

УДК 532.5

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИЗВОДСТВА ЭНТРОПИИ В НЕОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ, ДВИЖУЩЕМСЯ ВДОЛЬ ПОРИСТОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

М. Бахбан, Дж. А. Эсфахани\*, З. Шамс\*\*

Гонабадский университет, Гонабад, Иран

\* Университет им. Фирдоуси в Мешхеде, Мешхед, Иран

\*\* Кучанский технологический университет, Кучан, Иран

E-mails: baghban.mo@gonabad.ac.ir, abolfazl@um.ac.ir, shams.z@qiet.ac.ir

Аналитически исследуется производство энтропии в неосесимметричном ламинарном потоке несжимаемой вязкой жидкости в окрестности пористого вращающегося диска. В безразмерных переменных получены выражения для скорости производства локальной и полной энтропии, обусловленной вязкостью жидкости и необратимостью процесса теплопередачи. Изучено влияние скорости впрыска и числа Бринкмана на производство энтропии. Установлено, что для всех рассмотренных чисел Бринкмана существует оптимальная скорость впрыска, при которой производство энтропии минимальное.

Ключевые слова: вращающийся диск, скорость впрыска, число Бринкмана, производство энтропии, число Бежана.

DOI: 10.15372/PMTF20220310

**Введение.** Процесс теплопереноса в потоке жидкости вблизи вращающихся тел имеет место в турбомашиностроении, метеорологии, геофизической гидродинамике, а также используется в компьютерных дисковых приводах, газовых турбинах, ядерных реакторах и т. д. В последнее время проводятся исследования гидродинамического потока, обусловленного вращением бесконечного диска. В работе [1] изучен установившийся поток ньютоновской жидкости на вращающемся диске и предложено преобразование, позволяющее свести уравнения Навье — Стокса для изотермического непроницаемого вращающегося диска к системе связанных обыкновенных дифференциальных уравнений. В [2] решена задача о движении потока жидкости между параллельными пластинами, вращающимися вокруг одной оси. В работах [1, 2] предполагалось, что решение обладает осевой симметрией. В [3, 4] показано, что неосесимметричное решение более точно описывает движение реального потока. В [5] получены точные решения задачи для случая неосесимметричного потока несжимаемой электропроводящей жидкости на вращающемся бесконечном диске и исследован процесс теплопередачи в этом потоке.

Поскольку энергетические ресурсы ограничены, актуальной задачей является сохранение в потоке полезной энергии. Количество генерируемой в потоке энтропии является мерой разрушения системы, поэтому для создания оптимальных режимов ее работы необходима минимизация производства энтропии.

В работах [6, 7] с использованием второго закона термодинамики исследован процесс теплопередачи в тепловых машинах, дано определение скорости производства энтропии, коэффициента, характеризующего необратимый процесс теплопередачи, и предложена процедура минимизации производства энтропии для компонентов системы.

В работе [8] исследовано влияние скольжения на производство энтропии в потоке жидкости на свободновращающемся диске, обусловленной движением жидкости и необратимым процессом теплопередачи. Численный анализ производства энтропии в осесимметричном ламинарном потоке над свободновращающимся диском выполнен в работе [9]. Установлено, что с увеличением числа Рейнольдса скорость производства локальной энтропии и скорость необратимого процесса теплопередачи увеличиваются. В [10] исследовано производство энтропии в потоке вдоль вращающегося пористого диска при наличии магнитного поля, свойства которого зависят от температуры.

В работе [11] с использованием второго закона термодинамики изучены характеристики турбулентного потока жидкости, содержащей наночастицы, вокруг вращающегося цилиндра, а также исследовано влияние скорости вращения цилиндра, концентрации наночастиц, числа Рейнольдса, вязкости жидкости и коэффициента теплопереноса на производство энтропии и число Бежана. В [12] изучено влияние на производство энтропии вязкости и джоулева тепла в потоке жидкости вблизи вращающегося диска переменной толщины. Установлено, что скорость производства энтропии является убывающей функцией чисел Хартмана, Эккерта и Рейнольдса и возрастающей функцией числа Бежана. В работе [13] с использованием второго закона термодинамики исследовано производство энтропии в воздуховоде, оснащенный пористыми перегородками. Показано, что производство энтропии, обусловленное вязкостью, уменьшается с увеличением числа Дарси, а производство энтропии, обусловленное теплопереносом, увеличивается с увеличением числа Рейнольдса. В работе [14] предложен новый метод оптимизации генерации энтропии в нелинейном конвективном течении вдоль радиально растягиваемого вращающегося диска при наличии однородного вертикального магнитного поля. В [15] исследовано производство энтропии с учетом теплового излучения в осесимметричном потоке наножидкости Карро, движущемся вдоль радиально растягиваемого листа.

