

可移动半无限垂直圆柱体温度交变振荡 时对 MHD 自由对流的影响*

P·罗根珊¹, M·坎南², P·加尼森¹

(1. 钦奈安娜大学 力学系, 钦奈-600 025, 印度;
2. 安娜德高科技研究院 力学系, 卡支帕图, 钦奈-600 025, 印度)

摘要: 不可压缩粘性流体, 流过可移动、温度交变振荡的半无限垂直圆柱体时, 对 MHD 自由对流影响的数值解进行了研究, 应用 Crank-Nicolson 型的隐式有限差分方法, 求解无量纲、不稳定、非线性、耦合的偏微分控制方程. 在不同参数下研究速度、温度和浓度分布的变化, 还分析了局部及平均的表面摩擦力、Nusselt 数和 Sherwood 数, 并以图形形式给出. 所得结果与其他文献的结果比较, 有着很好的一致性.

关键词: 自由对流; MHD; 有限差分法; 传质传热

中图分类号: O29; O361.2; O361.4 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2011.11.002

符号说明

B_0	磁场强度	C'	圆柱体附近流体的组分浓度
C'_∞	无穷远处流体浓度	C'_w	圆柱体壁面流体的组分浓度
C	无量纲组分浓度	D	质量扩散系数
Gr_1	热量 Grashof 数	Gr_m	质量 Grashof 数
g	重力加速度	M	磁场参数
\overline{Nu}	平均 Nusselt 数	Nu_x	局部 Nusselt 数
Pr	Prandtl 数	r	垂直于圆柱体的空间坐标
r_0	圆柱体半径	R	垂直于圆柱体的无量纲空间坐标
Sc	Schmidt 数	\overline{Sh}	平均 Sherwood 数
Sh_x	局部 Sherwood 数	T'	圆柱体附近的流体温度
T'_∞	无穷远处流体温度	T'_w	圆柱体壁面温度
T	无量纲温度	t'	时间
t	无量纲时间	u	x 方向的速度分量
U	X 方向的无量纲速度分量	v	r 方向的速度分量
V	R 方向的无量纲速度分量	x	圆柱轴向的空间坐标

* 收稿日期: 2010-12-20; 修订日期: 2011-07-01

作者简介: P. Loganathan(联系人. E-mail: logu@annauniv.edu).

本文原文为英文, 黄锋译, 张禄坤校.

X	圆柱轴向的无量纲空间坐标	α	热扩散系数
β	体积热膨胀系数	β^*	有浓度时的体积热膨胀系数
Δt	时间网格大小	ΔR	半径方向上的网格大小
ΔX	轴向上的网格大小	ν	动粘性系数
ρ	密度	σ	流体导电率
τ_x	无量纲的局部壁面摩擦应力	$\bar{\tau}$	无量纲的平均壁面摩擦应力
ω	振动频率	ω	无量纲振动频率
下角			
w	壁面条件	∞	自由流动条件
i	X -方向的网格节点	j	R -方向的网格节点
上角			
k	时间步长的级别		

引 言

由于磁场作用下的瞬时自由对流,在地球物理学和天体物理学中的应用,引起广大研究者的兴趣.不可压缩粘性流体的磁流体动力学流动,在许多重要的工程设备中得到应用,诸如MHD发电机、原子反应堆冷却塔、地暖系统、空气动力学进程和热交换设计等.非稳定震荡的自由对流,在化学工程、涡轮机械和航天技术中扮演着重要的角色.这样的流动不是为非稳定的边界层运动引起,就是为非稳定的边界层温度引起.此外,非稳定也可能是由于自由流动速度或温度的震荡.传质传热现象,在化学生产工业中,如食品加工和聚合物生产中,也是十分普遍存在的.Hossain^[1]在一个半无限垂直平板上,求解伴有传质传热的二维自由对流问题.应用积分方法,在壁面温度作小幅振荡时,得到了壁面速度为0时的解.

