

多孔介质中自然对流传热的场协同分析*

申 盛 刘 伟

陶文铨

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

西安交通大学能源与动力工程学院, 西安 710049

摘要 基于多孔介质内部热、湿、气耦合迁移的数学模型, 用场协同理论的观点, 推导出含湿多孔介质自然对流传热的气相流体与壁面间的整体和局部换热系数. 针对宽高比为 1:3 的竖直封闭多孔腔, 数值检验了含湿非饱和多孔介质自然对流的场协同现象: 即非饱和多孔介质自然对流的强度不仅取决于温差、气相速度和流体物性, 还取决于气相速度和温度梯度之间的协同. 改变气相速度和温度梯度的协同性, 将影响非饱和多孔介质自然对流传热的强度.

关键词 多孔介质 非饱和 传热 自然对流 场协同

对于单相流体对流换热, 过增元^[1-3]从能量方程出发, 重新审视了热量运输的物理机制, 把对流换热比拟为有内热源的导热问题, 提出: 只要提高总源强度就能强化传热, 而热源强度不仅取决于流体的物理性质, 还取决于流速和温度梯度的协同, 减小流体速度矢量和温度梯度矢量之间的夹角可以有效地强化传热. 对流换热场协同理论的提出, 揭示了对流换热的局部行为对传热整体性能的影响, 深化了传热学术界对换热强化机理的认识.

Tao^[4]把过增元提出的利用速度与温度梯度之间的协同来强化对流换热的概念, 从抛物线型流动推广到椭圆型流动, 并进行了数值验证. Zhao^[5]采用水为工质, 让流体通过多孔介质垂直流过加热板, 然后侧向流出, 保持加热面附近流体速度矢量和温度梯度矢量之间的夹角为零, 从实验测得的 Nusselt 数在较小 Péclet 数范围内为: $Nu = Pe$, 其换热强度远远高于夹角为 90° 时的对流换热^[6]: $Nu = 1.329Pe^{1/2}$.

迄今为止, 场协同理论尚未在非饱和多孔介质传热中得到理论验证. 含湿非饱和多孔介质中的对流传热特征为: 多孔骨架孔隙空间内多相系的流体运动伴随着相变, 使迁移机制十分复杂. 刘伟等^[7, 8]基于 Slattery^[9]和 Whitaker^[10]提出的体积平均法, 将各向同性的多孔材料看作连续介质, 并参照 Philip 等^[11], DeVries^[12, 13]的经典热力学理论,

建立了多孔介质热、湿、气耦合迁移的二维非定常数学模型. 孔隙度较大时, 在气相连续性假设下, 由于浮升力的作用, 气流受热后能够在孔隙空间内形成较强的自然对流. 本文推导了场协同理论在含湿非饱和多孔介质自然对流中的表述, 深化了对非饱和多孔介质中自然对流传热机理的认识, 而且, 通过对竖直封闭腔内多孔介质自然对流传热的数值模拟, 验证了含湿非饱和多孔介质自然对流中的场协同现象.

1 含湿非饱和多孔介质中热质传递的数学模型

利用连续介质力学方法, 可建立非饱和多孔介质中热质迁移的数学模型. 对一个尺度 l 的多孔介质体元 ($d \ll l \ll L$, d 为孔隙或颗粒直径, L 为宏观特征尺寸), 固体骨架与气、液两相之间的换热面积很大, 三相在多孔介质体元内温差较小, 可近似认为固、气、液三相处于局部热力学平衡. 对于多孔介质孔隙中空气和水汽的混合气, 不仅考虑混合气的整体运动, 同时也考虑水汽相对于空气的扩散运动, 空气和水汽可采用分压不分容的处理方法. 于是, 输运过程的一般微分方程有:

连续性方程:

$$\text{液相: } \nabla \cdot (\rho_l \epsilon_l \mathbf{V}_l) = -\dot{m}, \quad (1)$$

$$\text{水汽: } \nabla \cdot [\rho_v \epsilon_g (\mathbf{V}_v + \mathbf{V}_g)] = \dot{m}, \quad (2)$$

$$\text{空气: } \nabla \cdot (\rho_a \epsilon_g \mathbf{V}_g) = 0. \quad (3)$$

2002-09-26 收稿, 2002-11-07 收修改稿

* 国家重点基础研究发展规划(批准号: G2000026303)资助项目

E-mail: s.shen@mail.china.com/weiliu@public.wh.hb.cn

动量方程:

$$\text{液相: } \epsilon_l(\mathbf{V}_l \cdot \nabla)(\rho_l \mathbf{V}_l) - \dot{m} \mathbf{V}_l = -\rho_l g D_l / K_l \nabla \epsilon_l - \rho_l \epsilon_l g - \rho_l \epsilon_l g / K_l \mathbf{V}_l, \quad (4)$$

$$\text{气相: } \epsilon_g(\mathbf{V}_g \cdot \nabla)(\rho_g \mathbf{V}_g) + \dot{m} \mathbf{V}_g = -\nabla p + \mu_g \nabla^2 \mathbf{V}_g - \rho_g \epsilon_g g - \rho_g \epsilon_g g / K_g \mathbf{V}_g. \quad (5)$$

