 5 所示. 由图 13 可见, 对所有 Ra, 随着 k_r 的增大, Nu_c 也随之增长. 在导热比值 k_r 超过 10 时, 换热增长的速率有所降低, 趋于平缓. 这说明当具有固体层时, 导热的效应使总的对流换热有所增长(曲线的初始部分), 但当导热系数比超过一定值时 $k_r \geqslant 10$, 再增加固体的导热性能, 对空腔内的流动和换热的影响就不明显了.

2.5　固体层的厚度对流动和换热的影响

在各种 Ra 的条件下, 固体层的导热系数与空气的导热系数比为 2, 对固体层的无量纲厚度 $\delta=A/H$(从 0~0.6)的情况进行了计算, Nu 的计算结果如图 14 所示.

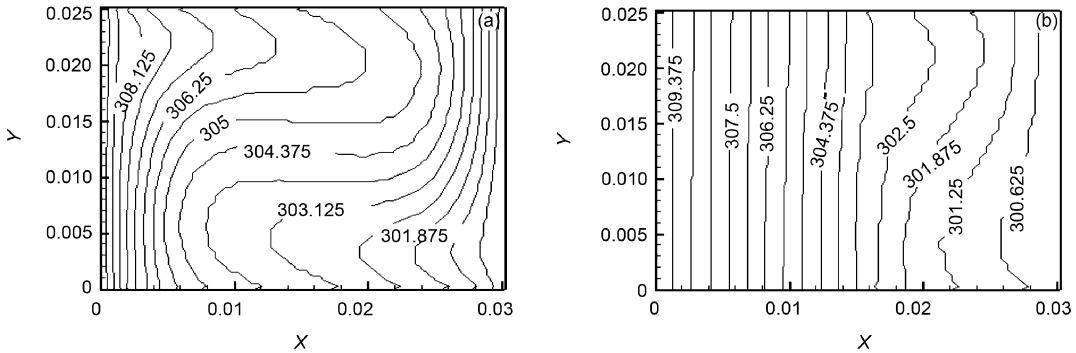


图 7　温度分布图

(a) δ=0.04; (b) δ=0.6

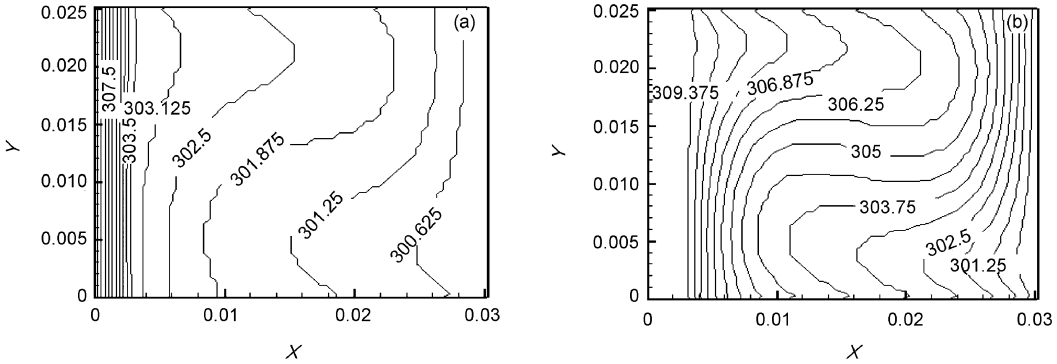


图 8　温度分布图

(a) k_r=0.4; (b) k_r=50

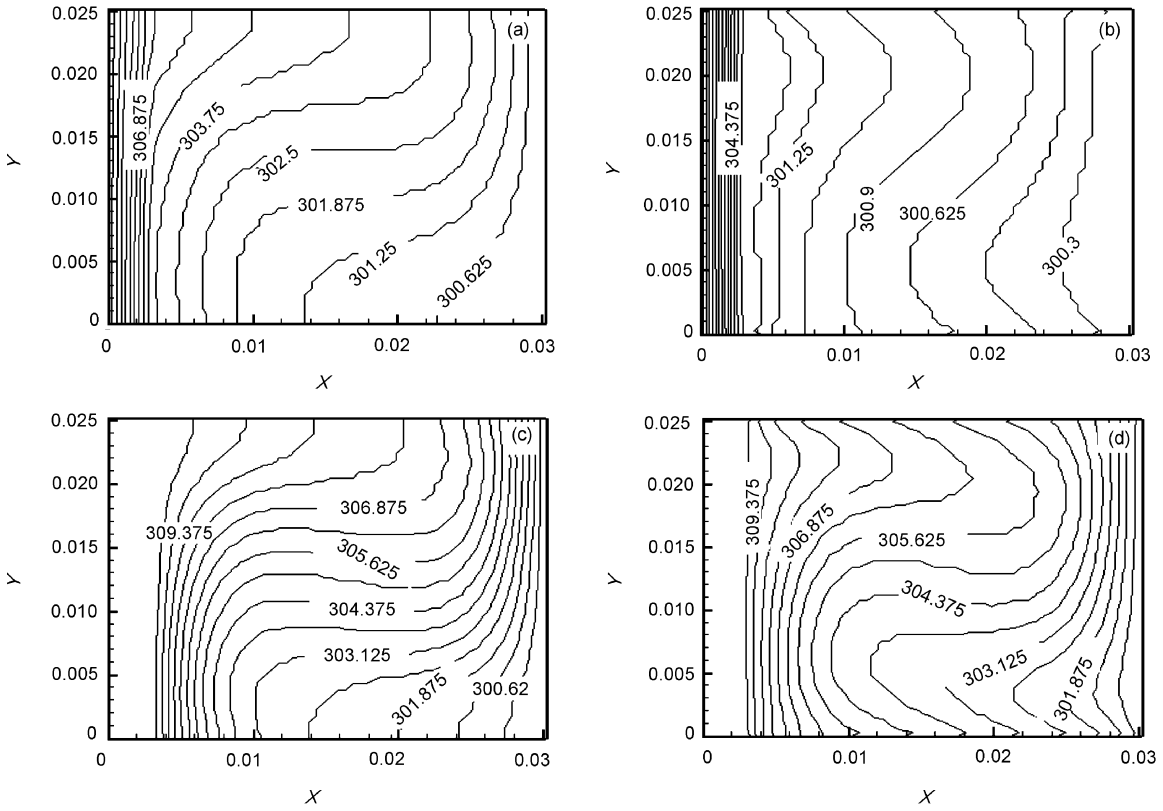


图 9　温度分布图

(a) k_r=0.2, ε=0; (b) k_r=0.2, ε=1; (c) k_r=50, ε=0; (d) k_r=50, ε=1

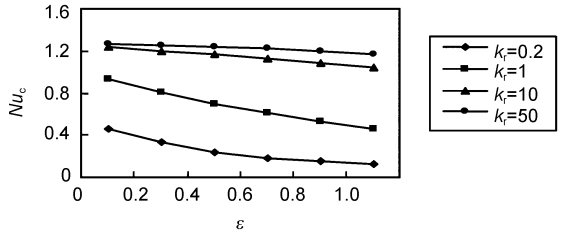


图 10　*Ra*=10^4 不同导热系数比时平均对流 *Nu* 随表面发射率的变化

