

УДК 533.9

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОБМЕНА В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ ВНУТРИ ОТКРЫТОЙ ПОЛОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАВНОМЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2019 г. Ф. Замзари^{a,*}, **, З. Мехрез^{a,*}, А. Эль Кафси^a

^aFaculty of Sciences of Tunis, Laboratory of Energy, Heat and Mass Transfer (LETTM),
Department of Physics, El Manar University, El Manar 2092, Tunisia

* E-mail: Zouhaier.Mehrez@issatgb.rnu.tn

** E-mail: zouhaier.mehrez@yahoo.fr

Поступила в редакцию 19.03.2018 г.

После доработки 31.07.2018 г.

Принята к публикации 20.09.2018 г.

Численно исследовано влияние внешнего магнитного поля на пульсирующий поток, протекающий внутри открытой полости в горизонтальном канале. Полость подвергается равномерному нагреву со стороны нижней стенки. Уравнения энергии и Навье–Стокса решаются методом конечных объемов. На входе в канал пульсации задаются путем добавления синусоидальной составляющей к постоянному значению скорости. Исследования проведены в диапазонах чисел Струхала $0 \leq St \leq 1$, Ричардсона $0.25 \leq Ri \leq 1$ и Гартмана $0 \leq Ha \leq 50$ при различных значениях отношения длины к высоте полости $L/H = 1, 1.5$ и 2 и амплитуде пульсаций $A = 0.1$. Представлены различные характеристики течения в виде изотерм и линий тока, а также средние и нормализованные числа Нуссельта. Полученные результаты показывают, что влияние внешнего магнитного поля на распределение температуры, поле течения, режим и интенсификацию теплообмена зависит от числа Гартмана. Влияние пульсаций на интенсификацию теплообмена хорошо коррелирует с интенсивностью магнитного поля, числом Ричардсона и геометрией полости.

Ключевые слова: смешанная конвекция, внешнее магнитное поле, пульсации, открытая полость

DOI: 10.1134/S0568528119020142

ОБОЗНАЧЕНИЯ

| | | | |
|-------|---|--------|--|
| A | Амплитуда пульсаций | Nu_s | Число Нуссельта, осредненное по пространству |
| B_0 | Величина магнитного поля | Nu_m | Число Нуссельта, осредненное по пространству и времени |
| c_p | Удельная теплоемкость (Дж/кг К) | p | Давление (Па) |
| f | Частота пульсаций (Гц) | P | Безразмерное давление, p/ρ |
| g | Ускорение силы тяжести (m/c^2) | Pr | Число Прандтля, ν/α |
| Gr | Число Грасгофа, $g\beta(T_H - T_C)H^3/\nu^3$ | Re | Число Рейнольдса, $\rho u_0 H/\mu$ |
| h | Коэффициент теплопереноса ($Вт/м^2 К$) | Ri | Число Ричардсона, $g\beta(T_H - T_C)H/u_0^2$ |
| H | Высота полости (м) | St | Число Струхала, fH/u_0 |
| Ha | Число Гартмана, $B_0 H \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}}$ | t | Время (с) |
| k | Коэффициент теплопроводности ($Вт/м К$) | t_a | Безразмерное время, tu_0/H |
| l | Длина канала (м) | T | Температура (К) |

| | | | |
|--------------------------|---|----------|---|
| L | Длина полости (м) | u, v | Компоненты скорости в направлениях x, y (м/с) |
| u_0 | Скорость на входе (м/с) | x, y | Координаты (м) |
| U, V | Безразмерная скорость, $u/u_0, v/u_0$ | X, Y | Безразмерные координаты, $x/H, y/H$ |
| <i>Греческие символы</i> | | | |
| α | Коэффициент температуропроводности ($\text{м}^2/\text{с}$) | ρ | Плотность ($\text{кг}/\text{м}^3$) |
| β | Коэффициент теплового расширения ($1/\text{К}$) | θ | Безразмерная температура, $(T - T_C)/(T_H - T_C)$ |
| μ | Коэффициент динамической вязкости ($\text{кг}/\text{м}\cdot\text{с}$) | Ψ | Безразмерная функция тока |
| ν | Коэффициент кинематической вязкости ($\text{м}^2/\text{с}$) | τ | Безразмерный период пульсаций |
| <i>Индексы</i> | | | |
| a | безразмерный | m | средний |
| C | безразмерный | s | пространственный |
| H | горячий | | |

Проблема магнитогидродинамического (МГД) конвективного течения является одной из важнейших проблем гидромагнитной устойчивости ввиду ее широких промышленных применений, например, в гелиотехнике и охлаждении ядерных реакторов, электронного оборудования и микроэлектронных устройств. Проблемы этого рода также возникают при управлении тепло-массопереносом. В области смешанно-конвективных МГД-течений выполнен широкий круг исследований. В работе [1] изучено ламинарное МГД-течение в полости с движущейся крышкой при наличии нагревателя, установленного в углу полости. Результаты показывают, что степень теплопереноса уменьшается с числом Гартмана. Сделан вывод, что теплообменом и течением жидкости можно управлять приложением магнитного поля. В работе [2] изучено смешанно-конвективное МГД-течение в наклоненной полости с движущейся крышкой. Показано, что степень теплообмена может быть увеличена при увеличении угла наклона полости и числа Гартмана. Влияние магнитного поля на течение в полости с движущейся крышкой исследовано в [3]. Показано, что степень теплообмена возрастает с увеличением числа Ричардсона и убывает при увеличении числа Гартмана. В работе [4] рассмотрено смешанно-конвективное МГД-течение наножидкости, состоящей из воды с частицами меди, в продуваемой полости. Обнаружено, что среднее число Нуссельта убывает с ростом чисел Ричардсона и Гартмана и зависит от положения входа. В работе [5] исследовано смешанное конвективное МГД-течение в полости с движущейся крышкой при синусоидальном нагреве. Показано, что степень теплообмена может быть уменьшена либо увеличена с ростом объемной доли наночастиц в зависимости от чисел Ричардсона и Гартмана. В [6] исследовано МГД-течение ферромагнитной жидкости в полости с движущейся крышкой, частично заполненной пористой средой. Показано, что угол наклона магнитного поля и высота пористого слоя могут хорошо служить в качестве параметров управления интенсификацией течения жидкости и теплообмена. Много исследований выполнено в области естественной МГД-конвекции [7–10].

