

УДК 532.546

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЙ ВОКРУГ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ТЕЛ ИЗ ЯЧЕИСТО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. К. Баев, А. В. Федоров, В. М. Фомин, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск  
E-mails: fedorov@itam.nsc.ru, khmel@itam.nsc.ru

Численно и экспериментально исследованы два типа течений газа, возникающих вблизи быстро вращающегося ячеисто-пористого диска. Для течения вокруг диска, вращающегося в свободном пространстве, определена граница стационарности и установлены тип и сценарий потери устойчивости. Переходные течения характеризуются образованием дорожки вихрей на границе выходящей струи. Численное моделирование течения при вращении ячеисто-пористого диска вблизи плоского экрана выявило возможность формирования замкнутого винтового течения, приводящего к перераспределению закрутки в зазоре между диском и плоским экраном. Результаты расчетов позволяют дать объяснение наблюдаемому в экспериментах превышению тангенциальной скорости в зазоре над скоростью вращения диска.

**Ключевые слова:** ячеисто-пористые материалы, вращение, внутренние и внешние течения, эксперимент, численное моделирование.

**Введение.** Перспективы применения высокопроницаемых ячеисто-пористых материалов (ЯПМ) при изготовлении роторов многофункциональных энергопреобразующих устройств [1] обуславливают необходимость исследования характеристик течения газа внутри и вне быстро вращающихся тел из таких материалов. Теоретические и экспериментальные исследования внешней и внутренней аэродинамики при вращении тел из ЯПМ проводились в работах [2, 3]. В [2] в рамках механики гетерогенных сред развита физико-математическая модель, а в [3] разработана и протестирована методика расчета осесимметричных пространственных закрученных течений внутри и вблизи вращающихся тел из ЯПМ. Установившееся течение вблизи тела, вращающегося с постоянной скоростью, определяется методом установления при решении нестационарных уравнений математической модели. Численный расчет проводится в области, включающей как пористое тело, так и часть окружающего пространства. В [3] показано, что численные решения для течения внутри и вблизи пористого тела, полученные при расчете в большой замкнутой области, совпадают с решениями, найденными при расчете в относительно небольшой области с подходящими “мягкими” условиями на входной и выходной границах. При этом в последнем случае требуются меньшие затраты машинного времени. После определения волнового поля течения вблизи вращающегося тела была проведена верификация используемой математической модели. Установлено, что рассчитанные значения момента и скоростного напора удовлетворительно согласуются с результатами измерений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 06-01-00299) и в рамках Интеграционного проекта СО РАН № 83.

Настоящая работа, являющаяся продолжением [2, 3], содержит новые численные и экспериментальные данные, выявляющие особенности течений вблизи вращающихся тел из ЯПМ в пространстве, как ограниченном экраном, так и без него. Анализируются механизм неустойчивости, приводящей к развитию низкочастотных колебаний течения, а также возможность перераспределения закрутки в течении между вращающимся диском из ЯПМ и плоским экраном.

**Устойчивость течения вокруг вращающегося тела из ЯПМ (задача 1).** В [3] проведено численное моделирование течений газа внутри и вне ячеисто-пористого тела при его быстром вращении. Установлено, что при значениях числа Рейнольдса, соответствующих условиям эксперимента (диаметр диска из ячеисто-пористого материала 150 мм, скорости вращения 2000–5000 об/мин), стационарное решение существует и определяется методом установления единственным образом при различных начальных данных включая нулевые (условия покоящегося газа). Сохранение стационарного решения в нестационарной задаче и сходимости к нему при различных начальных данных подтверждают устойчивость решения по отношению к малым и конечным осесимметричным возмущениям. В некоторых частных случаях внутреннее течение можно определить из решения соответствующей краевой задачи для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Из результатов сравнения численных решений с решениями системы обыкновенных дифференциальных уравнений следует сходимость численного решения к единственному решению при измельчении шага сетки.

В модельных задачах, на которых проводилась отработка численного алгоритма, ставились условия непротекания или симметрии на границах области, т. е. фактически пренебрегалось влиянием пограничных слоев. При этих условиях реальная (или искусственная) вязкость среды оказывала только стабилизирующее влияние на решение в силу ее относительной малости. В расчете течения вблизи реальной модели пористого диска, спаянного с непроницаемой твердой подложкой [3], формирование пограничного слоя учитывалось при постановке граничных условий для тангенциальной скорости. Характеристики соответствующего единственного стационарного течения (скоростной напор, момент сил вращения) согласуются с экспериментальными данными.

В экспериментах было также отмечено, что в некоторых случаях в течении имеют место низкочастотные колебания малой амплитуды. Возможной причиной их возникновения является потеря устойчивости стационарного течения. Ниже исследуется устойчивость течений методом прямого численного моделирования при увеличении числа Рейнольдса, что при фиксированных геометрических параметрах в условиях эксперимента соответствует увеличению скорости вращения диска. Целью данной работы является определение диапазона значений числа Рейнольдса, в котором течение остается стационарным, а также анализ развития нестационарных возмущений и характера переходных течений.