水汽扩散方程:

$$\mathbf{V}_v = -D_{va} p / (p - p_v) \nabla p_v / \rho_v. \quad (6)$$

能量方程:

$$\epsilon_l \mathbf{V}_l \cdot \nabla(\rho_l C_l T) + \epsilon_g \mathbf{V}_g \cdot \nabla(\rho_g C_g T) = \nabla \cdot (K_m \nabla T) - \dot{m} \gamma. \quad (7)$$

在方程(1~7)中, 下标 l, g, v, a, m 分别表示液相、气相、水汽、空气和表观量; $T, \epsilon, p, \mathbf{V}$ 分别表示温度、相含量、压力和速度矢量; \dot{m}, γ 分别表示蒸汽生成率和汽化潜热; $D_{va}, D_l, K_l, K_g, K_m$ 分别表示水汽向空气的质扩散率、液体向多孔骨架的扩散率、非饱和导水率、非饱和导气率和表观导热系数。

可以看出, 方程组已体现了热、湿、气三者之间的耦合关系, 反映出多孔介质内部温度场、相含量场、压力场、液相迁移速度、气相迁移速度、蒸汽扩散速度及内部蒸发量场的变化规律。

2 多孔介质自然对流传热的场协同分析

利用连续性方程和水汽扩散方程, 将相变源项合并到能量方程的对流项和扩散项中, 从而将方程简化。然后, 将能量方程两边在温度边界层内积分, 利用 Gauss 定理将体积分化为沿边界层外缘和沿壁面的两个面积分, 再根据温度边界层的定义, 化简后得到壁面整体和局部换热系数表达式。具体推导过程如下:

假设空气的密度不随温度变化, 那么关于它的连续性方程变为

$$\nabla \cdot (\epsilon_g \mathbf{V}_g) = 0. \quad (8)$$

如果水汽密度仅是温度的函数, 水汽扩散方程为

$$\mathbf{V}_v = -D_{va} \frac{1}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{dT} \nabla T. \quad (9)$$

将方程(8)和(9)代入关于水汽的连续性方程(2)得

$$\dot{m} = -\nabla \cdot \left(\epsilon_g D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \nabla T \right) + \epsilon_g \frac{d\rho_v}{dT} \mathbf{V}_g \cdot \nabla T. \quad (10)$$

在多孔介质内, 当气相自然对流较强而液相流动较弱时, 能量方程简化为

$$\epsilon_g \rho_g c_g (\mathbf{V}_g \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (K_m \nabla T) - \dot{m} \gamma. \quad (11)$$

将方程(10)代入方程(11), 得

$$\left(\epsilon_g \rho_g c_g + \epsilon_g \gamma \frac{d\rho_v}{dT} \right) \mathbf{V}_g \cdot \nabla T = \nabla \cdot \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right]. \quad (12)$$

考虑非饱和和多孔介质在壁面附近的对流换热, 如图1(a)所示. A 为一个任意连续可微的界面; a, b 为 A 在壁面上的交汇点, Ω 为封闭区域。

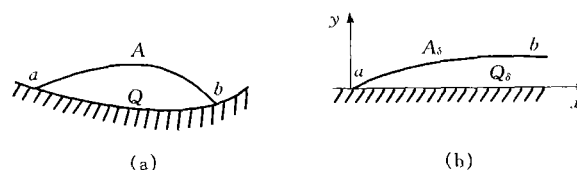


图1 非饱和多孔介质的积分区域

将方程(12)两边在区域 Ω 内积分得

$$\int_{\Omega} \left[\left(\epsilon_g \rho_g c_g + \epsilon_g \gamma \frac{d\rho_v}{dT} \right) \mathbf{V}_g \cdot \nabla T \right] d\Omega = \int_{\Omega} \left\{ \nabla \cdot \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] \right\} d\Omega. \quad (13)$$

由 Gauss 定理:

$$\int_{\Omega} \left\{ \nabla \cdot \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] \right\} d\Omega = \int_A \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS + \int_{S_{ab}} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS.$$