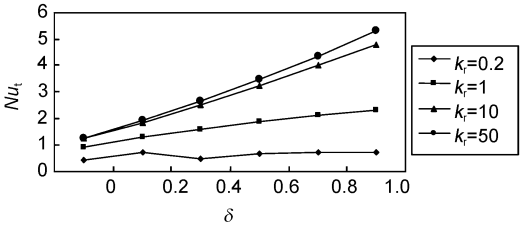


图 12　*Ra*=10^4 不同导热系数比时总平均 *Nu* 随表面发射率的变化

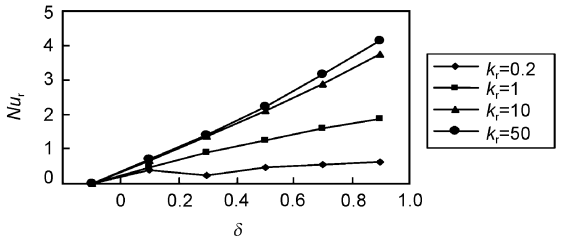


图 11　*Ra*=10^4 不同导热系数比时平均辐射 *Nu* 随表面发射率的变化

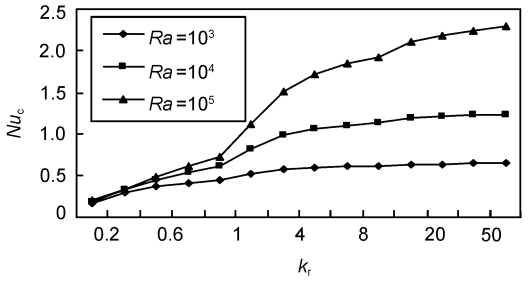


图 13　*ε*=0.6 不同 *Ra* 时平均对流 *Nu* 随导热系数比的变化

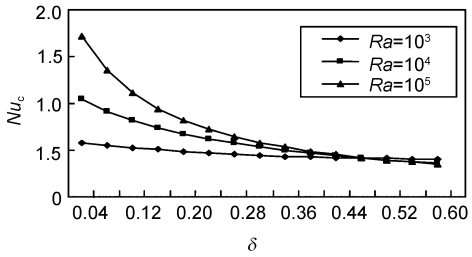


图 14　固体层的厚度不同时平均对流 *Nu* 的变化

由图 14 可知, 随着δ的增大, *Nu* 随之减小. 但在δ超过 0.2 时, 换热减弱的速率有所降低, 趋于平缓. 这说明当封闭方腔具有一定厚度的固体层时, 导热的效应使总的换热有所减弱(曲线的初始部分), 但当厚度超过一定值时, 再增加固体层的厚度, 其对封闭腔内的流动和换热的影响就不明显了. 这一结果从数值上证实了在实际的建筑环境中, 只要外围护结构的厚度达到一定的数值就可以达到隔热保温的要求, 再增加厚度并不会得到更好的效果.

3　结论

本文对具有导热和表面辐射换热相互耦合的封闭方腔内的自然对流进行了数值研究, 由计算结果可有以下结论.

1) 在自然对流的封闭腔内, 辐射换热比对流换热更占主导地位. 当固体层的导热系数 k_r 较大时, 其辐射影响越显著.