一些作者在磁场作用下,研究了导电流体的自然对流边界层流动问题. Emerly^[2]研究了磁场对导电流体自由对流的影响. Arora 和 Gupta^[3]在两个旋转圆柱体之间,受到径向磁场作用时,得到了磁流体动力学流动的精确解. Kumari 和 Nath^[4]在磁场作用下,在二维物体前的驻点区域,经过一个伸展的表面,当外部的流场或者伸展的表面从静止状态突然启动,研究粘性导电流体非对称流动的发展. Soundalgekar 等^[5]研究了传质对流经垂直震荡变温平板流动的影响.他们发现,表面摩擦力随着 ωt 的值增大而增大. Shankar 和 Kishan^[6]对突然启动的无限垂直平板,研究了传质对MHD流动的影响. Soundalgekar 等^[7]对热通量恒定的、震荡的无限垂直平板,研究传质流动的影响.他们发现,当 $\omega t < \pi/4$ 时,空气的表面摩擦力随着组分浓度分子扩散率的减小而增大.

Yang 等^[8], Na^[9], Kao^[10] 和 Rees^[11]对垂直平板流动方向上振动的表面温度问题进行了研究.但是最近, Rees^[11]采用数值和解析两种方法,在流体周边温度保持均常值时,研究了表面温度作正弦振动的状况.另一实际的自由对流问题是表面温度作周期性震荡.应用积分方法找到壁面温度作小振幅振荡时的零壁面速度解. Das 等^[12]在表面温度的作周期性震荡时,研究了无限垂直平板的瞬时自由对流问题. Li 等^[13]在表面温度作流动方向震荡时,研究了垂直壁面引起稳定的和非稳定的自由对流.他们利用摄动法,在小 Grashof 数时,得到了平均 Nusselt 数的渐近公式. Zhang 等^[14]就恒温加热的周期性震荡垂直平板,假定核心区的流体温度,垂直方向发生变化,而水平方向保持不变时,数值研究了层状自然对流问题.最近, Saeid^[15]就垂直平板的瞬时自由对流问题,研究了表面温度周期性震荡的影响.他们发现,随着表面温度震荡频率和振幅的增大,平板的自由对流传热将下降.

Ganesan 和 Loganathan^[16] 组合了传质传热和浮力的影响,研究了垂直圆柱体瞬时自然对流的数值解.应用隐式的有限差分格式求解该问题,确定了有限差分格式法的稳定性和收敛性.文献对垂直圆柱体温度震荡时的非稳定自然对流问题关注甚少.因此,本文对不可压缩粘性流体,流经可移动的、温度震荡的半无限垂直圆柱体,研究 MHD 自由对流的影响.首先将边界层控制方程和初始-边值条件,转换为无量纲形式,然后应用 Crank-Nicolson 型的隐式有限差分法,求解转换后的控制方程及其初-边值条件.

1 数学分析

考虑非稳定、不可压缩、粘性的层流,流经可移动、传质传热、半径为 r_0 的半无限垂直圆柱体.假定磁场满足以下假设:

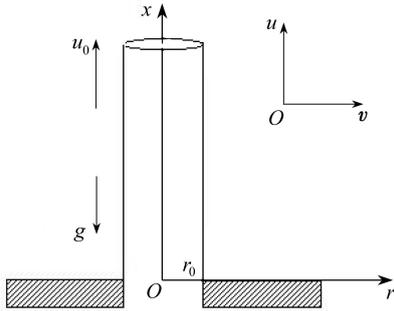


图1 物理模型示意图

- 1) 整个系统呈轴对称;
- 2) 感应电流对磁场没有影响;
- 3) 方向垂直于圆柱体的磁场强度为常数;
- 4) 流体的导电系数处处相同;
- 5) 能量方程中不计粘性耗散的影响.

问题的物理模型如图 1 所示. x -轴沿着圆柱轴垂直向上,径向坐标 r 沿着磁场方向, x 和 r 相互垂直.