Рассмотрим цилиндрическое тело из ячеисто-пористого материала, находящееся в свободном пространстве и приведенное во вращение вокруг своей оси с некоторой угловой скоростью. При вращении внутри тела формируется вынужденное течение, обусловленное действием сил центробежной конвекции. В рамках модели, рассмотренной в работе [2], течение несжимаемого газа внутри и вне тела описывается уравнениями для вихря и функции тока [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{D(\chi, \psi)}{D(r, z)} &= -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} w^2 - \frac{1}{r} \left( \frac{\partial f_z}{\partial r} - \frac{\partial f_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r^2 \text{Re}} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (r^2 \chi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (r^2 \chi)}{\partial z^2} \right], \\ \frac{\partial (rw)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{D(rw, \psi)}{D(r, z)} &= -rf_\theta + \frac{1}{\text{Re}} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (rw)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (rw)}{\partial z^2} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$r^2 \chi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}, \quad \frac{D(\chi, \psi)}{D(r, z)} = \frac{\partial \chi}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \chi}{\partial z},$$

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad \chi = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right).$$

Здесь  $r, z, \theta$  — цилиндрические координаты;  $u, v, w$  — радиальная, продольная и тангенциальная компоненты скорости соответственно;  $\mathbf{f}$  — вектор объемной силы;  $\chi$  — модифицированный вихрь;  $\psi$  — функция тока. Уравнения обезразмерены по следующим параметрам:  $\Omega$  — угловая скорость вращения,  $R$  — радиус пористого цилиндра,  $R\Omega$  — масштаб скорости,  $\rho_0$  — плотность газа,  $1/\Omega$  — масштаб времени,  $\text{Re} = R^2\Omega/\nu$ ,  $\nu$  — кинематическая вязкость. В общем случае выражение для безразмерной силы взаимодействия газа и пористого скелета может быть представлено в виде  $\mathbf{f} = K|\mathbf{v} - r\mathbf{i}_\theta|(\mathbf{v} - r\mathbf{i}_\theta) + L(\mathbf{v} - r\mathbf{i}_\theta)$ . Размерные параметры сопротивления  $k = K/R$ ,  $\lambda = L\Omega$  зависят от свойств материала, пористости структуры и вязкости газа [4]. Внешнее течение также описывается уравнениями (1) при  $\mathbf{f} = 0$ .

Установившееся течение определяется уравнениями (1) и граничными условиями

$$r = 0: \quad \psi = 0, \quad w = 0, \quad \chi = 0,$$

$$z = 0: \quad \frac{\partial \psi(r, z)}{\partial z} = 0, \quad \chi(r, 0) = 0, \quad w(r, 0) = 0,$$

$$r = r_1: \quad \frac{\partial^2 \psi(r, z)}{\partial r^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \chi(r, z)}{\partial r^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 w(r, z)}{\partial r^2} = 0 \quad \text{при} \quad u(r_1, z) > 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(r, z)}{\partial r^2} = 0, \quad \chi(r, z) = 0, \quad w(r, z) = 0 \quad \text{при} \quad u(r_1, z) \leq 0,$$

$$z = z_0: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \chi}{\partial z} = 0.$$

Для решения задачи (1), (2) применяются явная конечно-разностная схема Аракавы, итерационный метод Либмана и процедура вложенных усреднений [5–7]. Расчетная область определяется в виде  $0 \leq r \leq r_1$ ,  $0 \leq z \leq z_1$ , при этом пористое тело занимает область  $0 \leq r \leq 1$ ,  $z_1 - z_0 \leq z \leq z_1$ , вне которой  $\mathbf{f} = 0$ .

Расчеты проводились при следующих параметрах:  $K = 1$ ,  $L = 0$ ,  $r_1 = 3$ ,  $z_1 = 2$ ,  $z_0 = 0,5$ .

Аналогично [3] в качестве интегральной характеристики, поведение которой может служить индикатором сходимости решения, определяется численный функционал

$$N_v = \Delta_r \Delta_z \sum_i^{N_r} \sum_j^{N_z} 0,5(u_{ij}^2 + v_{ij}^2 + w_{ij}^2)r_i.$$

На рис. 1 показано изменение во времени  $N_v$  при варьировании числа Рейнольдса. Видно, что выход на установившееся решение имеет место при  $\text{Re} \leq 10^4$ , а при  $\text{Re} \geq 6,5 \cdot 10^4$  наблюдаются периодические колебания приведенной характеристики. При этом с увеличением числа Рейнольдса наблюдается не только рост амплитуды колебаний, но и ее модулирование, т. е. на основные колебания накладываются колебания более высоких частот, хотя частота определяющих колебаний практически не меняется.