Проблема смешанной конвекции в открытой полости имеет место во многих технических приложениях, таких как сборка полупроводников в открытой полости, охлаждение микроэлектронных и электронных компонентов, ядерных реакторов и приемников солнечных концентраторов [11]. Приложение внешнего горизонтального магнитного поля к течению может быть использовано для управления процессом интенсификации теплопереноса. С этой целью в работе [12] исследовано влияние магнитного поля на теплоперенос и течение жидкости в открытой полости. Показано, что среднее число Нуссельта убывает при увеличении числа Гартмана. Для той же конфигурации в работе [13] изучено совместное влияние магнитной гидродинамики и джоулева нагрева на тепло-массоперенос в открытой полости. Показано, что интенсивность тепло-массопереноса убывает с ростом параметра джоулева нагрева и числа Гартмана. В работе [14] исследована смешанная МГД-конвекция в открытой полости при наличии источника тепла в левой стенке. Показано, что при больших числах Гартмана влияние длины нагревателя на поле течения незначительно. В [15] изучено влияние внешнего магнитного поля на производство энтропии и теплообмен в потоке воды с частицами меди в открытой полости, нагреваемой снизу.

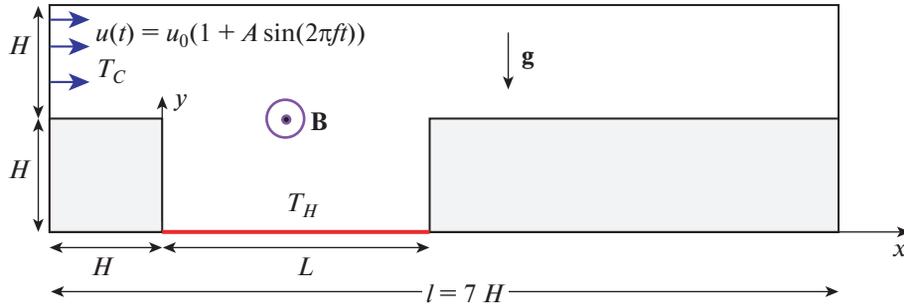


Рис. 1. Физическая модель

Показано, что изменение производства энтропии и интенсивности теплообмена при добавлении наночастиц или приложении магнитного поля зависит от угла наклона магнитного поля и чисел Ричардсона и Рейнольдса. В [16] изучено смешанно-конвективное МГД-течение гибридной наножидкости в открытой полости, внутри которой находится адиабатическое препятствие квадратной формы. Показано, что производство энтропии и среднее число Нуссельта убывают при увеличении числа Гартмана.

Основная цель данной работы состоит в изучении совместного влияния внешнего магнитного поля и пульсаций на структуру течения и режим и интенсивность теплообмена при течении жидкости в открытой полости, подогреваемое дно которой поддерживается при постоянной температуре. Результаты представлены графически в виде изотерм, линий тока и зависимостей осредненного и нормализованного числа Нуссельта при различных числах Ричардсона и Гартмана, геометрии полости и частотах пульсаций.

1. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОБЛЕМА

Физическая проблема представлена на рис. 1. Система состоит из горизонтального двумерного канала, включающего открытую полость высоты H и длины L . Длина канала l взята равной $7H$. Нагретое дно полости поддерживается при постоянной температуре T_H , тогда как другие стенки канала и полости теплоизолированы. Скорость на входе в полость изменяется по синусоидальному закону: $u(t) = u_0(1 + A \sin(2\pi ft))$, где A и f – амплитуда и частота пульсаций соответственно. Вид пульсаций выбран в соответствии с работами [17, 18]. Полость подвергается воздействию внешнего равномерного магнитного поля с напряженностью B_0 . Приложенное магнитное поле имеет вид $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{k}$.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Сила Лоренца, действующая на жидкость, определяется как

$$\mathbf{F}_l = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

где $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, σ – электропроводность, \mathbf{v} – вектор скорости, $\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$ и \mathbf{B} – вектор магнитного поля, определяемый как $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{k}$, где B_0 – величина магнитного поля.

Пользуясь этими выражениями, выразим силу Лоренца, действующую на жидкость, в виде

$$\mathbf{F}_l = -\sigma B_0^2 (u\mathbf{i} + v\mathbf{j})$$

Двумерные уравнения, описывающие течение при наличии силы Лоренца, можно записать в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \sigma B_0^2 u \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g\beta(T - T_c) - \sigma B_0^2 v \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

Для вывода основных уравнений в безразмерном виде введем следующие безразмерные критерии и параметры

$$X = \frac{x}{H}, \quad X = \frac{y}{H}, \quad t_a = \frac{tu_0}{H}, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_H - T_c}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad V = \frac{v}{u_0}, \quad P = \frac{p}{\rho u_0^2}, \quad \text{Ri} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2}, \quad (2.6)$$

$$\text{Gr} = \frac{g\beta H^3 (T_H - T_c)}{v^2}, \quad \text{Re} = \frac{u_0 H}{\nu}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu C_p}{k}, \quad \text{Ha} = B_0 H \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}}$$

где t_a – безразмерное время, Ri – число Ричардсона, Gr – число Грасгофа, Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля и Ha – число Гартмана.