开始时圆柱体和流体都保持静止,有着同样的温度 T'_∞ 和同样的浓度 C'_∞ .在 $t' \leq 0$ 时,它们维持着相同的状态.当 $t' > 0$ 时,圆柱体开始以均匀的速度 u_0 沿着垂直方向移动.圆柱体表面温度和浓度分别上升至 T'_w 和 C'_w .在上述假设下,使用 Boussinesq 近似,推导出连续、动量、能量和浓度的控制方程:

$$\frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t'} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = g\beta(T' - T'_\infty) + g\beta^*(C' - C'_\infty) + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} u, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} + u \frac{\partial T'}{\partial x} + v \frac{\partial T'}{\partial r} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T'}{\partial r} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial C'}{\partial t'} + u \frac{\partial C'}{\partial x} + v \frac{\partial C'}{\partial r} = \frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C'}{\partial r} \right). \quad (4)$$

方程(1)~(4)满足如下的初始-边值条件:

$$\left\{ \begin{array}{l} t' \leq 0; x \geq 0, r \geq 0 \text{ 时,} \\ t' > 0: \left\{ \begin{array}{l} r = r_0 \text{ 时,} \\ x = 0, r \geq r_0 \text{ 时,} \\ r \rightarrow \infty \text{ 时,} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} u = 0, v = 0, T' = T'_\infty, C' = C'_\infty, \\ \left\{ \begin{array}{l} u = u_0, v = 0, \\ T' = T'_w + (T'_w - T'_\infty) \cos(\omega' t'), C' = C'_w, \end{array} \right. \\ u = 0, T' = T'_\infty, C' = C'_\infty, \\ u \rightarrow 0, T' \rightarrow T'_\infty, C' \rightarrow C'_\infty, \end{array} \right. \quad (5)$$

下面引入无量纲的变量和参数:

$$\begin{cases} X = \frac{x\nu}{u_0 r_0^2}, R = \frac{r}{r_0}, U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{vr_0}{\nu}, t = \frac{t'\nu}{r_0^2}, \omega = \frac{r_0^2 \omega'}{\nu}, \\ T = \frac{T' - T'_\infty}{T'_w - T'_\infty}, C = \frac{C' - C'_\infty}{C'_w - C'_\infty}, Gr_t = \frac{g\beta r_0^2 (T'_w - T'_\infty)}{u_0 \nu}, \\ Gr_m = \frac{g\beta^* r_0^2 (C'_w - C'_\infty)}{u_0 \nu}, Pr = \frac{\nu}{\alpha}, Sc = \frac{\nu}{D}, M = \frac{\sigma B_0^2 r_0^2}{\rho \nu}. \end{cases} \quad (6)$$

方程(1)~(4)简化为下面的形式:

$$\frac{\partial(RU)}{\partial X} + \frac{\partial(RV)}{\partial R} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} = Gr_t T + Gr_m C + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) - MU, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial R} = \frac{1}{Sc} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial C}{\partial R} \right). \quad (10)$$

相应的无量纲初始-边值条件为

$$\begin{cases} t \leq 0: \text{对于全部的 } X \text{ 和 } R, U = 0, V = 0, T = 0, C = 0, \\ t > 0: R = 1 \text{ 时}, U = 1, V = 0, T = 1 + \cos(\omega t), C = 1, \\ X = 0 \text{ 时}, U = 0, T = 0, C = 0, \\ R \rightarrow \infty \text{ 时}, U \rightarrow 0, T \rightarrow 0, C \rightarrow 0. \end{cases} \quad (11)$$

2 数值计算

为了在初始-边值条件(11)下,求解非稳定、非线性、耦合的控制方程(7)~(10),使用 Ganesan 和 Loganathan^[16] 提出, Crank-Nicolson 型的隐式有限差分格式. 积分区域为一个由边 $X_{\max} (= 1.0)$ 和 $R_{\max} (= 20.0)$ 构成的矩形,其中 R_{\max} 对应于 $R \rightarrow \infty$, 位于动量、热量和浓度边界层的外侧. 及时地进入与时间有关的控制方程,并最终得到稳定解. 根据当前的迭代值和前一次的迭代值,以它们之间的相对误差确定收敛准则. 当误差小于 10^{-4} 时,假定解是收敛的,迭代过程终止.