Анализ локальных характеристик течения для данной задачи позволяет получить картину развития неустойчивости. На рис. 2 показаны картины течения в плоскости  $(r, z)$  при  $\text{Re} = 3,2 \cdot 10^5$  с шагом по времени, равным 1,08. На рис. 2,а представлены линии тока (положение пористого тела выделено прямоугольником), на рис. 2,б — поля модифицированного

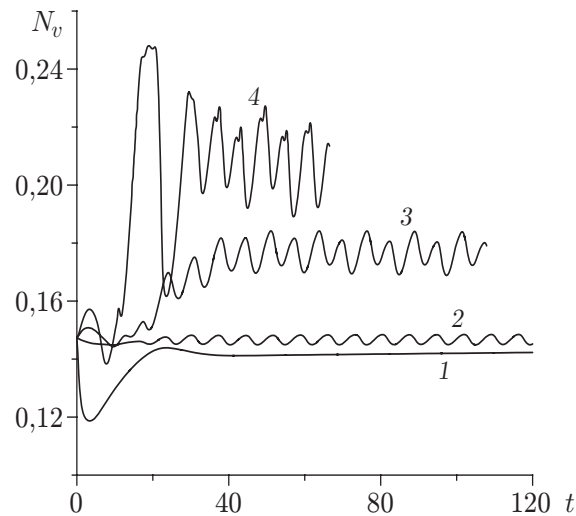


Рис. 1. Зависимость функционала  $N_v$  от времени:  
 1 —  $Re = 10^4$ ; 2 —  $Re = 6,5 \cdot 10^4$ ; 3 —  $Re = 10^5$ ; 4 —  $Re = 6,4 \cdot 10^5$

вихря. Как и в [3], газ втекает в пористое цилиндрическое тело через торцевую поверхность  $z = 1,5$ ,  $0 < r < 1$  и частично через внешнюю боковую поверхность  $1,5 < z < 2$ ,  $r = 1$ . Выброс газа из пористого тела во внешнее пространство через оставшуюся часть боковой поверхности происходит за счет сил центробежной конвекции в виде струи, направленной вдоль плоскости симметрии  $z = 2$ . Струя также имеет закрутку. На границе струи модифицированный вихрь  $\chi$  принимает максимальные значения (рис. 2, б).

Из рис. 2, а следует, что в окрестности угла пористого тела вблизи боковой поверхности на границе струи образуется замкнутое циркуляционное течение. Вихревой характер этого течения виден также на рис. 2, б. С течением времени вихрь смещается вдоль струи и выносится из поля течения. Очевиден периодический характер появления вихря (ср. картины изолиний 1 и 7, 2 и 8 на рис. 2, а) с периодом, приблизительно равным 6,5, и соответственно с частотой, в несколько раз меньшей частоты вращения тела. Регулярное формирование и снос таких вихрей приводит к периодическому изменению как локальных, так и интегральных характеристик течения в области, что обуславливает характер зависимости  $N_v(t)$  (см. рис. 1). Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса приводит к появлению субгармоник (вторичной неустойчивости) и последующей хаотизации течения. Такое поведение соответствует теории перехода к турбулентности через последовательность бифуркаций [8].

Для того чтобы установить природу первичной неустойчивости, проанализируем течение в окрестности границы струи, выбрасываемой с большой скоростью из пористого тела при слабом внешнем течении. Эта граница представляется в виде сгущения линий на рис. 3, где приводятся изолинии радиальной и тангенциальной компонент скорости, соответствующие картине изолиний 1 на рис. 2, а. Профили этих параметров в направлении, перпендикулярном границе, имеют точку перегиба. Таким образом, возникновение вихрей, очевидно, обусловлено неустойчивостью типа Кельвина — Гельмгольца [8].

Пространственные траектории элемента объема жидкости в образующихся вихрях представляют собой винтовые линии, так как на циркуляционное течение в плоскости  $(r, z)$  накладывается вращательное движение в азимутальном направлении в плоскости  $(r, \theta)$ . Однако, поскольку поверхность струи в области зарождения вихрей является выпуклой, а не вогнутой, данные вихри не обусловлены неустойчивостью Тейлора — Гертлера [9]. Формирующиеся единичные кольцевые вихри, в отличие от пар стационарных вихрей Тей-