2) 当具有一定厚度的固体层时, 导热的效应使总的对流换热有所增长(曲线的初始部分), 但当导热系数比超过一定值时 $k_r \geqslant 10$, 再增加固体的导热性能, 对房间内的流动和换热的影响就不明显了.

3) 从数值上证实了在实际的建筑环境中, 只要外围护结构的厚度达到一定的数值就可以达到隔热保温的要求, 再增加厚度并不会得到更好的效果.

符号表

g: 重力加速度;
H: 房间高度, m;
L: 房间长度, m;
δ: 外围护结构厚度与房间高度比, A/H;
L_x: 房间无量纲长度, L/H;
Nu_c: 右侧墙壁的平均对流换热 Nusselt 数;
Nu_r: 右侧墙壁的辐射换热 Nusselt 数;
Nu_t: 右侧墙壁的总的对流换热 Nusselt 数;
Pr: Prandtl 数, γ/α;
Ra: Raleigh 数, $g\beta\Delta TH^3Pr/\gamma^2$;
τ: 无量纲时间;
T_h: 热墙壁的温度, ℃;
T_c: 冷墙壁的温度, ℃;
k_r: 外围护结构导热系数与流体的导热系数比, λ_s/λ_f;
x: 水平方向坐标轴, m;
X: 水平方向无量纲坐标轴;
y: 垂直方向坐标轴, m;
Y: 垂直方向无量纲坐标轴;
U_R: 参考速度, $(Ra\cdot Pr)^{1/2}\cdot\alpha/H$;
α: 热扩散系数, m^2/s;
γ: 流体的运动黏度, m^2/s;
μ: 流体的动力黏度, kg/(m·s);
β: 流体的热膨胀系数, 1/K;
ρ: 流体的密度, kg/m^3;
θ: 无量纲温度;
ΔT: 冷热墙壁的温差, $T_h - T_c$;
ε: 围护结构表面发射率.