网格大小由试算确定,网格确定为 $\Delta X = 0.02$, $\Delta R = 0.2$, 时间步长取 $\Delta t = 0.01$. 这时候,空间网格的大小,在一个方向上减小 50%,接着,在两个方向上都减小 50%,然后将结果加以比较. 可以发现,当 R -方向网格大小减小 50% 时,结果在小数点后 5 位数出现不同,而 X -方向或两个方向网格大小减小 50% 时,结果在小数点后 4 位数出现差别. 因此,近似计算时需要考虑这些网格的大小.

有限差分法是无条件稳定的. 截断误差为 $O(\Delta t^2 + \Delta R^2 + \Delta X)$, 当 $\Delta t, \Delta R$ 和 ΔX 趋于 0 时,截断误差也趋于 0. 因此,该方法是相容的. 稳定性和相容性确保其收敛性.

3 结果及讨论

研究粘性不可压缩导电流体,在横向磁场和交变的温度作用下,流过可移动、传热传质半无限垂直圆柱体时的自由对流问题. 应用 Crank-Nicolson 型隐式的有限差分法,得到速度、温度和浓度分布的解. 分析研究流动参数对流场的速度、温度和浓度分布的影响,如磁场参数 M 、

Grashof 数 Gr_l 、质量 Grashof 数 Gr_m 、Prandtl 数 Pr 、Schmidt 数 Sc 和频率参数 ω ，并取水的 Prandtl 数为 $Pr = 7.0$ 和空气的 Prandtl 数为 $Pr = 0.73$ 。

为了验证本文计算方案的有效性,对一个固定的垂直圆柱体, $Pr = 0.71$, $Sc = 0.16$, $Gr_l = Gr_m = 2.0$, 浓度为 0 时,得到有限差分法的速度分布曲线(见文献[17]),与本文的结果进行比较(见图 2),它们吻合得很好。

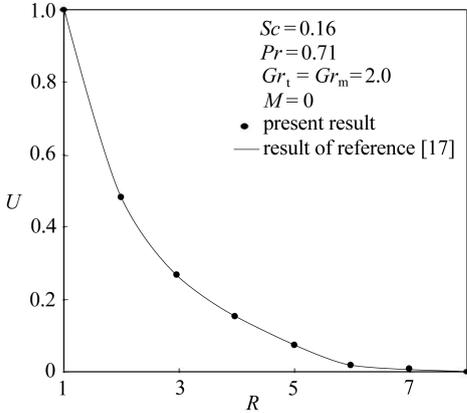


图 2 速度分布曲线的比较

Fig. 2 Comparison of velocity profiles

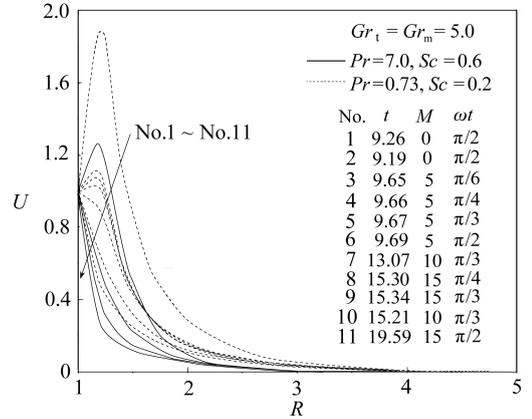


图 3 在 $X = 1.0$ 处, M 和 ωt 取不同数值时的速度分布曲线

Fig. 3 Velocity profiles at $X = 1.0$ for difference values of M and ωt

图 3 在不同 Prandtl 数 Pr 、磁场参数 M 和相位角 ωt 时,给出了瞬时速度的分布曲线图。由速度分布曲线可以发现,速度的最大值出现在上游,然后沿着流动方向减小; $Pr = 0.73$ (空气)的速度值,大于 $Pr = 7.0$ (水)时的速度值,物理上很容易得到解释,因为 Prandtl 数大的流体,粘性大些,因此流动速度要慢些; Pr 值越大,热交换率越快。因此,Prandtl 数 Pr 越大,达到稳定状态越快;随着频率参数 ωt 值的增加,速度在减小,达到稳定状态的时间随着 ωt 增大而增加。

