

К. т. н. О. А. Аверкова, д. т. н. И. Н. Логачёв, д. т. н. К. И. Логачёв,
И. В. Ходаков

ФГБОУ ВПО «Белгородский государственный технологический университет
им. В. Г. Шухова», г. Белгород, Россия

УДК 533.6:628.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ПОТОКОВ НА ВХОДЕ В КРУГЛЫЕ ВСАСЫВАЮЩИЕ КАНАЛЫ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЭКРАНАМИ

В рамках теории струй идеальной несжимаемой жидкости решена задача об отрывном течении на входе в круглый всасывающий канал, в спектре действия которого расположен кольцевой экран. Численная реализация построенной математической модели позволяет строить линии тока, поля скоростей, определять поджатие струи отрывного течения, а также оптимальное удаление экрана, при котором наблюдается минимальная толщина струи и наибольшая величина коэффициента сопротивления на вход всасываемой среды в канал. Полученные результаты могут использоваться для снижения вредных подсосов воздуха в аспирационные системы.

Ключевые слова: отрывные течения, идеальная несжимаемая жидкость, метод дискретных вихрей, коэффициент местного сопротивления.

ВВЕДЕНИЕ

В корпусах многих технологических агрегатов (например, в нагревательных печах, обжиговых машинах, аспирационных укрытиях) предусматриваются открытые рабочие проемы, через которые происходят нежелательные перетоки воздуха. Для снижения расхода этого воздуха широкое распространение получили воздушные завесы, увеличивающие аэродинамическое сопротивление проемов. Отдавая должное такому способу уменьшения расхода, следует отметить достаточно высокие эксплуатационные затраты, связанные с неизбежным потреблением электроэнергии вентиляторами воздушных завес. Некоторой альтернативой может служить устройство перед входом в отверстия конструктивных элементов, обеспечивающих увеличение аэродинамического сопротивления без перекрытия живого сечения проемов (для обеспечения технологических операций загрузки агрегатов, перемещения различного рода манипуляторов или транспортных средств) при минимальных затратах [1–3].

Как было показано в работах [4–7], на величину поджатия перетекающего в струе воздуха и на связанный с этим поджатием коэффициент местного сопротивления (к.м.с) оказывают заметное влияние устройство входных тамбуров (выдвижных каналов) и экранирование входных отверстий проницаемыми щитами. В работе [4] выяснено, что установка на входе в щелевидное всасывающее отверстие горизонтального щита, оптимальная длина S которого равна половине ширины B щели ($S = 0,5 B$), способствует

повышению к.м.с. Исследования проводили с помощью метода конформных отображений и функции Н. Е. Жуковского, метода дискретных вихрей (МДВ), численного решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса и неразрывности (Reynolds Averaged Navier-Stokes – RANS), где использовалась модель турбулентности, натурального эксперимента. Наилучшее совпадение поля скоростей с экспериментом в среднем продемонстрировал метод RANS, но заметно различие очертаний отрывной области относительно натурального эксперимента. Более точную картину отрыва потока дают методы теории струй идеальной несжимаемой жидкости. МДВ и метод Н. Е. Жуковского хорошо согласуются в расчетах поля скоростей, но МДВ не позволяет с достаточной точностью определить детерминированные границы течения (например, толщину струи δ_∞), соответственно, и к.м.с. [4]. В работе [7] предпринята попытка разработки численного метода моделирования отрывных течений на входе во всасывающие каналы в плоских многосвязных областях, содержащих экраны, с использованием стационарных дискретных особенностей. Рассматривалось бесциркуляционное обтекание экранов. Однако зависимость величины к.м.с от расстояния вертикального экрана до входа во всасывающий канал отличается от экспериментальной: наблюдается минимум этой величины, а не максимум, как в натурном эксперименте. В работах [2, 8] этот недостаток удалось устранить. Использовали модель циркуляционного обтекания вертикальных экранов с условием ко-

нечности величины скорости на нижней кромке. В этом случае были получены адекватные натурному эксперименту изменения к.м.с. при удалении экрана от всасывающего канала. Рассматривали щелевидные всасывающие каналы.