参考文献

1 Catton I. Natural convection in enclosures. In: Proc 6th Int Heat Transfer Conf. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1978. 13—31
2 Gebhart B, Jaluria Y, Mahajan R P, et al. Buoyancy-Induced Flows and Transport. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1988
3 Costa V A F. Laminar natural convection in differentially heated rectangular enclosure with vertical diffusive walls. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45(20): 4217—4225
4 Deng Q H, Tang G F, Li Y G, et al. Interaction between discrete heat source in horizontal natural convection enclosures. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45(26): 5117—5132
5 Khanafer K, Vafai K, Lightstone M. Mixed convection heat transfer in two dimensional open-ended enclosures. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45(26): 5171—5190
6 Lee K T, Yan W M. Mixed convection heat transfer in horizontal rectangular ducts with wall transpiration effects. Int J Heat Mass Transfer,

1998, 41(2): 411—423
7 Debasish M, Muralidhar K, Munshi P. Experimental study of Rayleigh-Benard convection at intermediate Rayleigh numbers using interferometric tomography. Fluid Dyn Res, 1999, 25: 231—255
8 Lir J, Lin T F. Visualization of roll patterns in Rayleigh-Bénard convection of air in a rectangular shallow cavity. Int J Heat Mass Transfer, 2001, 44(15): 2889—2902
9 Moffat R J, Ortega A. Direct air-cooling of electronic components. In: Bar-Cohen A, Kraus A D, eds. Advances in Thermal Modeling of Electronic Components and Systems. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1988. 129—282
10 Peterson G P, Ortega A. Thermal control of electronic equipment and devices. In: Hartnett J P, Irvine T F Jr, eds. Advances in Heat Transfer. San Diego: Academic Press, 1990. 181—314
11 Mbaye M, Bilgen E. Conduction and convection heat transfer in composite solar collector systems with porous absorber. WaÈrme-und StoffuÈbertragung, 1993, 28: 267—274
12 Prakash C, Kaminski D A. Conjugate natural convection in square enclosure: Effect of conduction in one of the vertical walls. HTD ASME, 1984, 39: 49—54
13 Patankar S V. A numerical method for conduction in composite materials, flow in irregular geometries and conjugate heat transfer. In: Proc 6th Int Heat Transfer Conf. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1978. 279—302
14 Ostrach S. Natural convection in enclosures. ASME J Heat Transfer, 1988, 110(4): 1175—1190
15 Hoogendoorn C J. Natural convection in enclosures. In: Proc 8th Int Heat Transfer Conf. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1986. 111—120
16 Meyer B A, Mitchell J W, El-Wakil M M. The effect of thermal wall properties in natural convection in inclined rectangular cells. ASME J Heat Transfer, 1982, 104(1): 111—117
17 Kim D M, Viskanta R. Study of the effects of wall conductance on natural convection in on natural convection in a differentially oriented square cavity. Int Fluid Mech, 1984, 144: 153—176
18 Huang Y H, Aggarwal S K. Effect of wall conduction on natural convection in an enclosure with a central heat source. ASME J Electron Packag, 1995, 117: 301—306
19 Ben Yedder R, Bilgen E. Natural convection and conduction in Trombe wall systems. Int J Heat Mass Transfer, 1991, 34(4-5): 1237—1248
20 Du Z G, Bilgen E. Coupling of wall conduction with natural convection in a rectangular enclosure. Int J Heat Mass Transfer, 1992, 35(8): 1969—1975
21 Kim D M, Viskanta R. Effect of wall conduction and radiation on natural convection in a rectangular cavity. Numer Heat Transfer, 1984, 7(4): 449—470
22 Larson D W, Viskanta R. Transient combined laminar free convection and radiation in a rectangular enclosure. J Fluid Mech, 1976, 78(1): 65—85
23 El-Sherbiny S M, Hollands K G T, Raithby G D. The effect of thermal boundary conditions on natural convection in vertical and inclined air layers. ASME J Heat Transfer, 1982, 104(2): 515—520
24 de Vahl Davis G, Jones I P. Natural convection in a square cavity: A comparison exercise. Int J Numer Method Fluid, 1983, 3(3): 227—248
25 杨世铭, 陶文铨. 传热学(第 4 版). 北京: 高等教育出版社, 2006
26 Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980
27 Hayase T, Humphrey J A C, Grif R. A consistently formulated QUICK finite-volume iterative calculation procedures. J Comput Phys, 1992, 98(1): 108—118
28 Markatos K A P. Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity. Int J Heat Mass Tranafer, 1984, 27(5): 755—772
29 Larson A L, Viskanta R. Transient combined laminar free convection and radiation in a rectangular enclosure. J Fluid Mech, 1976, 78(1): 65—85