Тогда безразмерные уравнения принимают вид

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t_a} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} U \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t_a} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \text{Ri}\theta - \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} V \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t_a} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr} \cdot \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2.10)$$

Граничные условия в безразмерном виде задаются следующим образом:

На входе в канал задается нестационарная скорость по синусоидальному закону $U = (1 + A \sin(2\pi \cdot \text{St} \cdot t_a))$, где A – безразмерная амплитуда;

$$V = 0, \quad \theta = 0. \quad (2.11)$$

St – число Струхаля, вычисленное по частоте пульсаций:

$$\text{St} = \frac{fH}{u_0} \quad (2.12)$$

На нагретом дне полости температура поддерживается постоянной, $\theta = 1$, а остальные стенки теплоизолированы (2.13)

На твердых поверхностях ставятся условия прилипания: $U = V = 0$ (2.14)

На выходе из канала ставятся граничные условия:

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0, \quad V = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (2.15)$$

Местный обмен энергией между протекающей жидкостью и нагретой стенкой характеризуется местным числом Нуссельта Nu , определяемым следующим образом

$$\text{Nu} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_{Y=0} \quad (2.16)$$

Осредненное по пространству число Нуссельта получим, интегрируя уравнение (2.16)

$$\text{Nu}_s = \frac{1}{L/H} \int_0^{L/H} \text{Nu} dX \quad (2.17)$$

Осредненное по пространству и времени число Нуссельта, называемое в дальнейшем средним числом Нуссельта, Nu_m , получим, интегрируя Nu_s по одному периоду пульсаций τ

$$\text{Nu}_m = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \text{Nu} d\tau \quad (2.18)$$

Изменение в усилении теплообмена при наличии магнитного поля характеризуется нормализованным числом Нуссельта Nu_m^* , определяемым как отношение числа Нуссельта при числе Гартмана $Ha = 50$ к числу Нуссельта в отсутствие магнитного поля ($Ha = 0$)

$$Nu_m^* = \frac{Nu_m(Ha = 50)}{Nu_m(Ha = 0)} \quad (2.19)$$

В настоящей работе не представлены численный метод, сходимость по сетке, верификация решений и валидация программы расчета, поскольку они детально описаны в предыдущей работе авторов [19].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Целью численного исследования был анализ пульсирующего смешанного конвекционного магнитогидродинамического течения в открытой полости. Ниже представлены данные, демонстрирующие влияние различных определяющих параметров, а именно, чисел Гартмана, Ричардсона и Струхалия и геометрии полости на поле течения и теплообмен. Диапазоны изменения чисел Ha , Ri и St были от 0 до 50, от 0.25 до 1 и от 0 до 1 соответственно; расчеты проведены при значениях отношения длины полости к высоте $L/H = 1, 1.5$ и 2 и числах Рейнольдса $Re = 200$ и Прандтля $Pr = 0.71$.

На рис. 2 представлены картины линий тока и изотерм для различных чисел Гартмана и значений отношения L/H при $Re = 200$, $Ri = 0.5$, $St = 0$ и $A = 0$. Вследствие доминирующего влияния силы плавучести при низких значениях $Ha \leq 10$ в полости любой рассмотренной геометрии существует рециркуляционный пузырь. Интенсивность циркуляции ослабевает с увеличением числа Гартмана. При высоких числах Гартмана ($Ha > 10$) рециркуляционная ячейка, образовавшаяся в полости, исчезает из-за малых градиентов скорости, что позволяет протекающей жидкости войти в полость и покинуть ее без закручивания. При малых значениях $Ha \leq 10$ интенсивность рециркуляционной ячейки возрастает с увеличением отношения L/H , за исключением случая $Ha = 5$, когда течение при $L/H = 1.5$ несколько более интенсивно, чем при $L/H = 2$. При больших числах Гартмана ($Ha > 10$) поле течения более интенсивно при $L/H = 1.5$, чем при $L/H = 1$ и 2.

Картины изотерм показывают образование теплового слоя в окрестности нагретой стенки (тепловая стратификация). С увеличением Ha изотермы становятся параллельными, что указывает на ослабление конвекции и на преобладающий характер теплопереноса теплопроводностью. При больших числах Гартмана, когда циркуляционный пузырь полностью исчез, изотермы непрерывны от входа в полость до выхода из нее, что указывает на преобладающий характер вынужденной конвекции. Можно также отметить, что во всех рассмотренных случаях изотермы подходят ближе к нагретой стенке с ростом L/H . Таким образом, режим теплопереноса меняется с интенсивностью внешнего магнитного поля, а также зависит от геометрии полости.

Для оценки влияния внешнего магнитного поля на интенсификацию теплообмена на рис. 3 построена зависимость среднего числа Нуссельта Nu_m (уравнение (2.18)) от числа Гартмана для различных чисел Ричардсона и геометрий полости при $Re = 200$ и $A = 0$. Все кривые на этом рисунке одинаковы по форме: Nu_m убывает с ростом числа Гартмана, имеет минимум и затем возрастает. Минимум достигается при $Ha = 10$, за исключением случаев, когда $L/H = 2$ и $Ri = 0.25$ и 0.5; в этих случаях минимум Nu_m соответствует $Ha = 5$. Таким образом, теплообмен ослабевает при приложении магнитного поля при малых числах Гартмана, но усиливается с ростом силы Лоренца. Отметим, что интенсивность теплообмена возрастает с увеличением числа Ричардсона, вследствие роста силы плавучести и увеличением роли естественной конвекции. Как видно из рисунка, при малых числах Гартмана ($Ha \leq 10$) и для всех чисел Ричардсона наилучшие тепловые характеристики достигаются при $L/H = 1.5$. Однако при высоких числах Гартмана ($Ha > 10$) с точки зрения усиления теплообмена более эффективна конфигурация с $L/H = 2$.