Цель настоящей работы — определение оптимальных геометрических размеров и удаления кольцевого экрана с выступом от соосно расположенного круглого вытяжного канала, способствующих наибольшему аэродинамическому сопротивлению входа среды в этот канал.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим область течения (рис. 1) на входе в круглый всасывающий канал, в спектре действия которого находится тонкий кольцевой экран, снабженный выступом. С острых кромок A, B, C происходит срыв потока, и образуются свободные поверхности тока. Необходимо определить их положение, скорость потока, в любой заданной точке и коэффициент местного сопротивления при входе во всасывающее отверстие.

Математическая постановка задачи состоит в решении двумерного уравнения Лапласа для потенциальной функции φ

$$\Delta\varphi = 0,$$

при заданных значениях граничной нормальной составляющей скорости

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n}\Big|_S = v_n(x) - U_n,$$

где x — точка границы S .

Функция U_n выражает влияние свободных вихрей, находящихся на свободных поверхностях тока, положение которых заранее неизвестно.

Данное уравнение сводится к граничному сингулярному интегральному уравнению

$$\int_S G(x, \xi) \omega(\xi) ds(\xi) = v_n(x) - \mu \int_0 G(x, \xi) ds(\xi),$$

где ξ — произвольная точка границы S ; функция $G(x, \xi)$ численно равна величине скорости в точке $x(x_1, x_2)$ вдоль направления единичного вектора $\mathbf{n} = \{n_1, n_2\}$, вызываемой вихрем единичной циркуляции, расположенной в точке $\xi(\xi_1, \xi_2)$; $\omega(\xi)$ — плотность циркуляции присоединенного вихревого слоя; μ — плотность циркуляции свободного вихревого слоя, непрерывно размещенного на поверхности σ , образующейся при срыве потока с острой кромки, $\mu = \text{const}$.

Для осесимметричной задачи в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} G(x, \xi) = \frac{(A_1 b + A_2 a)}{b} \cdot \frac{4}{(a-b)\sqrt{a+b}} E(t) - \frac{A_2}{b} \cdot \frac{4}{\sqrt{a+b}} F(t) \text{ при } b \neq 0, \\ G(x, \xi) = \frac{\xi_2^2 n_1}{2a\sqrt{a}} \end{cases} \quad \text{при } b = 0,$$

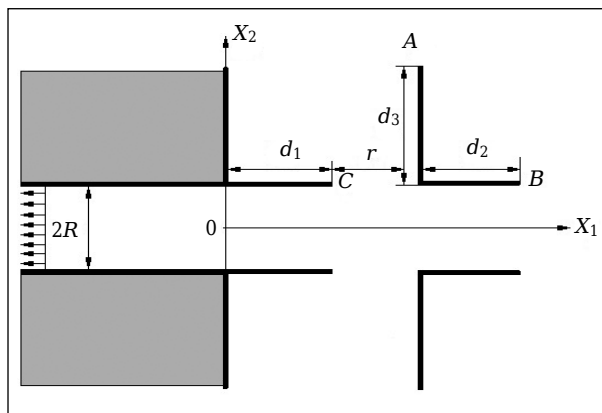


Рис. 1. Область течения в меридиональной плоскости

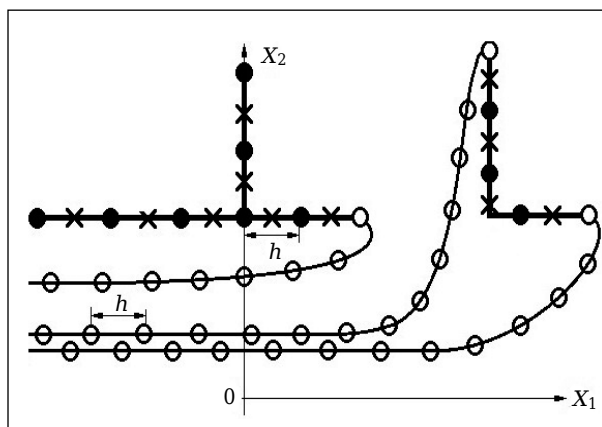


Рис. 2. Дискретная модель отрывного течения: ● — присоединенные кольцевые вихри; ○ — свободные вихри; × — расчетные точки