Существует большое количество работ, в которых с использованием второго закона термодинамики изучаются теплотехнические системы. Наличие необратимых процессов приводит к уменьшению эффективности работы инженерных систем, при этом производство энтропии является мерой интенсивности необратимых процессов.

Целью данной работы является исследование производства энтропии в неосесимметричном потоке жидкости на пористом вращающемся диске. Жидкость полагается ньютоновской, рассматривается установившийся ламинарный поток. На поверхности диска осуществляется равномерный впрыск жидкости.

**1. Постановка задачи.** Ниже приводится математическая постановка задачи определения количества производимой энтропии в потоке несжимаемой жидкости, движущемся вдоль вращающегося диска.

**1.1. Поле течения и температурное поле.** Рассмотрим трехмерный установившийся ламинарный поток несжимаемой жидкости вдоль бесконечного вращающегося диска. На поверхности диска осуществляется равномерный впрыск. Диск вращается вокруг своей оси с постоянной угловой скоростью, при этом имеет место некоаксиальное вращение вокруг оси, проходящей через точку с координатами  $(r_0, \alpha)$  (рис. 1).

С учетом принятых допущений уравнение неразрывности и уравнения движения в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  имеют вид

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0,$$

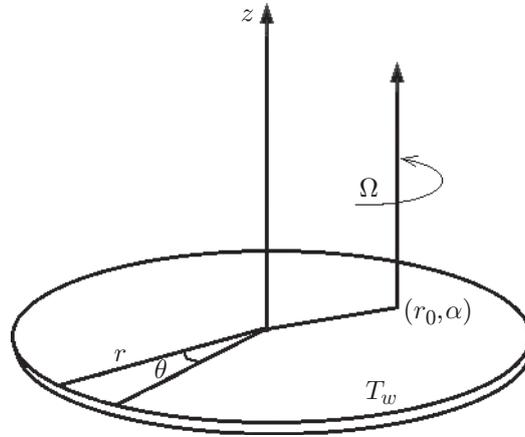


Рис. 1. Схема вращающегося диска

$$\rho \left( u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left( \nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right),$$

$$\rho \left( u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_\theta u_r}{r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left( \nabla^2 u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right),$$

где  $u_r$ ,  $u_\theta$ ,  $u_z$  — радиальная, тангенциальная и осевая составляющие вектора скорости соответственно;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $\mu$  — динамическая вязкость. При наличии вязкой диссипации уравнение энергии представляется в виде

$$\rho c_p \left( u_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \nabla^2 T + \mu(\Phi).$$

Здесь  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $T$  — температура;  $k$  — теплопроводность;  $\Phi$  — вязкая диссипация.

Граничные условия для задачи записываются следующим образом:

— при  $z = 0$

$$u_r = 0, \quad u_\theta = r\Omega, \quad u_z = s, \quad T = T_w;$$

— при  $z \rightarrow \infty$  компоненты вектора скорости  $u_r, u_\theta, u_z$  ограничены и  $T = T_\infty$ . Здесь  $\Omega$  — угловая скорость диска;  $s$  — осевая составляющая скорости (скорость впрыска); индекс  $w$  соответствует поверхности диска (стенке), индекс “ $\infty$ ” — окружающей среде. В отличие от классического осесимметричного автомодельного решения Кармана решение, полученное в данной работе, зависит от координаты  $\theta$  и, таким образом, допускает наличие неосесимметричного течения. Ниже предполагается, что осевая составляющая вектора скорости  $u_z$  постоянна. При таком предположении третье уравнение движения тождественно удовлетворяется, в случае если давление  $p$  не зависит от координаты  $z$ .