Влияние внешнего магнитного поля на степень интенсификации теплообмена иллюстрирует рис. 4, на которой представлена зависимость нормализованного числа Нуссельта Nu_m^* (уравнение (2.19)) от числа Струхалия (уравнение (2.12)) при различных числах Ричардсона и геометриях полости. Следует заметить, что во всех рассмотренных случаях $Nu_m^* > 1$, что указывает на интенсификацию теплопереноса при приложении магнитного поля в случае больших чисел Гартмана. Степень усиления конвективного теплопереноса зависит от частоты пульсаций, числа Ричард-

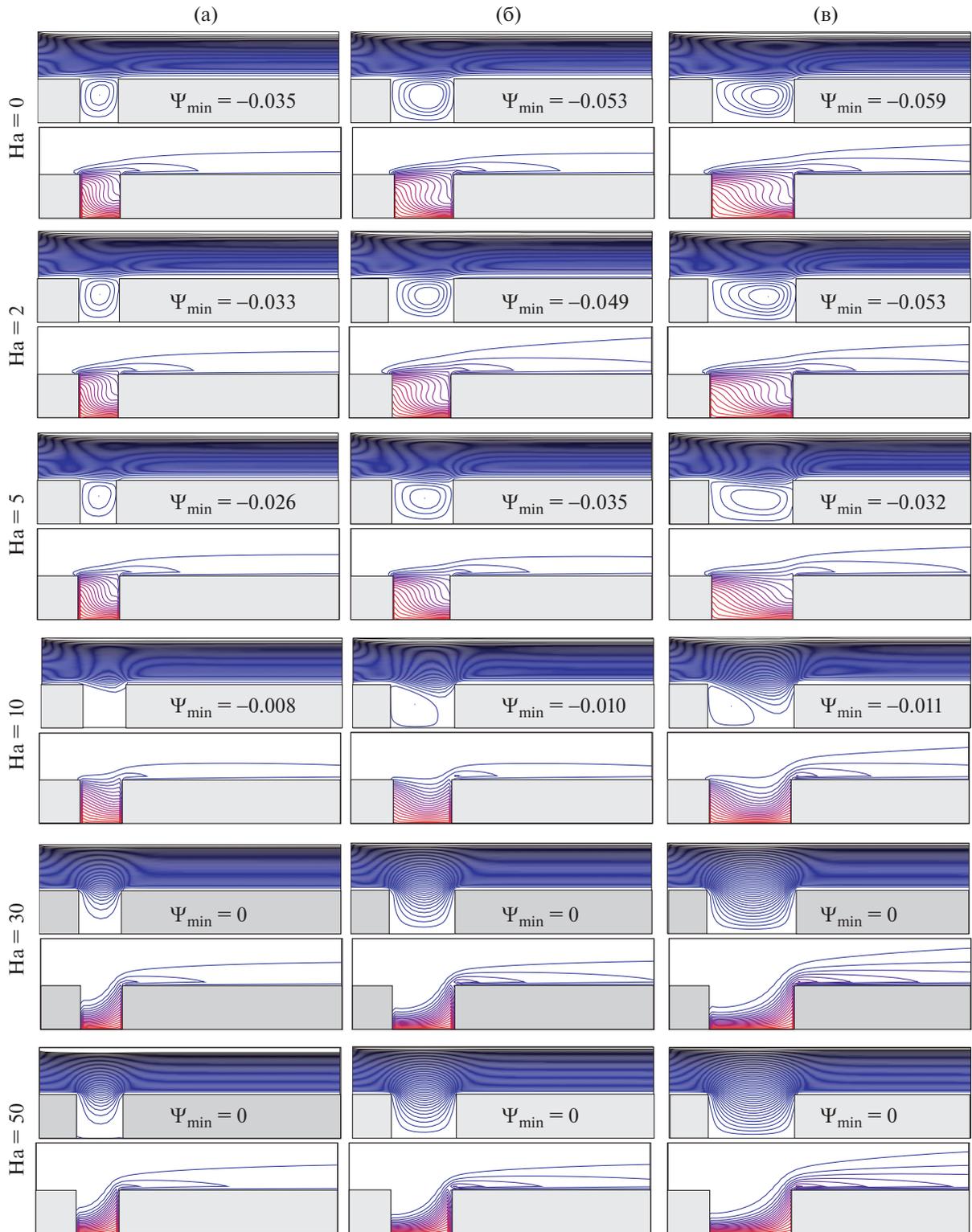


Рис. 2. Влияние числа Гартмана на картины линий тока (вверху) и изотерм (внизу) при $St = 0$ и $Ri = 0.54$; (а) $L/H = 1$, (б) $L/H = 1.5$, (в) $L/H = 2$

сона и геометрии полости. Как видно на рисунке, во всех рассмотренных случаях Nu_m^* убывает при увеличении частоты пульсаций, достигает минимума и затем возрастает. Минимум достигается в диапазоне чисел Струхала от 0.2 до 0.4 в зависимости от числа Ричардсона и геометрии по-