方程(13)可变为

$$\int_{S_{ab}} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS = \int_{\Omega} \left[\left(\epsilon_g \rho_g c_g + \epsilon_g \gamma \frac{d\rho_v}{dT} \right) \mathbf{V}_g \cdot \nabla T \right] d\Omega -$$

$$\int_A \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS. \quad (14)$$

由于气相流体与壁面之间的传热温差，可在壁面附近定义温度边界层 δ ($\delta \ll ab$)，如图1(b)所示。如果把积分区域放在温度边界层内，即 Ω 变为 Ω_δ ， A 变为 A_δ ，那么方程(14)变为

$$\begin{aligned} & \int_{S_{ab}} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_g}{dT} \right) \nabla T \right] dS = \\ & \int_{\Omega_\delta} \left[\left(\epsilon_g \rho_g c_g + \epsilon_g \gamma \frac{d\rho_v}{dT} \right) \mathbf{V}_g \cdot \nabla T \right] d\Omega - \\ & \int_{A_\delta} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS. \end{aligned} \quad (15)$$

由温度边界层定义

$$\int_{A_\delta} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS = 0.$$

方程(15)可简化为

$$\begin{aligned} & \int_{S_{ab}} \left[\left(K_m + \epsilon_g \gamma D_{va} \frac{d\rho_v}{dT} \right) \nabla T \right] dS = \\ & \int_{\Omega_\delta} \left[\left(\epsilon_g \rho_g c_g + \epsilon_g \gamma \frac{d\rho_v}{dT} \right) \mathbf{V}_g \cdot \nabla T \right] d\Omega. \end{aligned}$$

引入无量纲变量

$$\begin{aligned} \rho_v &= \frac{\rho_v}{\rho_g}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad \tilde{\mathbf{V}}_g = \frac{\mathbf{V}_g \delta}{a_m}, \\ X &= \frac{x}{\delta}, \quad Y = \frac{y}{\delta}, \quad \text{其中 } a_m = \frac{K_m}{\rho_g c_g}, \end{aligned}$$

得无量纲关系式

$$\begin{aligned} & \int_{S_{ab}} \left[\left(1 + \epsilon_g \frac{\gamma}{c_g \Delta T} \frac{D_{va}}{a_m} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right) \nabla \theta \right] dS = \\ & \int_{\Omega_\delta} \left[\left(1 + \frac{\gamma}{c_g \Delta T} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right) \epsilon_g \tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta \right] d\Omega. \end{aligned} \quad (16)$$

再引入无量纲数

$$Ja = \frac{\gamma}{c_g \Delta T}, \quad Le = \frac{a_m}{D_{va}},$$

(16)式进一步化为

$$\left(1 + \epsilon_g \frac{Ja}{Le} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right) \int_{S_{ab}} (\nabla \theta) dS =$$

$$\left(1 + Ja \frac{d\rho_v}{d\theta} \right) \int_{\Omega_\delta} \epsilon_g (\tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta) d\Omega.$$

于是，总换热系数可表示为

$$Nu_m = \frac{\int_{S_{ab}} (\nabla \theta) dS}{\int_{\Omega_\delta} \epsilon_g (\tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta) d\Omega} = \frac{\left(1 + Ja \frac{d\rho_v}{d\theta} \right)}{\left(1 + \epsilon_g \frac{Ja}{Le} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right)}. \quad (17)$$

对(17)式两边在 x 方向求偏导，可得局部换热系数的二维表达式

$$Nu_x = \frac{\left(1 + Ja \frac{d\rho_v}{d\theta} \right)}{\left(1 + \epsilon_g \frac{Ja}{Le} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right)} \int_0^1 \epsilon_g (\tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta) dY, \quad (18)$$

其中矢量点积项 $\tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta$ 可表达为： $\tilde{\mathbf{V}}_g \cdot \nabla \theta = |\tilde{\mathbf{V}}_g| |\nabla \theta| \cos \beta$ ， β 为温度梯度矢量与气相速度矢量的夹角。

对于多孔介质中自然对流传热问题，对流换热的强度不仅取决于气相流速、温差和流体的物性，还取决于气相速度场与温度梯度场的相互配合。不管对整体换热还是对局部换热，气相速度矢量与温度梯度矢量的夹角都起着重要的作用。从(17)式可以看出，为了使整体的换热达到最大，除了要增大速度矢量的模、温度梯度矢量的模之外，还要增大平均 $\cos \beta$ 值；从(18)式可以看出，对于局部换热，当夹角 β 小于 90° 时， β 愈小则对流换热系数愈大。即：气相速度矢量和温度梯度矢量的协同有着明确的物理意义。