Введем следующие безразмерные величины:

$$\bar{u}_r = \frac{u_r}{r_0 \Omega}, \quad \bar{u}_\theta = \frac{u_\theta}{r_0 \Omega}, \quad \bar{u}_z = \frac{u_z}{r_0 \Omega}, \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho r_0^2 \Omega^2}, \quad \Theta(\eta) = \frac{T(\eta) - T_\infty}{T_w - T_\infty}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\Omega}{2\nu}} z$$

( $\eta$  — безразмерная осевая координата;  $\nu$  — кинематическая вязкость). Выражения для безразмерных компонент вектора скорости и безразмерного давления представим в виде [5]

$$\bar{u}_r = F(\theta, \eta), \quad \bar{u}_\theta = \frac{r}{r_0} + G(\theta, \eta), \quad \bar{u}_z = -s \sqrt{\frac{1}{2 \text{Re}_0}}, \quad \bar{p} = \frac{r^2}{2} - r r_0 \cos(\theta - \alpha) + p_1,$$

где  $r_0$ ,  $\alpha$ ,  $p_1$  — постоянные;  $\text{Re} = r^2\Omega/\nu$ ,  $\text{Re}_0 = r_0^2\Omega/\nu$  — числа Рейнольдса. С учетом введенных безразмерных величин уравнение неразрывности и уравнения движения записываются в виде [4, 5]

$$F + G_\theta = 0;$$

$$F_{\eta\eta} + sF_\eta + 2G = -2\cos(\theta - \alpha), \quad G_{\eta\eta} + sG_\eta - 2F = 2\sin(\theta - \alpha). \quad (1)$$

Краевые условия имеют следующий вид:

— при  $\eta = 0$

$$F = G = 0,$$

— при  $\eta \rightarrow \infty$  функции  $F$ ,  $G$  ограничены.

Уравнения (1) сводятся к одному дифференциальному уравнению для комплексной функции  $H = F + iG$ :

$$H_{\eta\eta} + sH_\eta - 2iH = -2(\cos(\theta - \alpha) - i\sin(\theta - \alpha)). \quad (2)$$

Решение уравнения (2) записывается в виде

$$H = C_1 e^{\lambda\eta} - i(\cos(\theta - \alpha) - i\sin(\theta - \alpha)).$$

Следовательно, неосесимметричные и периодические решения для функций  $F$  и  $G$  имеют вид

$$F(\theta, \eta) = f(\eta) \cos(\theta - \alpha) + g(\eta) \sin(\theta - \alpha),$$

$$G(\theta, \eta) = -f(\eta) \sin(\theta - \alpha) + g(\eta) \cos(\theta - \alpha),$$

где  $f(\eta) = e^{-\Lambda_1\eta} \sin(\Lambda_2\eta)$ ;  $g(\eta) = -1 + e^{-\Lambda_1\eta} \cos(\Lambda_2\eta)$ ; величины  $\Lambda_1$ ,  $\Lambda_2$  определяются следующим образом:

$$\lambda = -(\Lambda_1 + i\Lambda_2), \quad \Lambda_1 = \frac{s + \lambda_1}{2}, \quad \Lambda_2 = \frac{\lambda_2}{2}, \quad \lambda_1 = \sqrt{\frac{s^2 + \sqrt{s^4 + 64}}{2}}, \quad \lambda_2 = \frac{4}{\lambda_1}.$$

Полагая, что безразмерная температура зависит только от осевой координаты, выражение для нее представим в виде

$$\Theta = e^{-2\Lambda_1\eta}.$$

1.2. *Производство энтропии.* Согласно принципу локального термодинамического равновесия и линейной теории переноса производство локальной энтропии описывается уравнением

$$\dot{S}_{gen} = \dot{S}_{th} + \dot{S}_{fr} = \frac{k}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} (\Phi), \quad (3)$$

где

$$\Phi = \left(\frac{\partial u_r}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z}\right)^2.$$