$$2x_2\xi_2 = b > 0, a = (x_1 - \xi_1)^2 + \xi_2^2 + x_2^2 > 0, A_1 = \frac{\xi_2^2 n_1}{4\pi},$$

$$A_2 = \frac{\xi_2}{4\pi} [(x_1 - \xi_1)n_2 - x_2 n_1],$$

$$F(t) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-t^2\sin^2\theta}}, E(t) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-t^2\sin^2\theta} d\theta, t = \frac{2b}{a+b}.$$

Вихревой слой, моделирующий поверхность трубы и экрана, заменяется бесконечно тонкими вихревыми кольцами постоянной интенсивности $\Gamma(\xi^k)$, $k = 1, \bar{N}$ (рис. 2). Вихри лежащие на острых кромках A, B, C , считаются свободными, что следует из теоремы, изложенной в работе [9]: интенсивность присоединенного вихря в точке срыва потока равна нулю. Между присоединенными вихрями располагались контрольные точки. Введем обозначения: $\xi^k(\xi_1, \xi_2)$ — точка расположения k -го присоединенного вихря; $x^p(x_1, x_2)$ — p -я контрольная точка. Тогда скорость в точке x^p вдоль единичного направления $\mathbf{n}$, индуцированная вихрем $\Gamma(\xi^k)$, расположенным в точке ξ^k , определится из выражения $v_n(x^p) = G(x^p, \xi^k) \Gamma(\xi^k)$.

Полагали, что на свободной поверхности тока, стекающей с кромки C , интенсивность вихрей постоянна и равна γ . Расстояние между сво-

бодными вихрями есть величина постоянная и равная h . Первое приближение для свободной линии тока выбирали следующим образом. Первые три вихря располагались параллельно OX_2 и ниже точки срыва, начиная с острой кромки, остальные параллельно — OX_1 и левее этой точки.

На острых кромках расположим свободные вихри, в остальном дискретизация не изменяется. Для свободных поверхностей тока, сходящихся с острых кромок A и B , начального приближения не задавали. Циркуляция на них заранее неизвестна. Будем полагать, что циркуляции на этих линиях тока равны по абсолютной величине, но противоположны по знаку. С физической точки зрения это логично. Вращение частиц жидкости, сорвавшихся с острых кромок экрана, должно осуществляться в противоположных направлениях.

Обозначим N количество присоединенных вихрей, включая два свободных на кромках A и B ; номер вихря в точке A обозначим N_1 ; номер вихря в точке B — N ; ζ^k — точка расположения свободного вихря; γ_1 — интенсивность вихрей на свободных поверхностях тока, срывающихся с острых кромок A и B ; γ'_1 — эти же интенсивности, найденные на предыдущей итерации; N_{S1} — количество свободных вихрей, расположенных на свободной поверхности тока, срывающейся с острой кромки C ; N_{S2} — количество свободных вихрей, расположенных на свободной поверхности, стекающей с кромки A ; N_S — количество свободных вихрей на всех линиях тока, на первой итерации $N_{S1} = N_S$.

Система линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных интенсивностей $\Gamma(\xi^q)$ присоединенных вихрей имеет вид:

$$\sum_{q=1, q \neq N_1}^{N-1} G(x^p, \xi^q) \Gamma(\xi^q) + (G(x^p, \xi^{N_1}) - G(x^p, \xi^N)) \gamma_1 = -\gamma \sum_{k=1}^{N_{S1}} G(x^p, \zeta^k) - \gamma'_1 \sum_{k=N_{S1}+1}^{N_{S2}} G(x^p, \zeta^k) + \gamma'_1 \sum_{k=N_{S2}+1}^{N_S} G(x^p, \zeta^k). \quad (2)$$

где $p = 1, 2, \dots, N-1$, на первой итерации $\gamma'_1 = 0$.