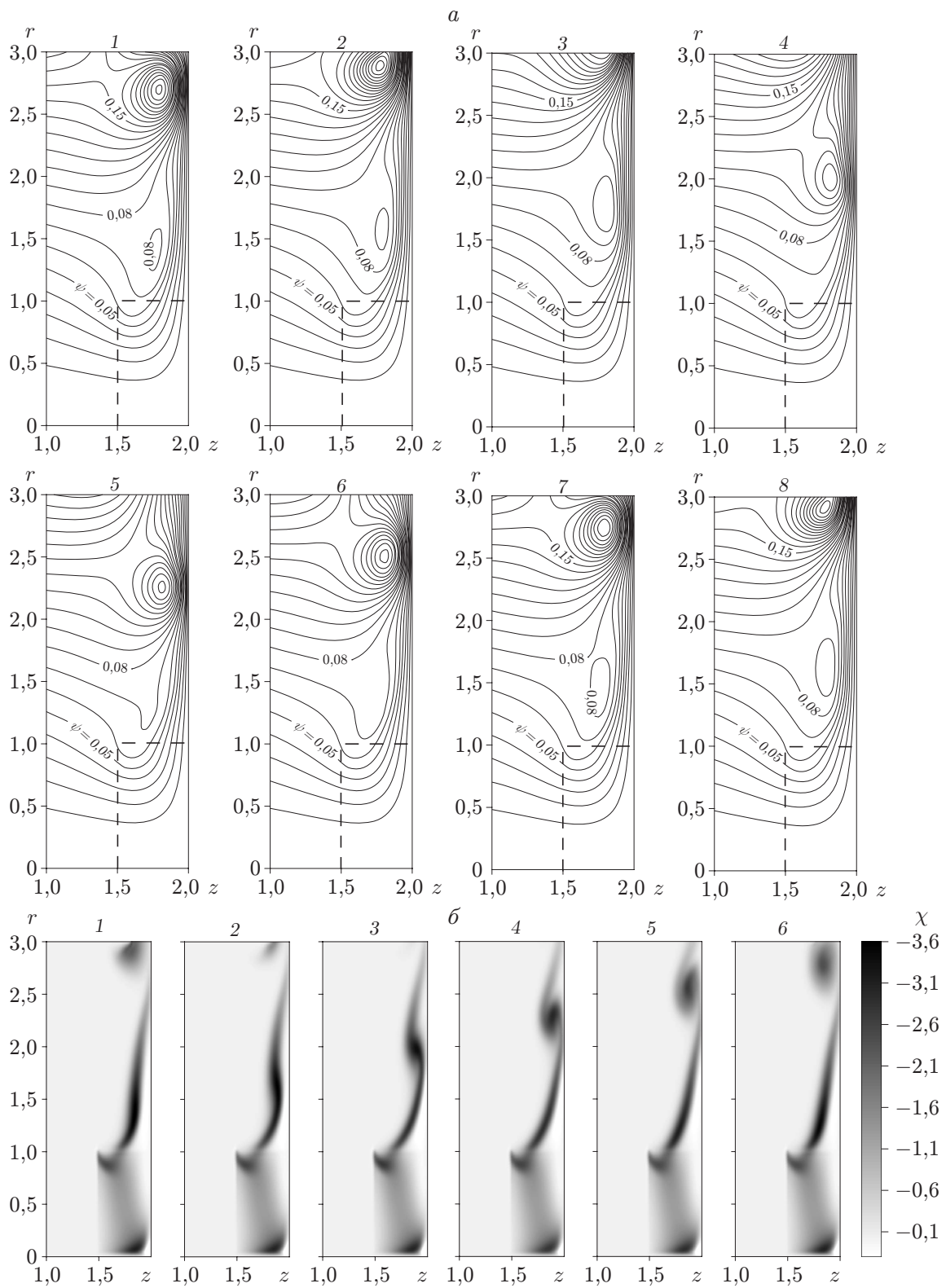


Рис. 2. Периодическое течение вокруг вращающегося с постоянной скоростью пористого диска ( $Re = 3,2 \cdot 10^5$ ,  $\Delta t = 1,08$ ):

*a* — линии тока; *б* — модифицированный вихрь

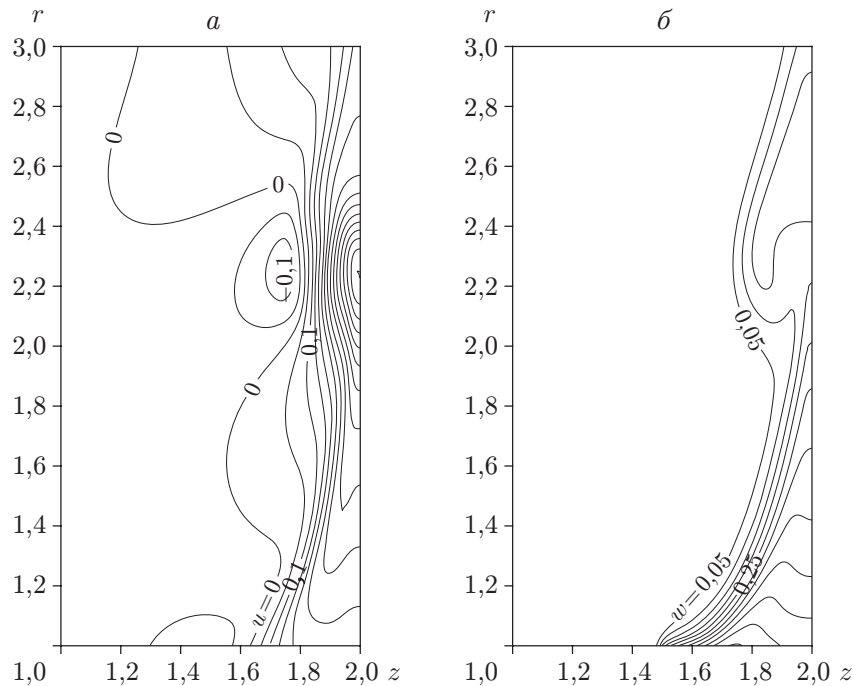


Рис. 3. Характерная форма струи, вытекающей из вращающегося пористого диска:  
*a* — изолинии радиальной скорости  $u$ ; *б* — изолинии тангенциальной скорости  $w$

лора — Гертлера, являются нестационарными: они смещаются в радиальном направлении и соответственно растягиваются в тангенциальном. При этом окружная (тангенциальная) скорость быстро уменьшается с увеличением радиуса и равна нулю за пределами вихревого образования и струи (рис. 3, б).