Из уравнения (3) следует, что производство энтропии обусловлено двумя факторами: производством энтропии  $\dot{S}_{th}$  вследствие необратимости процесса теплопередачи и производством энтропии  $\dot{S}_{fr}$  вследствие наличия вязкой диссипации. Уравнение (3) может быть сведено к уравнению

$$\dot{S}_{gen} = \frac{k}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2 + \frac{\mu}{T} \left( \left(\frac{\partial u_r}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z}\right)^2 \right).$$

Скорость производства энтропии  $\dot{S}_{gen}$  — положительная конечная величина. Безразмерной скоростью генерации локальной энтропии является величина  $N_s$ :

$$N_s = \frac{\dot{S}_{gen}}{k\Omega/\nu} = \frac{1}{2(\Theta + \gamma^{-1})^2} (\Theta_\eta)^2 + \frac{\text{Br}}{\Theta + \gamma^{-1}} \frac{G_\eta^2 + F_\eta^2}{2}.$$

Здесь  $k\Omega/\nu$  — характерная скорость производства энтропии;  $\gamma = (T_w - T_\infty)/T_\infty$  — безразмерная разность температур;  $\text{Br} = \mu r_0^2 \Omega^2 / [k(T_w - T_\infty)]$  — число Бринкмана. Величина  $N_s$  представляет собой отношение скорости генерации энтропии к характерной скорости генерации энтропии. Число Бринкмана определяет соотношение между скоростью производства энтропии, обусловленной наличием вязкой диссипации, и скоростью производства энтропии, обусловленной наличием проводимости жидкости.

При увеличении безразмерной разности температур увеличивается влияние необратимого процесса теплопроводности. При увеличении числа Бринкмана увеличивается производство энтропии, обусловленной наличием вязкости.

Отношение производства энтропии за счет теплопереноса к общему производству энтропии определяется числом Бежана

$$\text{Be} = \frac{N_{s,th}}{N_s},$$

которое изменяется в диапазоне от 0 до 1. Соответственно при  $\text{Be} > 0,5$  преобладает производство энтропии вследствие необратимости процесса теплопереноса, тогда как при  $\text{Be} < 0,5$  — производство энтропии вследствие наличия вязкой диссипации. Очевидно, что при  $\text{Be} = 0,5$  вклад теплопереноса в производство энтропии равен вкладу вязкости жидкости. Безразмерную скорость производства общей энтропии можно определить следующим образом:

$$N_{s,tot} = \int_V N_s dV = \iiint N_s \bar{r} d\theta d\eta d\bar{r}$$

( $\bar{r} = \sqrt{\text{Re} / \text{Re}_0}$  — безразмерная радиальная координата).

**2. Результаты решения задачи и их обсуждение.** В данной работе изучается производство энтропии в неосесимметричном потоке, движущемся по пористому вращающемуся диску.

**2.1. Поля течения и температуры.** Ниже исследуется изменение характеристик полей течения и температуры при различных значениях скорости впрыска. На рис. 2 приведены зависимости радиальной, тангенциальной скоростей и температуры от расстояния от диска. При впрыске жидкости на поверхность диска поле скорости отклоняется от стенки. При всех рассмотренных значениях скорости впрыска  $s$  радиальная и тангенциальная скорости достигают максимального значения вблизи поверхности диска, в дальнем поле зависимости этих скоростей от продольной координаты имеют волновой характер. При увеличении скорости впрыска толщина теплового пограничного слоя быстро увеличивается.

**2.2. Производство энтропии.** На рис. 3 приведена зависимость безразмерной скорости производства энтропии от безразмерной координаты  $\eta$  при  $\text{Br} = 1$  и различных значениях скорости впрыска. Как следует из приведенных зависимостей, поверхность диска является основным источником производства энтропии, максимальная скорость производства энтропии имеет место вблизи поверхности диска, что обусловлено наличием больших градиентов температуры и больших скоростей в этой области. На значительном расстоянии от стенки скорость производства энтропии практически равна нулю. При увеличении скорости впрыска скорость производства энтропии уменьшается вблизи стенки (при  $\eta < 1$ ) и увеличивается на большом расстоянии от нее (при  $\eta > 1$ ).