Затем определяются неизвестные циркуляции $\Gamma(\xi^q)$, где $q = 1, \dots, N_1-1, N_1+1, \dots, N-1$ присоединенных вихрей и величина интенсивности свободных вихрей γ_1 . Скорость в любой точке $x(x_1, x_2)$ области вдоль любого заданного направления вычисляется по формуле

$$v_n(x) = \sum_{q=1, q \neq N_1}^{N-1} G(x, \xi^q) \Gamma(\xi^q) + (G(x, \xi^{N_1}) - G(x, \xi^N)) \gamma_1 + \gamma \sum_{k=1}^{N_{S1}} G(x, \zeta^k) - \gamma'_1 \sum_{k=N_{S1}+1}^{N_{S2}} G(x, \zeta^k) + \gamma'_1 \sum_{k=N_{S2}+1}^{N_S} G(x, \zeta^k). \quad (3)$$

На первой итерации после определения неизвестных циркуляций вихрей строятся все три поверхности тока, стекающие с острых кромок. После того как они удалятся от всасывающего проема трубы на расстояние более 10 калибров, их построение

прекращается. При построении поверхностей тока шаг во времени Δt выбирается достаточно малым. Построение поверхности тока начинается с острой кромки. Свободные кольцевые вихри располагают по этой поверхности так, чтобы расстояние между ними было равно величине h .

После определения второго приближения для свободных поверхностей тока необходимо снова решить систему уравнений (2) и определить циркуляции присоединенных вихрей. Затем строится третье приближение свободных поверхностей тока и т. д.

Данный итерационный процесс продолжается до тех пор, пока значения коэффициента сжатия струи всасывающего патрубка на предыдущей и последующей итерации не будут отличаться на величину заданной точности ε .

Если расстояние от точки до вихря меньше радиуса дискретности $h/2$, то скорость, вызываемая этим вихрем, определяется из выражения

$$v_n(x) = 8\pi \frac{(x_1 - \xi_1)n_2 - (x_2 - \xi_2)n_1}{h^2}.$$

Величину к.м.с. ζ при входе среды в канал определяли с помощью найденной численным путем толщины струи на бесконечности δ_∞ . Как известно, величина δ_∞ оказывает существенное влияние на величину коэффициента сопротивления входа среды в отсасывающее отверстие. Это связано с подавляющим влиянием на сопротивление эффекта Борда – Карно, заключающегося в том, что при сужении потока и последующем расширении потери давления определяются неупругим «ударом» быстрого потока с медленным. Еще в 1944 г. И. Е. Идельчик в работе [10] на основании этого эффекта предложил следующую зависимость коэффициента местного сопротивления от толщины сжатой струи:

$$\zeta = (1 - 1/\delta_\infty^2)^2. \quad (4)$$

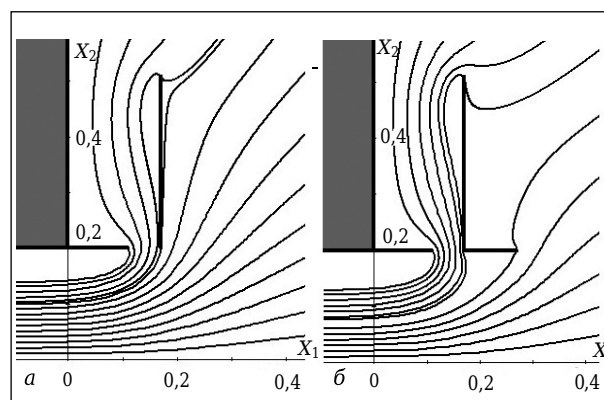


Рис. 3. Линии тока при обтекании тонкого экрана с центральным круглым отверстием при $d_1 = 0.5R$; $d_3 = 1.55R$; $R = 0.2$ м; $r = 0.3R$; a — без выступа; b — с выступом при $d_2 = 0.59R$