Следует отметить, что нестационарный характер внешнего течения практически не оказывает влияния на расположение линий тока внутри пористого тела, которые остаются неизменными, за исключением небольшого участка вблизи боковой поверхности в окрестности угла. Таким образом, течение внутри вращающегося пористого тела остается устойчивым и стационарным.

**Особенности течения между вращающимся пористым диском и плоским экраном (задача 2).** В технических устройствах часто встречаются конфигурации, в которых вращающиеся тела помещены в зазоры. При вращении тела из ЯПМ в таких условиях внешнее течение и течение газа через пористое тело ограничены находящимися вне тела плоскостями. Это может привести к кардинальной перестройке внутреннего течения и способствовать формированию застойных зон. Поэтому представляет интерес исследование особенностей течения между вращающимся пористым телом и плоским экраном.

Экспериментальные исследования проводились для пористого тела цилиндрической формы, одна из торцевых плоскостей которого является непроницаемой (закрытой спаянным тонким диском). На некотором расстоянии от другой торцевой плоскости располагался плоский экран круглой формы, ограничивающий приток воздуха (рис. 4). Значения  $\Delta p_+ = p_+ - p_0$ ,  $\Delta p_- = p_- - p_0$  измерены посредством трубки Пито в точках с одинаковыми значениями  $H$  ( $H$  — расстояние от плоскости экрана до точки измерения) и  $|r_+| = |r_-|$  (рис. 4). Параметры задачи: диаметр диска 150 мм, толщина 25 мм, диаметр экрана 150 мм, расстояние от экрана до диска 20 мм, скорость вращения диска 2820 об/мин. Соответствующие безразмерные значения тангенциальной скорости, опре-

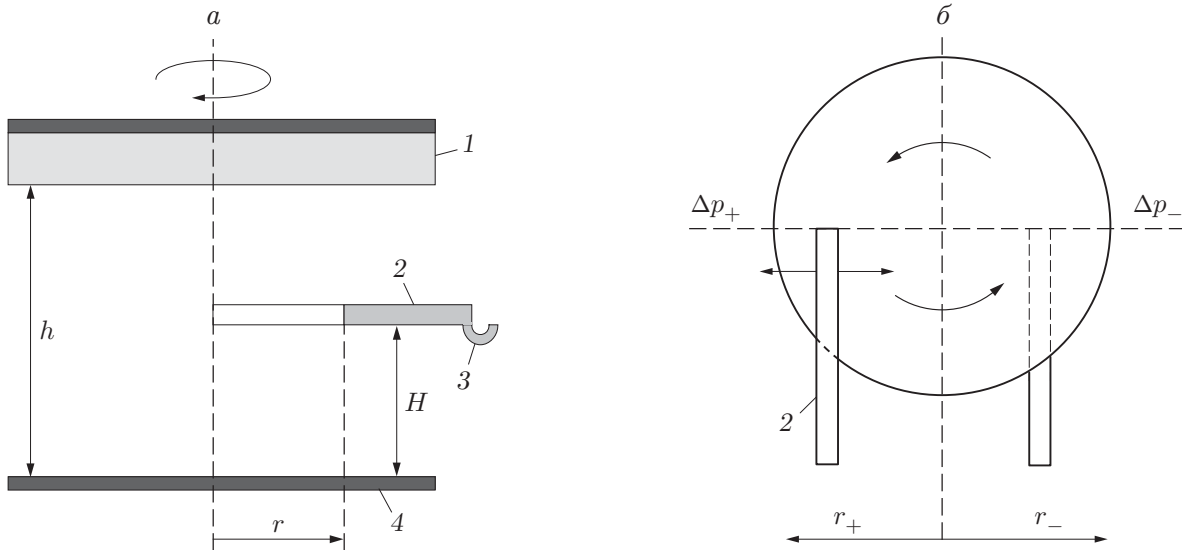


Рис. 4. Схема экспериментальной установки:

*a* — вид в разрезе; *б* — вид со стороны экрана; 1 — диск; 2 — насадок; 3 — напоромер; 4 — экран

Значения тангенциальной скорости  $w$  в зазоре между диском из ЯПМ и плоским экраном

$r$	$h = 0$		$h = 0,0667$		$h = 0,1267$		$h = 0,2$	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
1,0	0,33	0,40	0,41	0,41	0,43	0,44	0,45	0,50
0,867	0,41	0,50	0,45	0,51	0,45	0,54	0,41	0,62
0,733	0,43	0,60	0,48	0,61	0,48	0,62	0,45	0,65
0,6	0,44	0,64	0,50	0,65	0,52	0,64	0,46	0,64
0,467	0,50	0,61	0,55	0,61	0,55	0,60	0,45	0,59
0,333	0,18	0,53	0,53	0,53	0,49	0,53	0,32	0,51
0,2	0	0,46	0,39	0,46	0,36	0,46	0,13	0,42
0,0667	0,13	0,16	0,22	0,16	0,26	0,16	-0,13	0,14