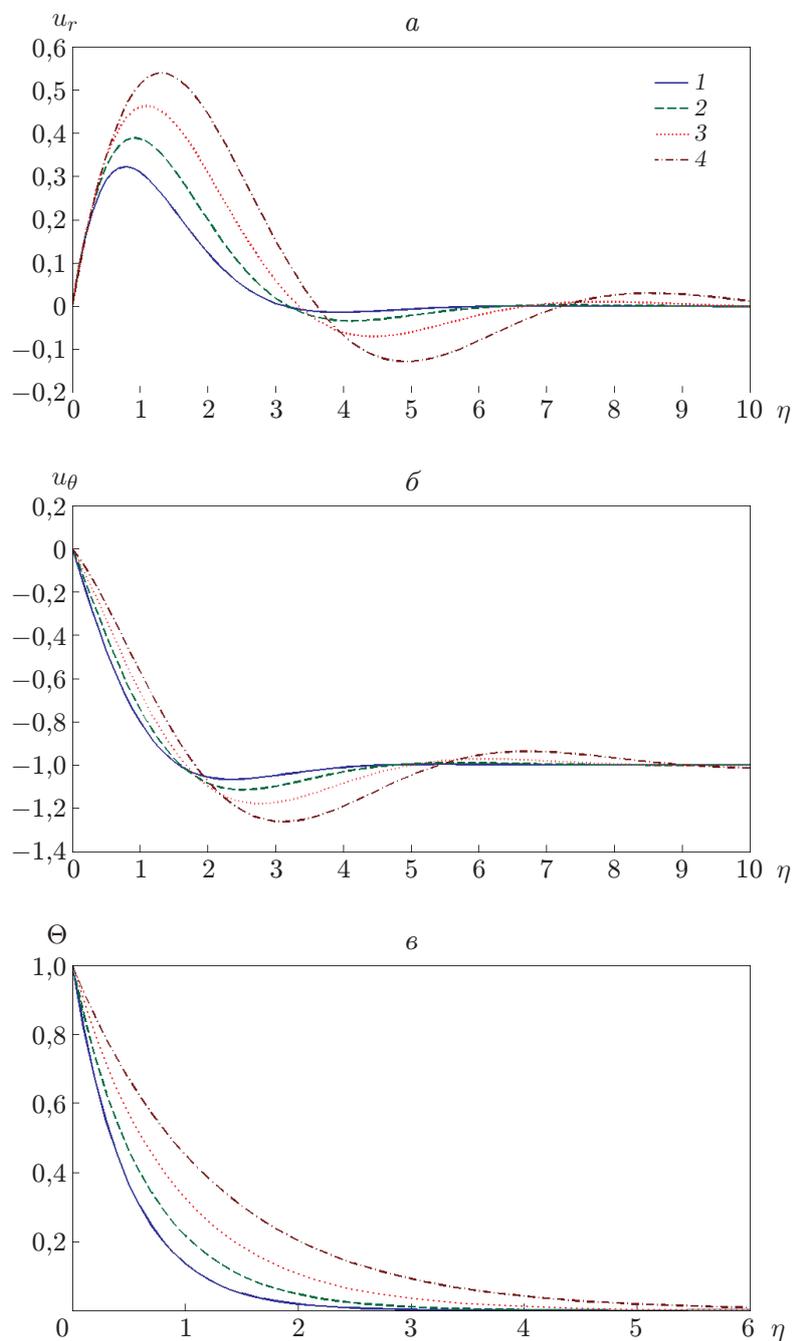


Рис. 2. Зависимости радиальной скорости (а), тангенциальной скорости (б) и температуры (в) от безразмерной координаты  $\eta$  при  $Gr = 1$  и различных значениях скорости впрыска:

1 —  $s = 0$ , 2 —  $s = 0,5$ , 3 —  $s = 1$ , 4 —  $s = 1,5$

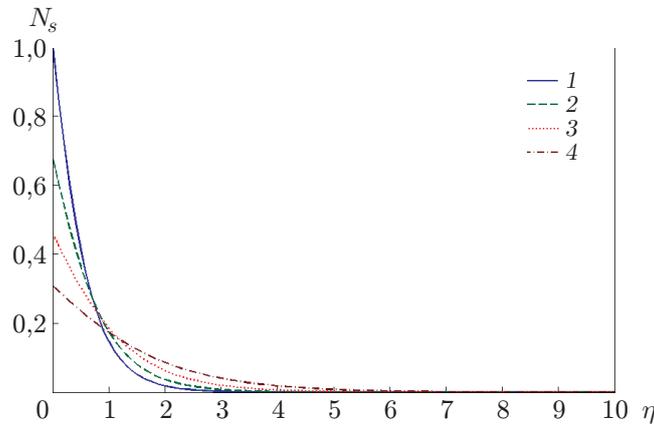


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости производства энтропии от безразмерной координаты  $\eta$  при  $Gr = 1$  и различных значениях скорости впрыска: 1 —  $s = 0$ , 2 —  $s = 0,5$ , 3 —  $s = 1$ , 4 —  $s = 1,5$

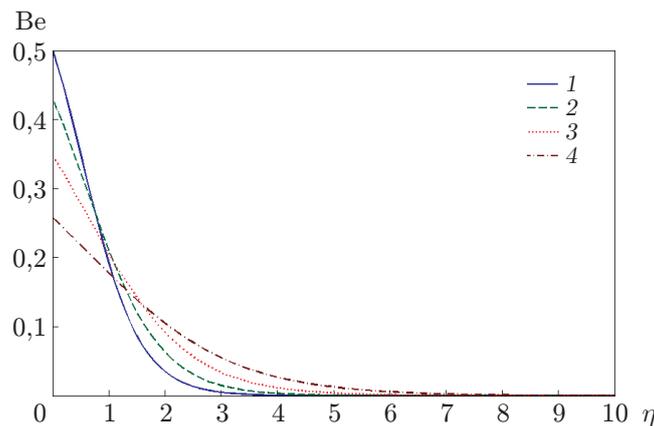


Рис. 4. Зависимость числа Бежана от безразмерной координаты  $\eta$  при  $Gr = 1$  и различных значениях скорости впрыска: 1 —  $s = 0$ , 2 —  $s = 0,5$ , 3 —  $s = 1$ , 4 —  $s = 1,5$

На рис. 4 представлена зависимость числа Бежана от безразмерной координаты  $\eta$  при  $Gr = 1$  и различных значениях скорости впрыска. При увеличении скорости впрыска вблизи стенки число Бежана уменьшается, а вдали от нее увеличивается, что обусловлено существенным влиянием необратимого процесса теплопередачи.

На рис. 5 приведены зависимости скорости производства энтропии  $N_s$  и числа Бежана  $Be$  от координаты  $\eta$  при  $s = 0,5$ ,  $Re_0 = 1$  и различных значениях числа Бринкмана. С увеличением расстояния от вращающегося диска скорость производства энтропии и число Бежана уменьшаются и вдали от диска практически не зависят от координаты  $\eta$ . Кривые зависимости  $N_s$  от  $\eta$  при различных значениях числа Бринкмана подобны. С увеличением числа Бринкмана скорость производства энтропии увеличивается, что обусловлено увеличением вязкости.

При увеличении числа Бринкмана более существенное влияние на производство энтропии оказывает вязкость, а не необратимость процесса теплопередачи. Следовательно, число Бежана уменьшается с увеличением числа Бринкмана. При любом числе Бринкмана максимальное значение числа Бежана имеет место вблизи стенки, что обусловлено наличием в этой области максимальных градиентов температуры.