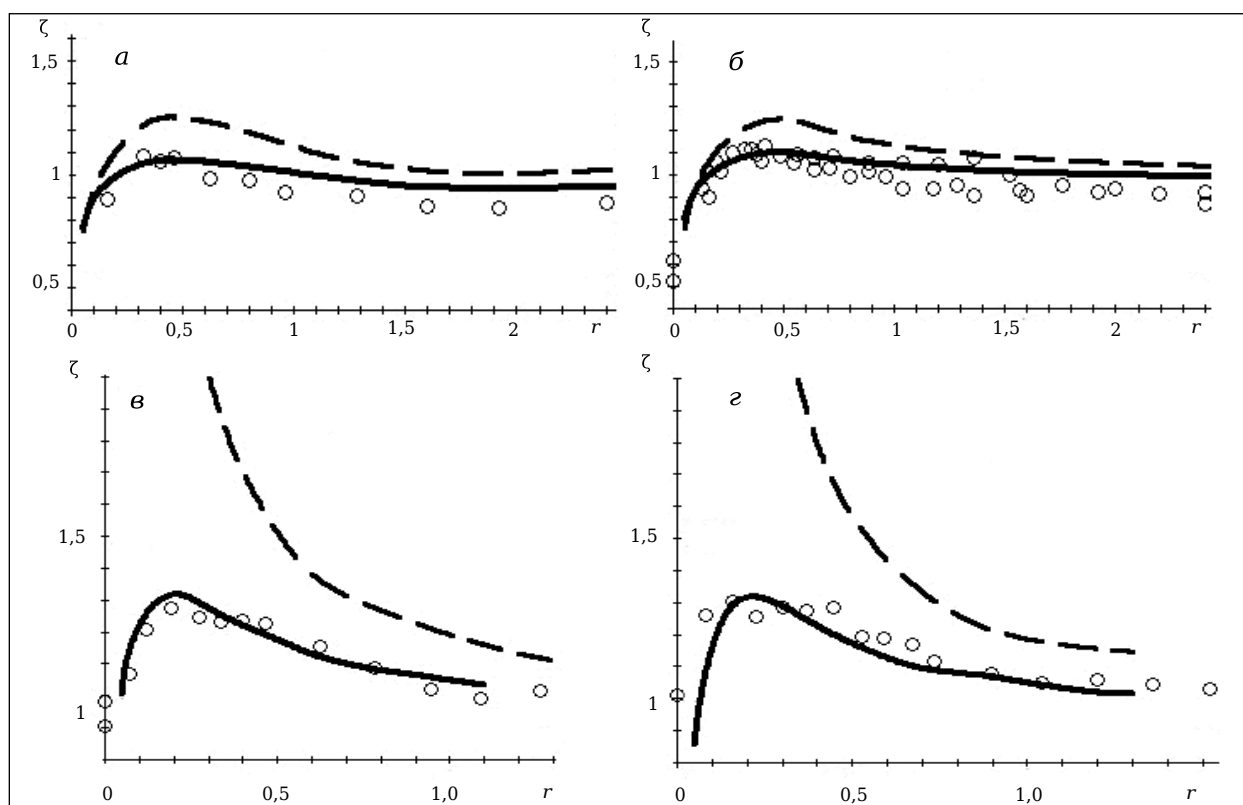


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных величин к.м.с. ζ при удалении экрана от всасывающего проема на расстояние r (--- — расчет по формуле (4); — — расчет по формуле (5); $\circ$ — данные эксперимента, полученные нами на экспериментальной установке [8]): а — $d_1 = 0,5R$, $d_3 = 1,55R$; б — $d_1 = 0,55R$, $d_3 = 1,55R$; в — $d_1 = 0,5R$, $d_2 = 0,59R$, $d_3 = 1,55R$; г — $d_1 = 0,5R$, $d_2 = 0,96R$, $d_3 = 1,55R$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты вели при $R = 0,2$ м. Удаление стенок трубы $10R$, шаг дискретности $h = 0,01$; шаг по времени $\Delta t = 0,000025$; $d_1 = 0,5R$; $\varepsilon = 0,0001$.