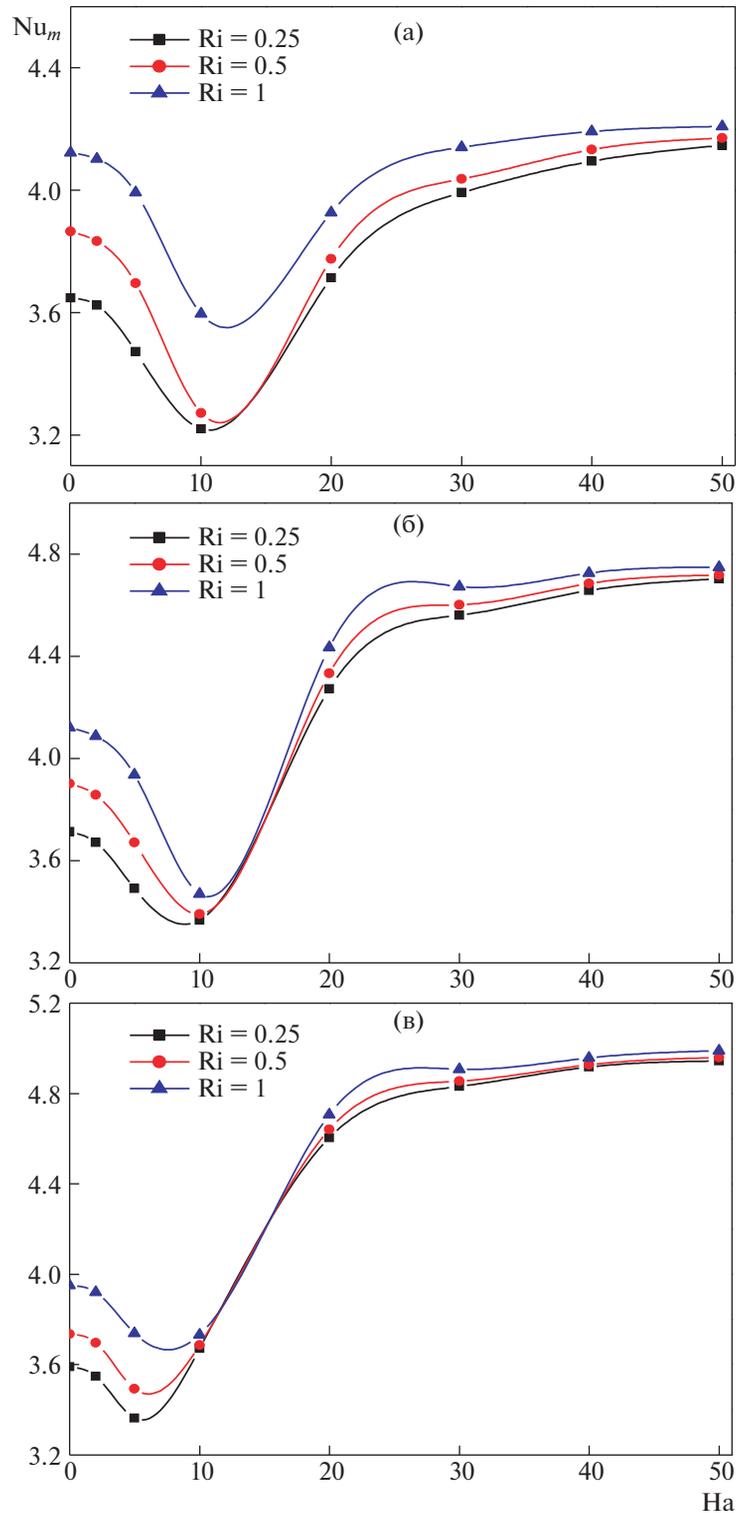


Рис. 3. Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Гартмана при различных значениях числа Ричардсона и $St = 0$; (а) $L/H = 1$, (б) $L/H = 1.5$, (в) $L/H = 2$

лости. Видно также, что Nu_m^* возрастает при увеличении отношения L/H и при убывании числа Ричардсона. Эти наблюдения показывают, что между пульсациями и магнитным полем существует взаимодействие, которое влияет на усиление теплопереноса и зависит при этом от конкретного рассматриваемого случая, то есть от Ri и L/H .