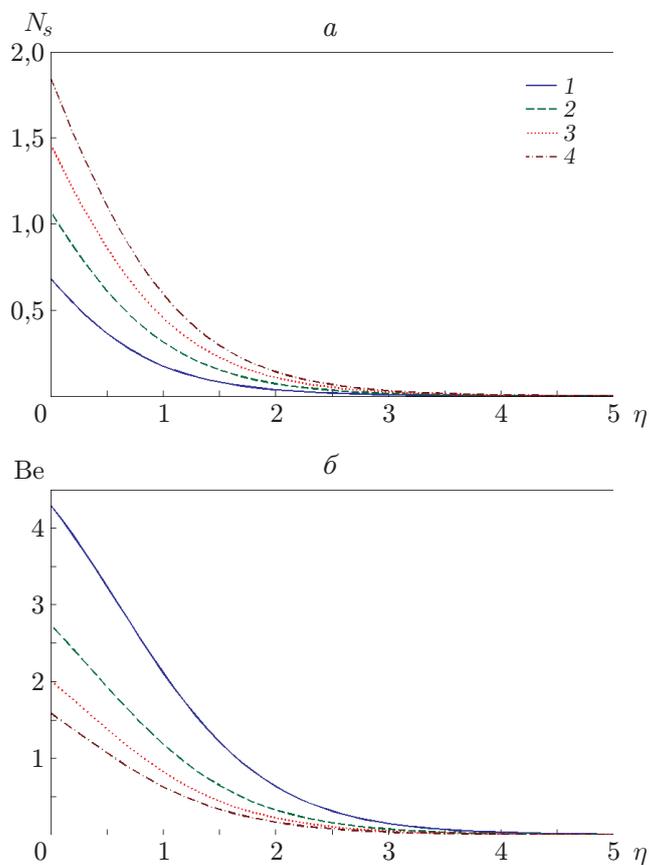


Рис. 5. Зависимости скорости производства энтропии  $N_s$  (а) и числа Бежана (б) от координаты  $\eta$  при  $s = 0,5$ ,  $Re_0 = 1$  и различных значениях числа Бринкмана: 1 —  $Br = 1$ , 2 —  $Br = 2$ , 3 —  $Br = 3$ , 4 —  $Br = 4$

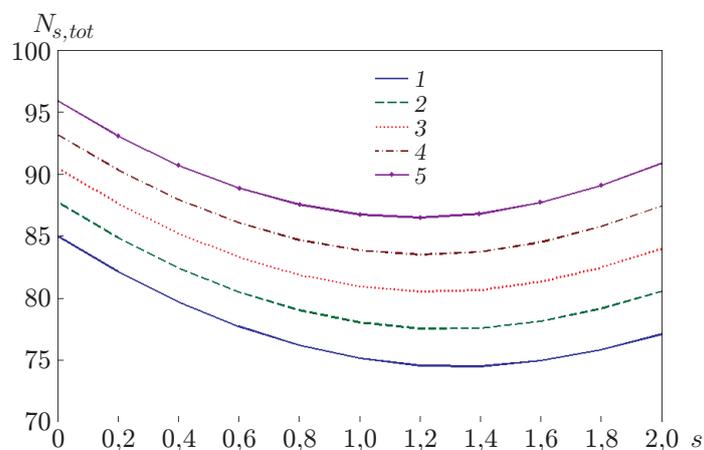


Рис. 6. Зависимость скорости общего производства энтропии от скорости впрыска при различных значениях числа Бринкмана:

1 —  $Br = 1$ , 2 —  $Br = 1,05$ , 3 —  $Br = 1,1$ , 4 —  $Br = 1,15$ , 5 —  $Br = 1,2$

На рис. 6 приведена зависимость величины  $N_{s,tot}$  от скорости впрыска  $s$  при различных значениях числа Бринкмана. При всех значениях числа Бринкмана на кривых  $N_{s,tot}(s)$  имеется точка минимума. Например, при  $B_r = 1,2$  и  $B_r = 1$  оптимальная скорость впрыска, при которой скорость производства энтропии минимальна, равна 1,2 и 1,38 соответственно. При уменьшении числа Бринкмана общее производство энтропии уменьшается, и оптимальная величина производства энтропии имеет место при большей скорости впрыска. Однако, для того чтобы обеспечить минимальное производство энтропии в потоке над вращающимся диском, следует одновременно управлять скоростью впрыска и числом Бринкмана.

**Заключение.** В работе проведено исследование производства энтропии в неосесимметричном установившемся ламинарном потоке несжимаемой жидкости над пористым вращающимся диском. На поверхности диска осуществляется равномерный впрыск жидкости.