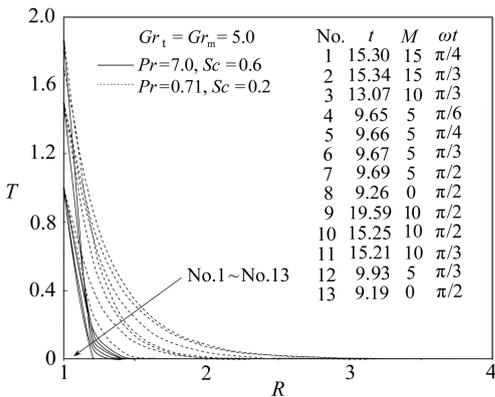


图 4 在 $X = 1.0$ 处, M 和 ωt 取不同数值时的温度分布曲线

Fig. 4 Temperature profiles at $X = 1.0$ for difference values of M and ωt

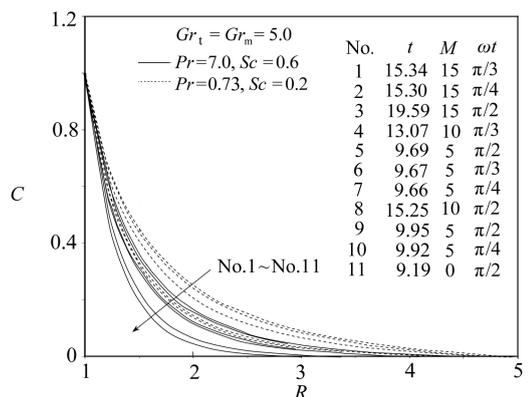


图 5 在 $X = 1.0$ 处, M 和 ωt 取不同数值时的浓度分布曲线

Fig. 5 Concentration profiles at $X = 1.0$ for difference values of M and ωt

图 4 给出了瞬时温度分布曲线随着径向坐标 R 的变化。磁场的存在和下降,导致流场温度分布曲线的上升;而且,空气的热边界层厚度,大于水的热边界层厚度。还可以看到,达到稳

定状态的时间,随着 M 值的增大而增加; Pr 值越高,温度分布曲线越低,这是因为流体的 Pr 值较高,较小的热传导率上升;但是,热边界层的厚度,随着磁场参数 M 的增大而增大;温度分布曲线随着 ωt 值的增大而减小。

图 5 给出了不同 Schmidt 数 Sc 、磁场参数 M 和 ωt 值时,瞬时浓度的分布曲线。可以发现,浓度分布曲线随着磁场参数 M 的增大而增大,达到稳定状态的时间,随着 Pr 值减小而延长。还可以发现,浓度随着 ωt 值的增大而增大,达到稳定状态的时间,随着 ωt 值的增大而延长。

知道速度、温度和浓度的数值后,现在计算局部的和平均的表面摩擦力,以及瞬时状态和稳定状态时的传热率和传质率。无量纲形式局部的和平均的表面摩擦力、Nusselt 数和 Sherwood 数,由以下式子给出:

$$\tau_x = - \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_{R=1}, \quad (12)$$

$$\bar{\tau} = - \int_0^1 \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_{R=1} dX, \quad (13)$$

$$Nu_x = - X \left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_{R=1}, \quad (14)$$

$$\bar{Nu} = - \int_0^1 \left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_{R=1} dX, \quad (15)$$

$$Sh_x = - X \left(\frac{\partial C}{\partial R} \right)_{R=1}, \quad (16)$$

$$\bar{Sh} = - \int_0^1 \left(\frac{\partial C}{\partial R} \right)_{R=1} dX. \quad (17)$$

应用 5 点近似公式计算方程 (12) ~ (17) 中导出的各项,然后应用 Newton-Cotes 公式计算积分。

图 6 绘出了稳定状态时,局部的表面摩擦应力随轴坐标 X 的变化。可以发现,局部的表面摩擦应力随着 X 的增大而减少。局部的剪切应力随着 M 的增大而增大。由于 ωt 值的减小,表面摩擦力有一个落差。该性质与图 3 中的速度分布是一致的。剪切应力随着 Pr 的增大而增大,因为 $Pr = 0.73$ (空气) 的速度梯度,大于 $Pr = 7.0$ (水) 的速度梯度。剪切应力随着 ωt 值的增大而增大,这是因为速度随着 ωt 的增大而减小。