деляемые по формуле  $w = \sqrt{\Delta p / (\rho_0 R^2 \Omega^2)}$ , где  $\Delta p = \Delta p_+ - \Delta p_-$ ;  $\rho_0 = 1,2$  кг/м<sup>3</sup> (при  $p_0 = 1$  атм и  $T_0 = 20$  °С);  $R = 0,075$  м;  $\Omega = 2820$  об/мин, приведены в таблице. Значения  $r$  и  $h$  безразмерны по  $R$ .

Результаты предварительного анализа экспериментальных данных по тангенциальной скорости в зазоре между пористым телом и плоским экраном позволяют сделать следующие выводы:

1) при  $r \leq 40$  мм в ядре тангенциальная скорость распределена так же, как в твердом теле, причем эта скорость несколько выше скорости диска;

2) при  $r \approx 45$  мм скорость соответствует скорости диска, но при  $r > 45$  мм остается практически постоянной.

Расчет течения проводился в рамках модели [3]. Уравнения (1) с соответствующими начально-краевыми условиями решались численно с применением того же метода, что и при решении задачи 1. Для определения стационарного течения решалась задача на установление в области  $r_{in} \leq r \leq r_1$ ,  $0 \leq z \leq z_1$ . При этом пористое тело было ограничено областью  $r_{in} \leq r \leq 1$ ,  $z_1 - z_0 \leq z \leq z_1$ , а экран занимал часть границы  $z = 0$ ,  $r_{in} \leq r \leq 1$ . Здесь  $r_{in}$  — радиус непроницаемой оси, на которой закреплен вращающийся диск

из ЯПМ (поскольку  $r_{in}$  — достаточно малая величина, для удобства расчетная область вне пористого диска также ограничена этим значением);  $z_1$  — расстояние между экраном и закрытым торцом диска;  $r_1$  — радиус внешней границы расчетной области; радиус экрана равен радиусу диска. В качестве начальных данных задавались нулевые значения всех функций.

В соответствии с физической постановкой задачи условия на входной границе и внутренней оси следующие:  $\chi = 0$ ,  $v = 0$ ,  $\partial w/\partial z = 0$  при  $z = 0$ ,  $r_{in} \leq r \leq 1$ ;  $\chi = 0$ ,  $u = 0$ ,  $\partial v/\partial r = 0$  при  $r = r_{in}$ ,  $0 \leq z \leq z_1$ ;  $\partial \chi/\partial z = 0$ ,  $v = 0$ ,  $\partial w/\partial z = 0$  при  $z = z_1$ ,  $r_{in} \leq r \leq 1$ ;  $\chi = 0$ ,  $u = 0$ ,  $\partial w/\partial z = 0$  при  $z = 0$ ,  $1 < r \leq r_1$ . На верхней и выходной границах рассматривалось несколько различных вариантов “мягких” (“выносных”) граничных условий. Расчеты показали, что эти условия оказывают влияние на решение лишь в области вблизи верхней границы, тогда как расчетные картины течения между пористым диском и экраном и внутри пористого диска практически идентичны.

При  $z = 0$ ,  $r_{in} \leq r \leq 1$  на поверхности экрана ставились следующие граничные условия:  $\alpha u + (1 - \alpha) \partial u/\partial z = 0$ ,  $v = 0$ ,  $\alpha w + (1 - \alpha) \partial w/\partial z = 0$ , где  $\alpha \in [0, 1]$  — некоторый аккомодационный коэффициент. При  $\alpha = 1$  эти условия совпадают с условиями прилипания для вязкого течения, значение  $\alpha = 0$  соответствует условию идеально гладкой стенки. В общем случае при малых значениях  $\alpha$  моделируется течение с некоторым проскальзыванием. Отметим, что в численных расчетах с  $\alpha = 1$  в зазоре между вращающимся пористым диском и плоским экраном распределение  $w$  по  $z$  близко к линейному, что противоречит результатам измерений скоростного напора. При этом тенденция к образованию ядра, вращающегося со скоростью, равной или большей скорости вращения твердого тела, в расчетах прослеживается, но в очень слабой степени. Область, в которой  $w$  больше, чем внутри пористого тела, невелика, примыкает к оси и имеет форму треугольника. Таким образом, моделирование течения при условиях полного прилипания на стенке не описывает особенности экспериментально наблюдаемых характеристик. Причина этого, возможно, заключается в том, что в условиях эксперимента неравномерная ячеистая структура пористого тела при быстром вращении порождает трехмерные возмущения. По отношению к этим возмущениям течение является неустойчивым, подобно течениям между вращающимися в противоположных направлениях плоскостями или между неподвижной и вращающейся плоскостями [10]. Образующиеся спиральные и круговые волны [10] обуславливают перераспределение закрутки вблизи стенки и формирование более заполненного профиля скорости. Для детального описания таких течений осесимметричная модель, очевидно, не пригодна, и полная задача должна решаться в трехмерной постановке. Тем не менее некоторое среднее осесимметричное течение моделируется при значениях аккомодационного коэффициента  $\alpha < 1$ . В частности, при принятом в расчетах значении  $\alpha = 0$  эффектами пограничного слоя на стенке пренебрегается, а вязкость учитывается только во внутреннем течении. По-видимому, в реальном течении толщина пограничного слоя мала.