Из полученных результатов следует, что поверхность диска является основным источником производства энтропии, максимальная скорость производства имеет место вблизи стенки. При различных значениях числа Бринкмана скорость производства энтропии экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности диска. С увеличением числа Бринкмана производство энтропии увеличивается вследствие увеличения вязкости. Таким образом, число Бежана уменьшается с увеличением числа Бринкмана. При увеличении скорости впрыска производство энтропии и число Бежана уменьшаются вблизи диска ( $\eta < 1$ ) и увеличиваются вдали от него ( $\eta > 1$ ). При уменьшении числа Бринкмана оптимальная скорость производства энтропии имеет место при большей скорости впрыска. Управляя скоростью впрыска и числом Бринкмана, можно минимизировать производство энтропии в потоке на пористом вращающемся диске.

Поскольку вращающиеся диски применяются во многих областях техники, определение основных факторов, обуславливающих потерю эксергии во вращающейся дисковой системе, представляет большой интерес.

Результаты данного исследования могут быть использованы при проектировании тепловых систем, в которых используются пористые вращающиеся диски.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Kármán T. von.** Über laminare und turbulente Reibung // Z. angew. Math. Mech. 1921. Bd 1, N 4. S. 233–252.
2. **Berker R.** A new solution of the Navier — Stokes equation for the motion of a fluid contained between two parallel plates rotating about the same axis // Arch. Mech. Stosowanej. 1979. V. 31, N 2. P. 265–280.
3. **Parter S. V., Rajagopal K. R.** Swirling flow between rotating plates // Arch. Ration. Mech. Anal. 1984. V. 86, iss. 4. P. 305–315.
4. **Lai C.-Y., Rajagopal K., Szeri A.** Asymmetric flow above a rotating disk // J. Fluid Mech. 1985. V. 157. P. 471–492.
5. **Turkyilmazoglu M.** Effects of uniform radial electric field on the MHD heat and fluid flow due to a rotating disk // Intern. J. Engng Sci. 2012. V. 51. P. 233–240.
6. **Bejan A.** A study of entropy generation in fundamental convective heat transfer // J. Heat Transfer. 1979. V. 101, N 4. P. 718–725.
7. **Bejan A.** Second-law analysis in heat transfer and thermal design // Adv. Heat Transfer. 1982. V. 15. P. 1–58.
8. **Arikoglu A., Komurgoz G., Ozkol I.** Effect of slip on the entropy generation from a single rotating disk // J. Fluids Engng. 2008. V. 130, N 10. 101202.

9. **Shanbghazani M., Heidarpoor V., Rosen M. A., Mirzaee I.** Numerical investigation of local entropy generation for laminar flow in rotating-disk systems // *J. Heat Transfer*. 2010. V. 132, N 9. 091701.
10. **Rashidi M. M., Mahmud S., Freidoonimehr N., Rostami B.** Analysis of entropy generation in an MHD flow over a rotating porous disk with variable physical properties // *Intern. J. Exergy*. 2015. V. 16, N 4. P. 481–503.
11. **Akar S., Rashidi S., Esfahani J. A.** Second law of thermodynamic analysis for nanofluid turbulent flow around a rotating cylinder // *J. Thermal Anal. Calorimetry*. 2018. V. 132, N 2. P. 1189–1200.
12. **Hayat T., Qayyum S., Khan M., Alsaedi A.** Entropy generation in magnetohydrodynamic radiative flow due to rotating disk in presence of viscous dissipation and Joule heating // *Phys. Fluids*. 2018. V. 30, N 1. 017101.
13. **Shamsabadi H., Rashidi S., Esfahani J. A.** Entropy generation analysis for nanofluid flow inside a duct equipped with porous baffles // *J. Thermal Anal. Calorimetry*. 2019. V. 135, N 2. P. 1009–1019.
14. **Ijaz M., Ayub M., Khan H.** Entropy generation and activation energy mechanism in nonlinear radiative flow of Sisko nanofluid: rotating disk // *Heliyon*. 2019. V. 5, N 6. e01863.
15. **Khan M., Ahmed J., Rasheed Z.** Entropy generation analysis for axisymmetric flow of Carreau nanofluid over a radially stretching disk // *Appl. Nanosci*. 2020. V. 10, N 8. P. 5291–5303.

*Поступила в редакцию 12/І 2021 г.,  
после доработки — 19/VIII 2021 г.  
Принята к публикации 30/VIII 2021 г.*

---