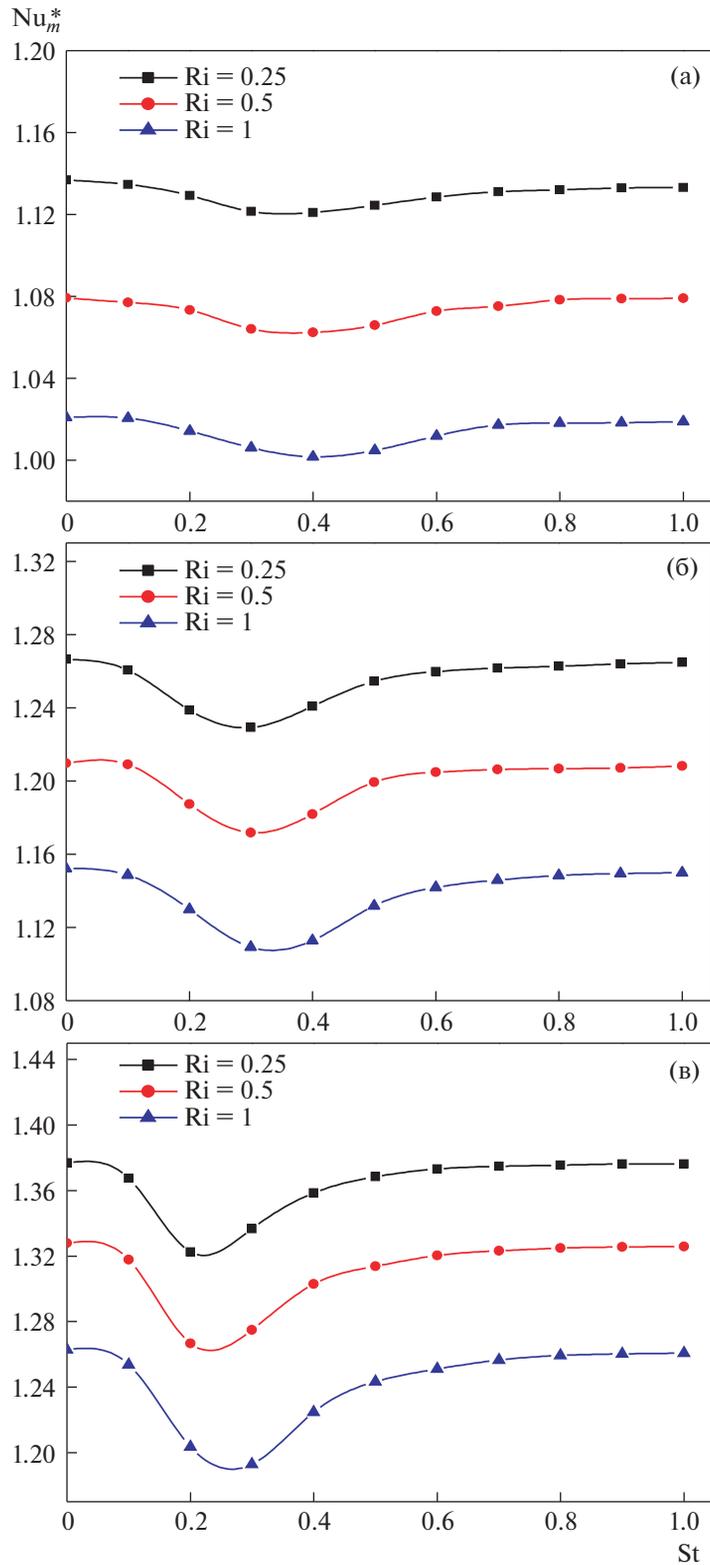


Рис. 4. Зависимость нормализованного числа Нуссельта от числа Струхала при различных значениях числа Ричардсона и $A = 0.1$; (а) $L/H = 1$, (б) $L/H = 1.5$, (в) $L/H = 2$

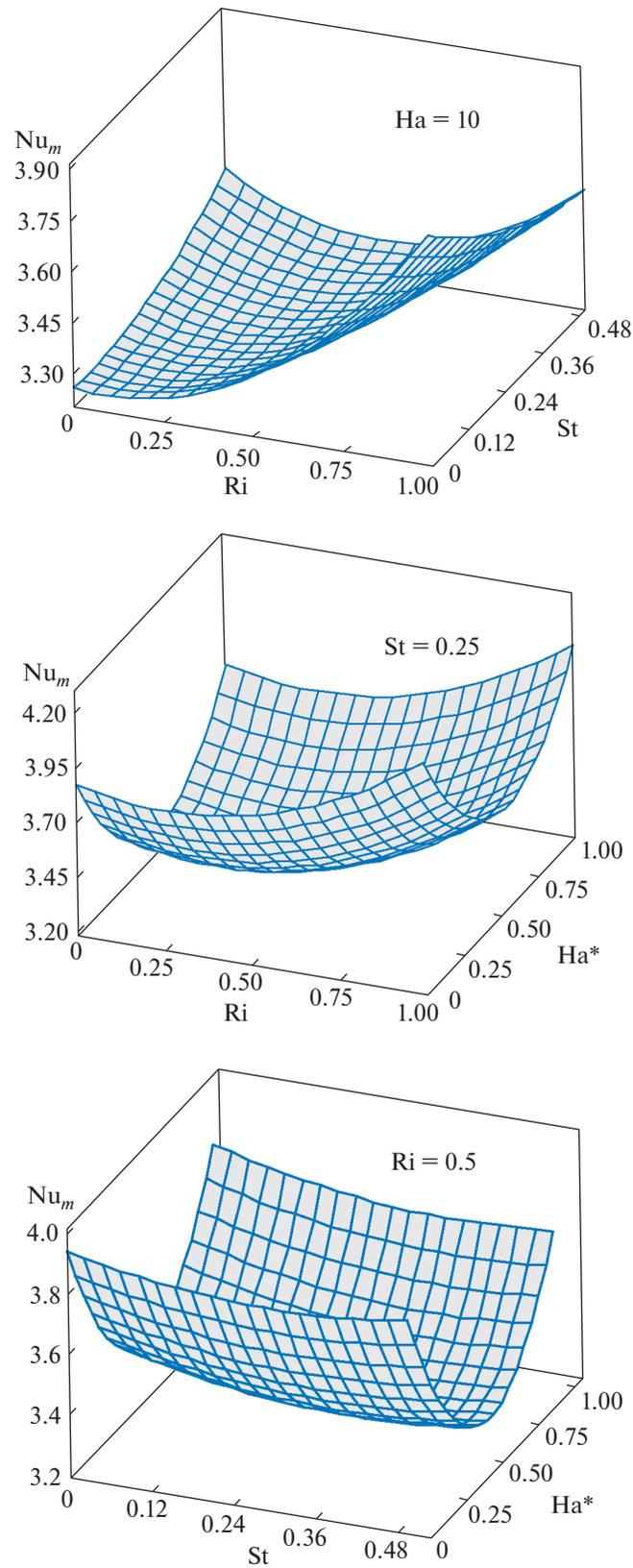


Рис. 5. Влияние чисел Ричардсона, Струхалия и Гартмана на среднее число Нуссельта при $L/H = 1$