Из расчетов линий тока (рис. 3) видно, что снабжение кольцевого экрана выступом значительно изменяет структуру течения. Отрывная зона на входе в трубу расширяется, образуется дополнительная область отрыва потока под выступом.

Найденный по формуле (4) к.м.с. имеет завышенные значения относительно экспериментальных (рис. 4). Особенно это проявляется при снабжении кольцевого экрана выступом d_2 (см. рис. 4, в, г). Если без выступа (см. рис. 4, а, б) наблюдается качественное совпадение экспериментальных данных с расчетными, то при оснащении экрана выступом такого совпадения нет. Поэтому предлагается следующая формула связи между к.м.с. всасывающего круглого патрубка и коэффициентом сжатия струи:

$$\zeta = \left(1 - \frac{1}{(3,1156^2 - 3,7886 + 1,834)^2} \right)^2, \quad (5)$$

расчеты по которой дают приемлемые для практики результаты (см. рис. 4).

Как видно из данных, представленных на рис. 4, снабжение кольцевого экрана выступом

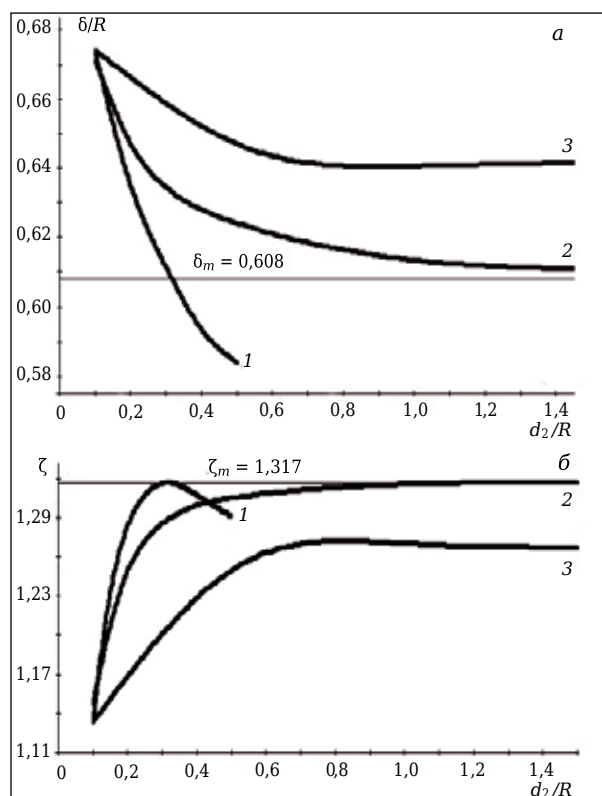


Рис. 5. Изменение коэффициента сжатия струи δ/R (а) и коэффициента местных сопротивлений ζ (б) при увеличении длины выступа: 1 — $r = 0,1R$, $d_3 = 0,7R$; 2 — $r = 0,2R$, $d_3 = R$; 3 — $r = 0,3R$, $d_3 = R$