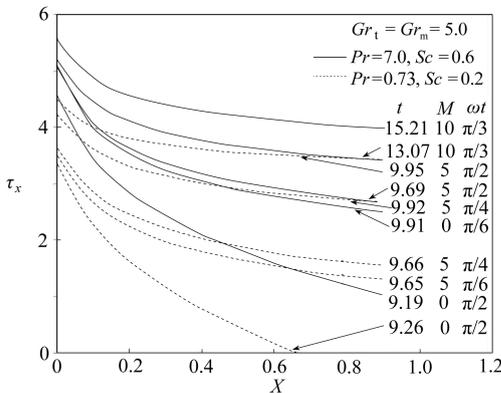


图 6 局部表面摩擦力

Fig. 6 Local skin-friction

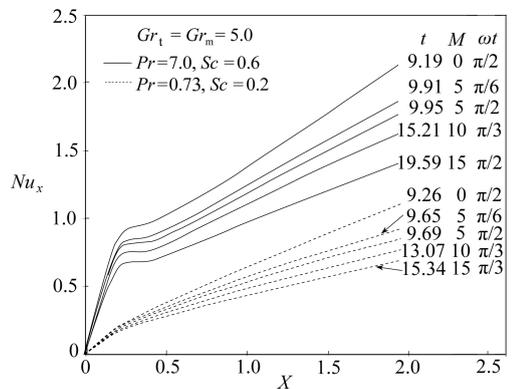


图 7 局部 Nusselt 数

Fig. 7 Local Nusselt number

图 7 显示了磁场参数、Prandtl 数和 ωt 不同取值时,无量纲稳定状态时的局部 Nusselt 数。

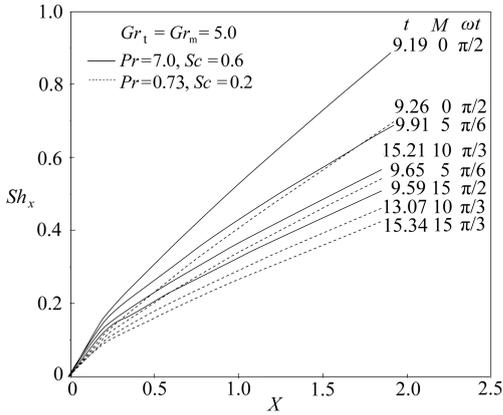


图 8 局部 Sherwood 数

Fig. 8 Local Sherwood number

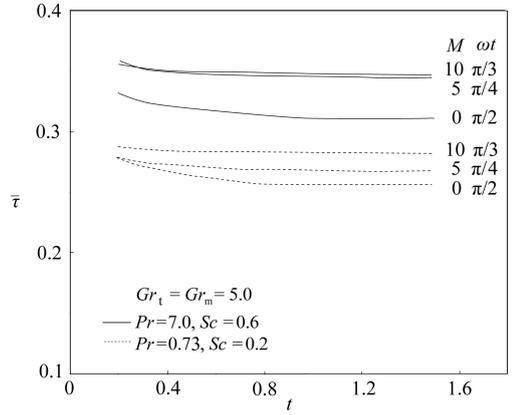


图 9 平均表面摩擦力

Fig. 9 Average skin-friction

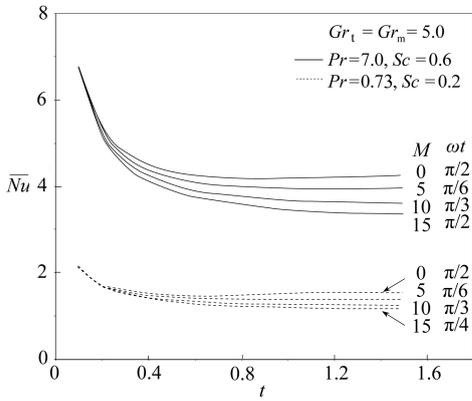


图 10 平均 Nusselt 数

Fig. 10 Average Nusselt number

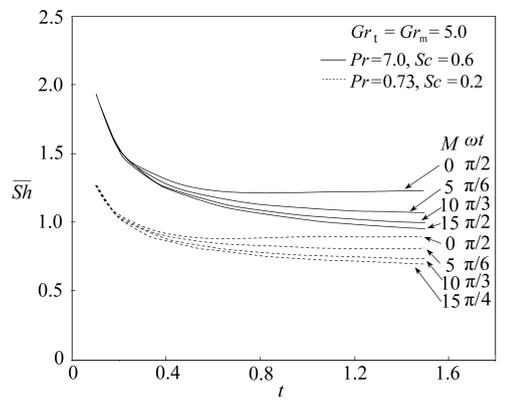


图 11 平均 Sherwood 数

Fig. 11 Average Sherwood number

可以发现, Nusselt 数随着 M 值的减小而增大. 局部传热率随着 Pr 值的增大而增大. Pr 对局部传热率的影响, 比另外两个参数强烈得多, 因为较低的 Pr 值, 给出较厚的温度分布, 与图 4 是一致的. 类似可以得到另一个参数 ωt 的结论.

图 8 对磁场参数、Prandtl 数和 ωt 的不同数值, 绘出了稳定状态时无量纲的局部 Sherwood 数. 可以发现, Sherwood 数随着 M 的减小而增大. 局部传质率随着 Pr 和 Sc 值的增大而增大. 还随着 ωt 值的增大而增大, 这是因为随着 ωt 值的增大浓度也在增大.