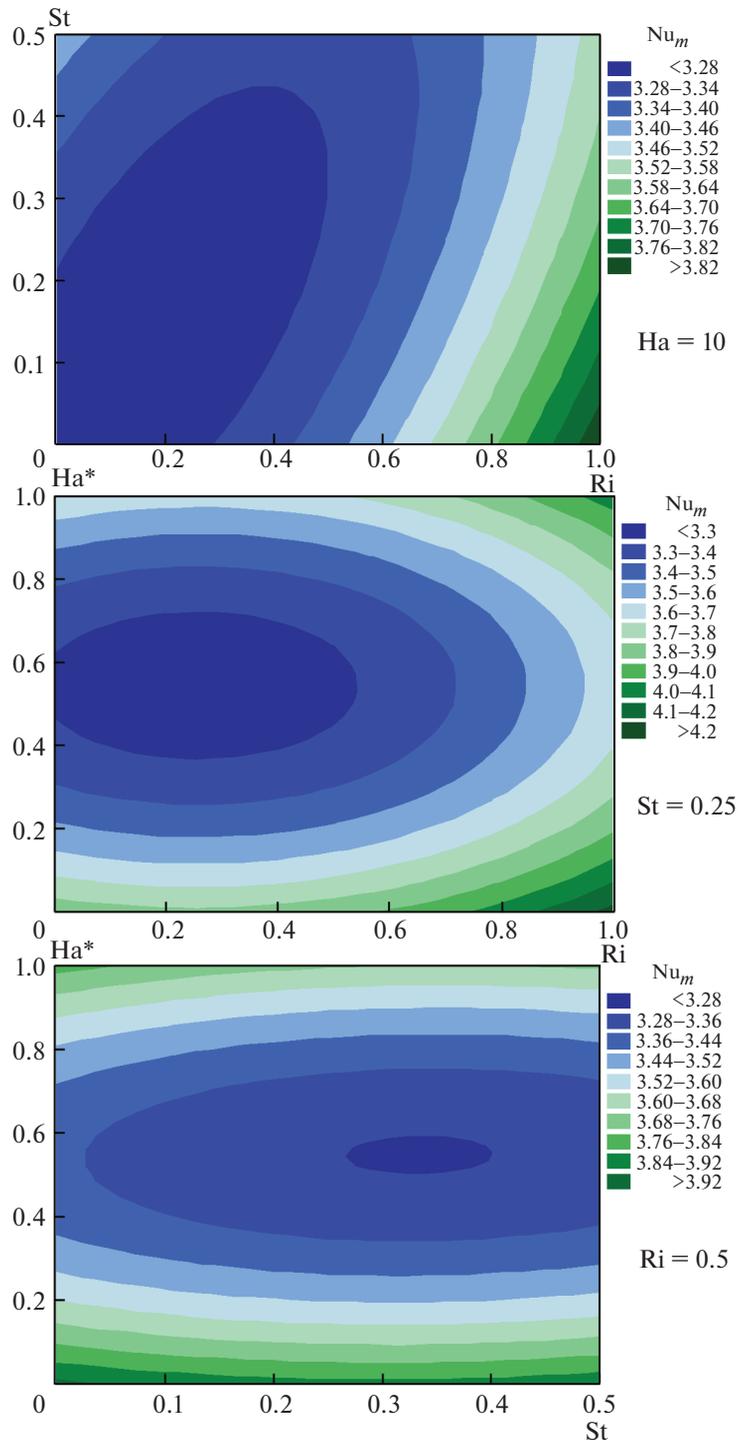


Рис. 6. Влияние чисел Ричардсона, Струхалия и Гартмана на среднее число Нуссельта при $L/H = 1$

В [13] показано, что теплообмен в полости усиливается при наложении синусоидальных пульсаций на входе. Результаты, представленные на рис. 4, показывают, что дальнейшей интенсификации теплообмена в пульсирующем потоке можно добиться приложением магнитного поля. Это обстоятельство существенно зависит от числа Ричардсона и геометрии полости.

На рис. 5 и 6 построены зависимости среднего числа Нуссельта от чисел Ричардсона, Струхалия и Гартмана при $L/H = 1$. Эти зависимости позволяют выразить величину Nu_m как функцию St , Ha^* и Ri , где $Ha^* = Ha/20$. Эта функция имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \text{Nu}_m = & 3.818 - 0.129\text{Ri} - 0.025\text{St} - \\ & - 2.105\text{Ha}^* + 0.753\text{Ri}^2 + 0.88\text{St}^2 + 1.961(\text{Ha}^*)^2 - 1.011\text{Ri}\cdot\text{St} - \\ & - 0.009\text{Ri}\cdot\text{Ha}^* - 0.110\text{St}\cdot\text{Ha}^* \end{aligned}$$