Результаты расчетов приведены на рис. 5 (положение пористого тела выделено прямоугольником). На рис. 5,а показана типичная картина линий тока, на рис. 5,б — векторное поле радиальной и продольной компонент скорости. Особенностью течения, формирующегося между диском и экраном, является разделение его на две области. В одной из них ( $r > 0,5$ ) происходит приток газа из внешней области, протекание через пористое тело и вытекание во внешнюю область. Во внутренней области ( $r < 0,5$ ) линии тока замкнуты, проходят как через пористое тело, так и через область, расположенную между диском и плоским экраном. Вследствие слабого течения зону, расположенную ниже нулевой линии тока, нельзя считать застойной, здесь формируется замкнутый кольцевой вихрь (рис. 5,б). Кроме того, течение характеризуется закруткой и в направлении вращения пористого тела, поэтому пространственное течение газа представляет собой движение с винтовыми



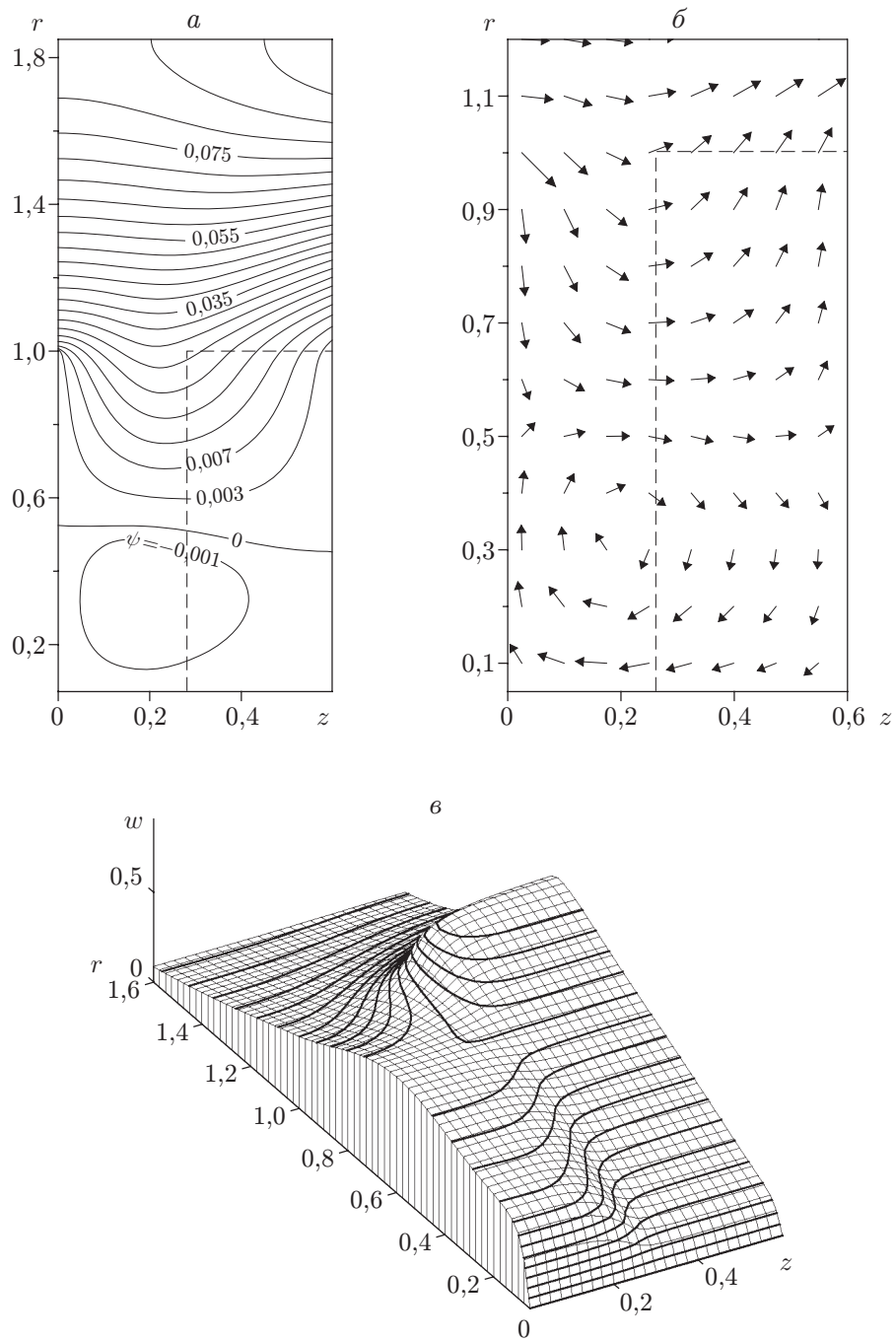


Рис. 5. Характеристики течения при вращении диска из ЯПМ вблизи плоского экрана:

*a* — линии тока; *b* — векторное поле течения; *в* — распределение тангенциальной скорости

траекториями. Двумерное распределение тангенциальной компоненты скорости  $w$  приведено на рис. 5, в. Видно, что в установившемся течении значения  $w$  в области между пористым телом и экраном превышают значения внутри пористого тела, что и отмечается в экспериментах. По-видимому, такое распределение вызвано переносом тангенциальной закрутки при возвратном течении вблизи пористого тела. Из результатов анализа уравнения для  $w$  системы (1) следует, что изменение  $rw$  вдоль линии тока обусловлено только вязкими членами (при отсутствии вязкости вдоль линии тока  $rw = \text{const}$ , соответственно  $w$  пропорциональна  $1/r$ ). В силу этого вне тела в области возвратного течения (области отрицательных значений  $u$ ) с уменьшением радиуса значения  $w$  возрастают, а внутри пористого тела они близки к окружной скорости вращения диска:  $w \approx r$ . Вязкие члены способствуют сглаживанию распределения  $w$  как по  $z$ , так и в некоторой степени по  $r$ . Вследствие этого при малых значениях  $r$  значения  $w$  в зазоре больше, чем внутри пористого тела, а с увеличением  $r$  они выходят на плато, как и в экспериментах. В расчетах эта область ограничена значениями  $0,45 < r < 0,75$ , и лишь при приближении к краю экрана в расчетах наблюдается незначительное уменьшение  $w$ .

Экспериментальные и расчетные значения  $w$  приведены в таблице. Хотя расчетные значения тангенциальной скорости в зазоре несколько больше экспериментальных, качественно результаты хорошо согласуются. Количественное различие обусловлено как ограниченностью расчетной модели, так и некоторым разбросом экспериментальных данных.

**Заключение.** Проведено численное и экспериментальное исследование течений при вращении тела из ячеисто-пористого материала. Получены следующие результаты.

Для вращающегося в открытом пространстве пористого диска определены границы устойчивости стационарного течения. Показано, что с увеличением числа Рейнольдса внешнее течение теряет устойчивость по типу Кельвина — Гельмгольца, что проявляется в образовании вихревой дорожки на границе закрученной струи, выбрасываемой из боковой поверхности центробежной силой. При этом течение внутри вращающегося пористого тела остается устойчивым и стационарным.

Для диска из ЯПМ, вращающегося вблизи плоского экрана, экспериментально показано и численно подтверждено существование области течения в зазоре, в которой тангенциальная скорость превышает скорость вращения твердого тела. Численно показано наличие замкнутого вихревого течения, которое охватывает область внутри и вне пористого тела и приводит к перераспределению закрутки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Баев В. К., Фомин В. М.** Main ideas of interdisciplinary projects of new types of energy-transducing facilities // Proc. of the Intern. conf. on methods of aerodynamic res., Novosibirsk, Russia, 28 June — 3 July 2004. Novosibirsk: Publ. House “Nonparel”, 2004. Pt 1. P. 26–29.
2. **Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А.** Математическое моделирование течений внутри вращающихся тел из ячеисто-пористых материалов // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 6. С. 78–85.
3. **Баев В. К., Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А.** Исследование процессов центробежной конвекции при быстром вращении тел из ячеисто-пористых материалов // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 1. С. 46–57.
4. **Беклемышев А. М.** Особенности закона сопротивления высокопористых ячеистых материалов / Респ. инж.-техн. центр порошковой металлургии с Науч.-исслед. ин-том пробл. порошковой технологии и покрытий и опытным пр-вом. Пермь, 1996. Деп. в ВИНТИ 09.07.96, № 2265-B96.

5. **Пупыкина Т. А.** Численный расчет невязкого МГД-обтекания тел сложной формы // Числ. методы механики сплошной среды. 1985. Т. 16, № 4. С. 95–110.
6. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
7. **Жиляев М. И., Пупыкина Т. А.** Модификация схемы центральных разностей для расчета двумерных невязких течений в силовых полях // Числ. методы механики сплошной среды. 1983. Т. 14, № 3. С. 65–75.
8. **Ландау Л. Д.** Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
9. **Eagles P. M.** Taylor — Hortler disturbances in thin film flow: a perturbation method // Fluid Dynamics Res. 1995. V. 15. P. 405–423.
10. **Schouveiler L., Le Gal P., Chauve M. P., Takeda Y.** Spiral and circular waves in the flow between a rotating and a stationary disk // Exp. Fluids. 1999. V. 26. P. 179–187.

*Поступила в редакцию 27/II 2006 г.*

---