当磁场参数、Prandtl 数、Schmidt 数和相位角取不同数值时, 图 9、图 10 和图 11 分别给出了平均剪切应力、传热率和传质率随时间的变化. 由图 9 可以发现, 表面摩擦应力随着时间的增长而减少, 并随着时间的推移而趋于稳定. 无论在瞬态状态还是稳态状态, 平均表面摩擦应力随着 Pr 和 ωt 值的增大而减小, 注意到, Pr 和 ωt 值越高, 平均表面摩擦应力反而越低.

由图 10 ~ 11 可见, 开始时平均的 Nusselt 数和 Sherwood 数较大, 然后随着时间而减小, 还可以注意到, 初期的平均 Nusselt 数和 Sherwood 数, 关于 M 和 Pr 没有什么变化, 这表明初期的传质传热仅因导电率引起. 平均传热率随着 ωt 值的增大而减小, 平均 Sherwood 数随着频率参数 ωt 的减少而增大. 从图 10 和图 11 还可以看到, 平均的 Nusselt 数和 Sherwood 数随着 Pr 的增大而减少. 它们都随着 M 值的减小而增大.

4 结 论

精确地分析了可移动的半无限垂直圆柱体,温度发生震荡变化时,对磁流体动力学流动的影响.应用 Crank-Nicolson 型的有限差分法,求解无量纲的控制方程.用 von-Neumann 技术,分析有限差分格式的稳定性.以图形方式给出了速度、温度、浓度、表面摩擦力、Nusselt 数和 Sherwood 数随不同参数变化时的结果.研究结论汇总如下:

- 1) 研究表明,达到稳定状态的时间步长,强烈地依赖于磁场参数;
- 2) 磁场的存在与增大,导致速度场的减小;没有磁场的作用时,圆柱体附近的速度会出现过量的增加;
- 3) 传热随着温度交变频率的增大而减小;
- 4) 磁场的增大导致浓度分布的上升;
- 5) 局部和平均表面摩擦力随着 M 和 Pr 的增大而增大;
- 6) 局部和平均 Nusselt 数随着 Pr 的增大而增大,但随着 M 的减小而增大;
- 7) 局部和平均 Sherwood 数随着 Pr 的增大而增大,但随着 M 的减小而增大.

致谢 作者衷心地感谢审稿人对本文提出的宝贵建议.