3 非饱和和多孔介质自然对流传热的场协同计算验证

以竖直非饱和多孔腔内自然对流为例，对场协同现象进行计算验证。所研究的物理模型如图2所示：空腔四壁不可渗漏，上下壁绝热，空腔中填充型砂，工质为水。维持右壁温度 T_0 ，左壁温度 T_1 ， $T_1 > T_0$ ，经过一段时间腔内将形成一个稳定而且伴随着工质相变的自然对流。

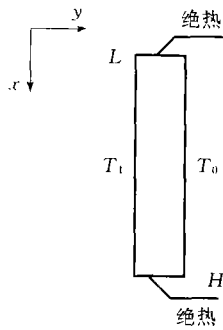
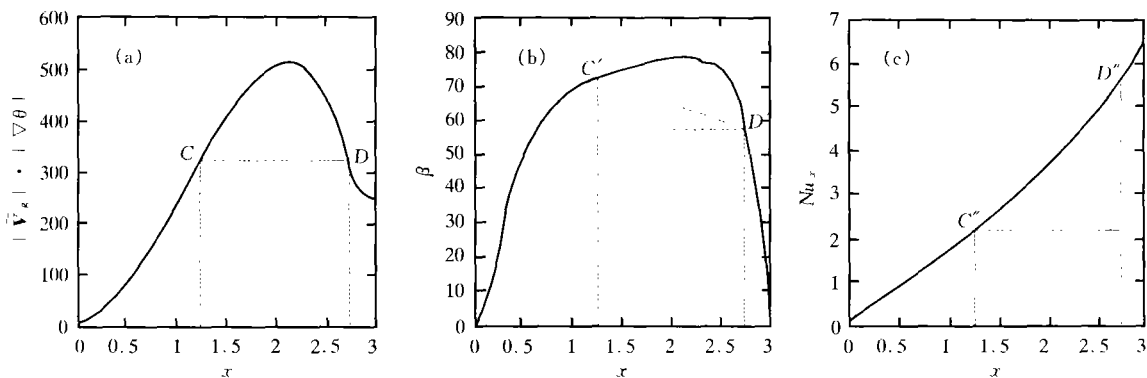


图2 物理模型

对于宽高比为 1:3 的多孔隙, 当 $R = RaDa = 150$ 时, 数值模拟了稳态时的温度场、流函数和蒸发量场, 如图 3(a)~(c)所示. 可以看出, 在多孔隙的左、右壁面附近形成了明显的温度梯度, 而且在左下角和右上角分别存在着蒸发和冷凝核心区.

考虑 $R = 150$ 、宽高比为 1:3 的多孔隙. 图 4(a), (b)和(c)分别表示壁面附近多孔介质薄层中, $|\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|$, β 和 Nu_x 沿 x 方向的变化. 在图4(a)中任取两点 C 和 D , 使得 $|\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|(C) = |\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|(D)$.

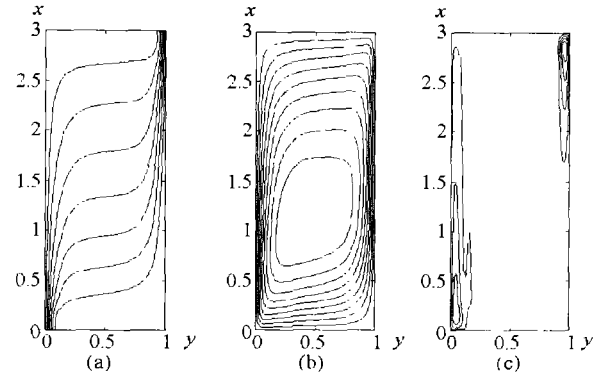
图4 壁面介质薄层中 $|\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|$, β 和 Nu_x 沿 x 方向的变化

(a) $|\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|$ 的变化; (b) β 的变化; (c) Nu_x 的变化

4 结论

本文导出对流换热场协同理论在含湿非饱和多孔介质自然对流传热中的表达式, 有助于分析多孔介质内对流强化的机理. 通过对竖直封闭多孔腔的数值计算可以验证: 非饱和多孔介质自然对流换热的强度, 不仅取决于温差、气相的速度和流体的物性, 还取决于气相速度场和温度梯度场的协同; 在速度矢量的模和温度梯度矢量的模之积相等的情况下, 它们之间的协同角 $\beta (< 90^\circ)$ 越小, 对流换热强度越大, 因此, 改变气相流速和温度梯度的协同性, 可以

$|\nabla\theta|(D)$. 相应, 在图 4(b), (c) 中取点 C' , D' 和 C'' , D'' , 满足 $x(C) = x(C') = x(C'')$, $x(D) = x(D') = x(D'')$. 可以看到当 $\beta(C') > \beta(D')$ 时, $Nu_x(C'') < Nu_x(D'')$. 所以, 在速度矢量的模和温度梯度矢量的模之积 $|\hat{\mathbf{V}}_g| \cdot |\nabla\theta|$ 相等的情况下, 速度矢量与温度梯度矢量的夹角 β 愈小, 对流换热系数愈大, 即减小 β 可以强化传热.