заметно повышает аэродинамическое сопротивление всасывающего канала. Максимальное значение к.м.с. $\zeta_m \approx 1,317$ достигается при коэффициенте сжатия струи $\delta/B = \delta_m \approx 0,608$, что следует из анализа функции (5) с помощью дифференциального исчисления. Вычислительный эксперимент позволил найти оптимальные геометрические размеры экрана d_2 , d_3 и его удаление r , способствующие наибольшему росту к.м.с. (рис. 5). Величину, близкую к ζ_m , можно достичь при удалении на расстояние $0,1R$ кольцевого экрана размерами $d_2 = 0,3R$, $d_3 = 0,7R$ (см. рис. 5, кривая 1). Эту же величину можно получить и при $r = 0,2R$; $d_2 = (1,0-1,5)R$, $d_3 = R$ (см. рис. 5, кривая 2). Однако в первом случае расход материала на изготовление экрана с выступом будет меньше. При удалении экрана на расстояние $0,3R$ (см. рис. 5, кривая 3) если и можно достичь величины ζ_m , близкой к максимуму, то при больших размерах высоты экрана и выступа. Здесь во всех расчетах величина выступающей части трубы $d_1 = 0,5R$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Аверкова, О. А.** Численное моделирование воздушных течений на входе в щелевые неплотности аспирационных укрытий / О. А. Аверкова, В. Ю. Зоря, К. И. Логачёв [и др.] // Новые огнеупоры. — 2010. — № 5. — С. 31–36.
2. **Аверкова, О. А.** Numerical simulation of air currents at the inlet to slot leaks of ventilation shelters / О. А. Averkova, V. Yu. Zorya, I. N. Logachev, K. I. Logachev // Refractories and Industrial Ceramics. — 2010. — Vol. 51, № 3. — P. 177–182.
3. **Аверкова, О. А.** Моделирование отрыва потока на входе в щелевые неплотности аспирационных укрытий / О. А. Аверкова, И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв // Новые огнеупоры. — 2012. — № 10. — С. 56–60.
4. **Логачёв, И. Н.** Способы и средства снижения энергоёмкости аспирационных систем при перегрузках сыпучих материалов / И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв, О. А. Аверкова // Новые огнеупоры. — 2013. — № 6. — С. 66–70.
5. **Логачёв, И. Н.** Моделирование отрывных течений вблизи всасывающей щели / И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв, В. Ю. Зоря [и др.] // Вычислительные методы и программирование. — 2010. — Т. 11, № 1. — С. 43–52.
6. **Логачёв, И. Н.** Математическое моделирование отрывных течений при входе в экранированный плоский канал / И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв, О. А. Аверкова // Вычислительные методы и программирование. — 2010. — Т. 11, № 1. — С. 68–77.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычислительный и натурный эксперименты позволили установить размеры и расположение экранов, способствующих наибольшему сопротивлению входа во всасывающий канал за счет эффекта отрыва струи. Для круглых всасывающих отверстий, выступающих из плоской стенки на расстояние полурадиуса, предлагается устанавливать на расстоянии $0,1-0,2$ радиуса диск с центральным отверстием такого же диаметра, что и всасывающий канал, и шириной кольца, равной $0,7-1,0$ радиуса. Это позволяет увеличить к.м.с. на 20 % относительно случая отсутствия экрана.

* * *

Работа выполнена по грантам Президента РФ НШ-588.2012.8, РФФИ № 12-08-97500-р_центр_а, плана стратегического развития БГТУ им. В. Г. Шухова.

7. **Аверкова, О. А.** Моделирование потенциальных течений с неизвестными границами на основе стационарных дискретных вихрей / О. А. Аверкова, И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв // Вычислительные методы и программирование. — 2011. — Т. 12, № 2. — С. 213–219.
8. **Аверкова, О. А.** Моделирование отрыва потока на входе во всасывающие каналы в областях с разрезами / О. А. Аверкова, И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв // Вычислительные методы и программирование. — 2012. — Т. 13, № 2. — С. 298–306.
9. **Лифанов, И. К.** Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент / И. К. Лифанов. — М.: Янус, 1995. — 520 с.
10. **Идельчик, И. Е.** Гидравлические сопротивления при входе потока в каналы и протекании через отверстия / И. Е. Идельчик // Промышленная аэродинамика: сб. БНТ, НКАП. — 1944. — № 2. — С. 27–57. ■

Получено 31.03.13

© О. А. Аверкова, И. Н. Логачёв, К. И. Логачёв, И. В. Ходаков, 2013 г.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ ИНФОРМАЦИЯ



WORLD FOUNDRY CONGRESS 2014 — 71-й Всемирный литейный конгресс

19–21 мая 2014 г. • г. Бильбао, Испания