参考文献:

- [1] Hossain M A. Simultaneous heat and mass transfer on oscillatory free convection boundary layer flow[J]. *Int J Energy Res*, 1988, **12**(2): 205-206.
- [2] Emerly Ashly F. The effect of magnetic field upon the free convection of a conducting fluid [J]. *Heat Transfer, Series C*, 1963, **85**(2):119-124 .
- [3] Arora K L, Gupta P R. Magnetohydrodynamics flows between two rotating coaxial cylinders under radial magnetic field[J]. *The Physics of Fluids*, 1972, **15**(6): 1146-1147.
- [4] Kumari M, Nath G. Development of two-dimensional boundary layer with an applied magnetic field due to impulsive motion[J]. *Indian J Pure Appl Math*, 1999, **30**(7): 695-708.
- [5] Soundalgekar V M, Lahurikar R M, Pohanerkar S G, Birajdar N S. Effects of mass transfer on the flow past an oscillating infinite vertical plate with constant heat flux[J]. *Journal of Thermophysics and Aeromechanics*, 1994, **1**(2): 119-124.
- [6] Shankar B, Krishan N. The effect of mass transfer on the MHD flow past an impulsively started infinite vertical plate with variable temperature or constant heat flux[J]. *J Energy Heat Mass Transfer*, 1997, **19**(1): 273-278.
- [7] Soundalgekar V M, Pohanerkar S G, Birajdar N S. Mass transfer effects on flow past a vertical oscillating plate with variable temperature[J]. *Heat and Mass Transfer*, 1995, **30**(5): 309-312.
- [8] Yang J, Jeng D R, DeWitt K J. Laminar free convection from a vertical plate with non-uniform surface conditions[J]. *Numerical Heat Transfer*, 1982, **5**:165-184.
- [9] Na T Y. Numerical solution of natural convection flow past a non-isothermal vertical plate [J]. *Appl Scientific Res*, 1978, **33**(5/6): 519-543.
- [10] Kao T T. Locally non-similar solution for laminar free convection adjacent to a vertical wall [J]. *Trans ASME J Heat Transfer*, 1976, **98**(2): 321-322.
- [11] Rees D A S. Three-dimensional free convection boundary layers in porous media induced by a heated surface with span wise temperature variations [J]. *Trans ASME J Heat Transfer*,

- 1997, **119**(4) : 792-798 .
- [12] Das U N, Deka R K, Soundalgekar V M. Transient free convection flow past an infinite vertical plate with periodic temperature variation[J]. *Trans ASME J Heat Transfer*, 1999, **121**(4) : 1091-1094.
- [13] Li J, Ingham D B, Pop I. Natural convection from a vertical plate with a surface temperature oscillation[J]. *International J Heat Mass Transfer*, 2001, **44**(12) : 2311-2322.
- [14] Zhang X R, Maruyama S, Sakai S. Numerical investigation of laminar natural convection on a heated vertical plate subjected to a periodic oscillation[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2004, **47**(19/20) : 4439-4448.
- [15] Saeid N H. Periodic free convection from vertical plate subjected to periodic surface temperature oscillation[J]. *Int J Thermal Sciences*, 2004, **43**(6) : 569-574.
- [16] Ganesan P, Loganathan P. Unsteady free convection flow over a moving vertical cylinder with heat and mass transfer[J]. *Heat Mass Transfer*, 2001, **37**(1) : 59-65.
- [17] Chen T S, Yuh C F. Combined heat and mass transfer in natural convection along a vertical cylinder[J]. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1980, **23**(4) : 451-461.

MHD Effects on Free Convective Flow Over Moving Semi-Infinite Vertical Cylinder With Temperature Oscillation

P. Loganathan¹, M. Kannan², P. Ganesan¹

(1. *Department of Mathematics, Anna University Chennai, Chennai-600025, India;*

2. *Department of Mathematics, Anand Institute of Higher Technology, Kazhipattur, Chennai-603103, India*)

Abstract: Numerical solutions of MHD effects on free convective flow an incompressible viscous fluid past a moving semi-infinite vertical cylinder with temperature oscillation was presented. The dimensionless, unsteady, non-linear and coupled governing partial differential equations were solved using an implicit finite difference method of Crank-Nicolson type. The velocity, temperature and concentration profiles were studied for various parameters. The local as well as average skin-friction, Nusselt number and Sherwood number were also analyzed and presented graphically. The present results are compared with available results in literature and are found to be in good agreement.

Key words: free convection; MHD; finite difference method; heat and mass transfer