Эффект числа Ричардсона зависит от чисел Струхала и Гартмана. Минимум Nu_m достигается приблизительно при $\text{Ha} = 10$ для всех чисел Ричардсона и Струхала. Влияние пульсаций на среднее число Нуссельта хорошо коррелирует с интенсивностью магнитного поля и силой плавучести.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследовано смешанно-конвекционное течение жидкости в открытой полости, находящейся внутри горизонтального канала, при одновременном воздействии магнитного поля и пульсаций. Для различных чисел Гартмана, Ричардсона и Струхала и отношений длины полости к ее высоте построены картины линий тока и изотерм, а также зависимости среднего и нормализованного чисел Нуссельта. Полученные результаты показывают, что наличие внешнего магнитного поля оказывает влияние на режим и интенсивность теплообмена. При малой интенсивности магнитного поля рециркуляционный пузырь в полости ослабевает с ростом числа Гартмана, режим теплообмена меняется от конвективного к теплопроводному, а среднее число Нуссельта убывает. При высокой интенсивности магнитного поля рециркуляционный пузырь исчезает, преобладает вынужденная конвекция, а среднее число Нуссельта возрастает с ростом числа Гартмана. Теплообмен усиливается при приложении внешнего интенсивного магнитного поля для всех рассмотренных геометрий полости и чисел Струхала и Ричардсона. Совместное влияние пульсаций и силы Лоренца на степень усиления теплообмена зависит главным образом от геометрии полости и числа Ричардсона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Öztop H.F., Al-Salem K., Pop I.* MHD mixed convection in a lid-driven cavity with corner heater // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2011. V. 54. P. 3494–3504.
2. *Ahmed S.E., Mansour M.A., Mahdy A.* MHD mixed convection in an inclined lid-driven cavity with opposing thermal buoyancy force: Effect of non-uniform heating on both side walls // Nuclear Eng. Design. 2013. V. 265. P. 938–948.
3. *Kefayati G., Bandy M., Sajjadi H., Ganji D.D.* Lattice Boltzmann simulation of MHD mixed convection in a lid-driven square cavity with linearly heated wall // Scientia Iranica B. 2012. V. 19. P. 1053–1065.
4. *Shirvan K.M., Öztop H.F., Al-Salem K.* Mixed magnetohydrodynamic convection in a Cu-water nanofluid-filled ventilated square cavity using the Taguchi method: A numerical investigation and optimization // Europ. Phys. J. Plus. 2017. V. 132. P. 204.
5. *Öztop H.F., Sakhriehb A., Abu-Nadad E., Al-Salem K.* Mixed convection of MHD flow in nanofluid filled and partially heated wavy walled lid-driven enclosure // Intern. Comm. Heat Mass Transfer. 2017. V. 86. P. 42–51.
6. *Gibanov N.S., Sheremet M.A., Öztop H.F., Abu-Hamdeh N.* Effect of uniform inclined magnetic field on mixed convection in a lid-driven cavity having a horizontal porous layer saturated with a ferrofluid // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 114. P. 1086–1097.
7. *Berrahil F., Benissaad S., Chérifa A., Médale M.* Natural convection with volumetric heat generation and external magnetic field in differentially heated enclosure // Proc. IMechE Part C: J. Mech. Eng. Sci. 2014. V. 228. № 15. P. 2711–2727.
8. *Gangawane K.M., Bharti R.P.* Computational analysis of magneto-hydrodynamic natural convection in partially differentially heated cavity: Effect of cooler size // Proc. IMechE Part C: J. Mech. Eng. Sci. 2018. V. 232. № 3. P. 515–528.
9. *Sheikholeslami M., Shehzad S.A.* CVFEM for influence of external magnetic source on Fe_3O_4 – H_2O nanofluid behavior in a permeable cavity considering shape effect // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 115. P. 180–191.
10. *Sheikholeslami M., Rokni H.B.* Nanofluid convective heat transfer intensification in a porous circular cylinder // Chem. Eng. Processing: Process Intensification. 2017. V. 120. P. 93–104.
11. *Mehrez Z., El Cafsi A.* Thermodynamic analysis of Al_2O_3 –water nanofluid flow in an open cavity under pulsating inlet condition // Int. J. Appl. Comput. Math. 2017. doi 10.1007/s40819-017-0366-9
12. *Rahman M.M., Parvin S., Saidur R., Rahim N.A.* Magnetohydrodynamic mixed convection in a horizontal channel with an open cavity // Intern. Comm. Heat Mass Transfer. 2011. V. 38. P. 184–193.

13. *Rahman M.M., Saidur R., Rahim N.A.* Conjugated effect of Joule heating and magneto-hydrodynamic on double-diffusive mixed convection in a horizontal channel with an open cavity // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2011. V. 54. P. 3201–3213.
14. *Rahman M.M., Öztop H.F., Saidur R., Mekhilef S., Al-Salem K.* Finite element solution of MHD mixed convection in a channel with a fully or partially heated cavity // *Computers Fluids*. 2013. V. 79. P. 53–64.
15. *Mehrez Z., ElCafsi A., Belghith A., Le Quéré P.* MHD effects on heat transfer and entropy generation of nanofluid flow in an open cavity // *J. Magnetism Magnetic Materials*. 2015. V. 374. P. 214–224.
16. *Hussain S., Ahmed S.E., Akbar T.* Entropy generation analysis in MHD mixed convection of hybrid nanofluid in an open cavity with a horizontal channel containing an adiabatic obstacle // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 114. P. 1054–1066.
17. *Selimefendigil F., Öztop H.F.* Pulsating nanofluids jet impingement cooling of a heated horizontal surface // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2014. V. 69. P. 54–65.
18. *Selimefendigil F., Öztop H.F.* Identification of forced convection in pulsating flow at a backward facing step with a stationary cylinder subjected to nanofluid // *Intern. Comm. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 45. P. 111–121.
19. *Zamzari F., Mehrez Z., El Cafsi A., Belghith A., Le Quéré P.* Numerical investigation of entropy generation and heat transfer of pulsating flow in a horizontal channel with an open cavity // *J. Hydrodynamics*. 2017. V. 29. P. 632–646.

Heat Transfer Enhancement of the Pulsating Flow in an Open Cavity Subjected to Uniform Magnetic Field

Fatma Zamzari^{a,*}, Zouhaier Mehrez^{a,*}, Afif El Cafsi^a

^a*Faculty of Sciences of Tunis, Laboratory of Energy, Heat and Mass Transfer (LETTM), Department of Physics, El Manar University, El Manar 2092, Tunisia*

**E-mail: Zouhaier.Mehrez@issatgb.rnu*

***E-mail: zouhaier.mehrez@yahoo*

The present numerical work is devoted to study the effect of an external magnetic field on a pulsating flow through an open cavity in a horizontal channel. The cavity is heated uniformly from the bottom wall. The finite volume method is used to solve energy and Navier-Stokes equations. At the inlet of the channel, the flow is pulsed by adding a sinusoidal component to the velocity. The investigations are conducted for different Strouhal numbers ($0 \leq St \leq 1$), Richardson numbers ($0.25 \leq Ri \leq 1$), Hartmann numbers ($0 \leq Ha \leq 50$) and for various aspect ratios of the cavity ($L/H = 1, 1.5$ and 2) at a pulsation amplitude $A = 0.1$. Various characteristics of the flow such as isotherms, streamlines, and average and normalized Nusselt numbers are presented. The results indicate that the influence of the external magnetic field on the temperature distribution, flow field, heat transfer mode and the enhancement of heat transfer rate vary with the Hartmann number. The effect of the pulsation on the enhancement of heat transfer is well correlated with the magnetic field intensity, Richardson number and aspect ratio of the cavity.

Keywords: Mixed convection, external magnetic field, pulsation, open cavity