图3 $R = 150$ 时的温度场、流函数和蒸发量场

(a) 温度场; (b) 流函数; (c) 蒸发量场

改变非饱和多孔介质自然对流换热的强度.

参 考 文 献

- 1 过增元. 对流换热的物理机制及其控制: 速度场与热流场的协同. 科学通报, 2000, 45(19): 2118
- 2 Guo Z Y, et al. A novel concept for convective heat transfer enhancement. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1998, 40: 2221
- 3 Guo Z Y, et al. Novel concept and approaches of heat transfer enhancement. In: Ping Chen ed. Proceedings of Symposium on Energy and Engineering, New York: Begell House, 2000. 118
- 4 Tao W Q, et al. Field synergy principle for enhancing convective heat transfer—its extension and numerical verifications. Internation-

- al Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45: 3849
- 5 Zhao T S. Experimental study on heat transfer in porous medium. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2001, 44: 1031
- 6 Nield D A, et al. Convection in Porous Media. New York: Springer-Verlag, 1992. 50~53
- 7 Liu W, et al. A general mathematical modeling for heat and mass transfer in unsaturated porous media: An application to free evaporative cooling. Heat and Mass Transfer, 1995, 31: 49
- 8 Liu W, et al. 2D numerical simulation for simultaneous heat, water and gas migration in soil bed under different environmental conditions. Heat and Mass Transfer, 1998, 34: 307
- 9 Slattery J C. Two-phase flow through porous media. AIChE Journal, 1970, 16: 345
- 10 Whitaker S. Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media: A theory of drying. Advances in Heat Transfer. New York: Academic Press, 1977
- 11 Philip J R, et al. Moisture movement in porous materials under temperature gradients. Trans Am Geophys Union, 1957, 38: 222
- 12 DeVries D A. Simultaneous transfer of heat and moisture in porous media. Trans Am Geophys Union, 1958, 39: 909
- 13 DeVries D A. The theory of heat and moisture transfer in porous media revisited. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1987, 30: 1343

人类衰老之谜初见端倪

中国科学院和中国工程院于2003年1月26日联合在北京宣布了由568位中国科学院和中国工程院院士参与评选的“2002年中国十大科技进展新闻”。“北京大学医学部科学家初步揭开了人类衰老之谜”成为该十大新闻中唯一的一条医学方面的新闻。该成果还在2003年1月25日公布的“2002年公众关注的中国十大科技事件”评比中名列榜首。该项研究成果是在国家自然科学基金面上项目和重点项目及国家“973”项目共同支持下,由北京大学医学部童坦君、张宗玉两位教授领导的科研小组,在多年潜心研究基础上取得的。该研究初步阐明了P16基因是人类细胞衰老的主导基因,是人类细胞衰老遗传控制程序的主要因素,揭示了P16基因在衰老过程中高表达是细胞衰老的主要原因。

衰老是一种有机体的死亡危险随年龄增加而增大的现象。细胞衰老是生物衰老的基本单位、老年病的发病基础。近年来有关衰老的研究取得了一些进展如细胞凋亡与特殊基因的关系、端粒长度的控制等。童坦君、张宗玉教授领导的课题组密切关注国际前沿发展方向,他们将P16基因导入人成纤维细胞,结果衰老加快,而将其反义重组载体导入细胞则抑制P16使细胞较长时间维持年轻态,且使细胞增殖能力与DNA损伤修复能力加强。这些重要发现在国际著名杂志J Biol Chem上以两篇文章发表。

童坦君、张宗玉教授领导的课题组长期从事衰老及肿瘤形成的分子机理研究。主持和完成了5项相关课题的国家自然科学基金面上项目和重点项目,在国际、国内一流杂志发表多篇研究论文,并多次获省部级科技进步奖。他们的研究是对人类细胞衰老机理研究的原创性贡献,为进一步阐明人类细胞衰老问题提供了一条新途径。

(供稿:董尔丹 徐岩英 叶鑫生)