

УДК 533.6

ГАЗОДИНАМИКА ОСЕСИММЕТРИЧНОГО РАДИАЛЬНОГО ЩЕЛЕВОГО КАНАЛА С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

В.И. ТЕРЕХОВ, С.В. КАЛИНИНА, Н.И. ЯРЫГИНА

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

Представлены результаты экспериментального исследования распределения статического давления в радиальном проницаемом канале с глухим торцом. Варьировались в широких пределах расход вдуваемого воздуха и высота канала. Проанализировано изменение по длине скоростных характеристик и параметра ускорения. Проведено сравнение с расчетами по одномерной и двумерной моделям в канале с пористыми стенками.

ВВЕДЕНИЕ

Широко распространенными элементами конструкций современных РДТТ являются различного рода щелевые каналы (проточки), течение в которых обусловлено газообразными продуктами, поступающими от аблирующих либо горящих стенок. При работе двигателя, особенно на начальном этапе, когда высота щели невелика, в ней образуется высокое давление, что может стать причиной разрушения изделий. С точки зрения моделирования газодинамики течение в щелевом канале РДТТ формируется под влиянием поперечного потока вещества от горящих стенок, сжимаемости и вязкости газа, а также больших ускоряющих градиентов давления, вызванных подводом дополнительной массы и сужением проходного сечения канала.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные по таким течениям немногочисленны, а расчетные модели получены и апробированы, как правило, для более простых условий. Достаточно изученной является газодинамика в непроницаемых конфузорах. Расчет распределения давления и критических параметров потока в них проводят, как правило, на основе модели одномерного течения [1]. В работе [2] экспериментально подтверждена применимость одномерной модели для расчета течения в горящем щелевом зазоре РДТТ. В то же время согласно данным [3] при формировании течения в канале вдувом через стенку приближение одномерного течения в общем случае неприменимо. Двумерность течения особенно сильно проявляется на начальном участке канала, что вызвано относительно большой поперечной составляющей скорости. В работах [3, 4] даны решение задачи в двумерном приближении невязкого течения и экспериментальная проверка этого решения для сжимаемого и несжимаемого течения в каналах прямоугольного и круглого сечения с симметричным вдувом. В [5] обсуждается вопрос о границах применимости модели невязкого течения при небольших скоростях потока. Авторами [5 – 7] показано, что полученное в [3, 4] решение удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для кольцевого канала с односторонним вдувом.

Полный перенос данных по газодинамике круглых и кольцевых каналов с проницаемыми стенками на течение в радиальных проточках с массообменом представляется проблематичным. Вопрос о пределах применимости одномерного и двумерного приближений для потоков с подводом массы, особенно когда необходимо дополнительно учитывать сжимаемость и конфузурность течения, изучен крайне слабо. Для решения этой проблемы важны сопоставительный анализ обоих приближений и сравнение их с опытными данными. Однако нам не известны работы, посвященные экспериментальным исследованиям газодинамики в щелевых осесимметричных каналах с пористым вдувом газа через образующие поверхности.

В данной публикации представлены экспериментальные результаты исследования течения в радиальном узком щелевом канале, через одну из образующих проницаемых стенок которого осуществляется пористая подача воздуха. Получены опытные данные по распределениям давления на стенках при до- и околозвуковых скоростях потока. Проводится сравнительный анализ с расчетными моделями и опытными данными для течения в трубах и кольцевых каналах с пористыми стенками.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема рабочего участка установки показана на рис. 1. Исследуемый щелевой канал образован двумя параллельными плоскими круговыми стенками, одна из которых пористая, другая — непроницаемая. Высота радиального канала S могла изменяться и составляла в опытах 2,2 и 4,5 мм. Наружный и внутренний радиусы канала были фиксированными и равнялись $R_1 = 144$ мм и $r_0 = 17$ мм. Пористая стенка ($\delta = 8$ мм) изготавливалась прессованием порошка ($d = 0,25$ мм) полиметилметакрилата и для придания необходимой прочности армировалась металлической проволокой. Воздух комнатной температуры проходил через форкамеру, пористую стенку, поступал в радиальный канал, перемещаясь от периферии к центру, и выбрасывался далее в атмосферу. Исследования проводились при расходах воздуха $G = 0,02 - 0,1$ кг/с; соответствующие значения чисел Рейнольдса, рассчитанные по средним величинам массовой скорости на стенке, $Re_w = j_w S / \mu$, и на выходе из канала, $Re_0 = \overline{\rho_0 u_0} S / \mu$, для основных серий экспериментов представлены в таблице.

$G \cdot 10^3$, кг/с	$P_1 \cdot 10^{-5}$, Па	$\overline{\rho_0 u_0}$, кг/(м ² ·с)	Re_w	$Re_0 \cdot 10^{-4}$	Усл. обозн. *
$S = 2,2$ мм					
19,5	1,033	83,1	36,8	1,0	○
31,5	1,097	134,2	60	1,63	◇
56,1	1,33	239	106	2,9	△
95,5	1,95	406,8	180	4,93	□
$S = 4,5$ мм					
20	1,024	41,6	77,4	1,03	•
30	1,036	62,4	116	1,55	◆
59	1,147	123	228	3,04	▲
94,3	1,335	196	365	4,86	■

* См. рис. 2 – 5.

Распределение статического давления по радиусу определялось по измерениям на непроницаемой стенке через отверстия диаметром 0,8 мм с шагом ~ 10 мм. Измерения проводились по дифференциальной схеме по отношению к опорной величине давления P_1 на периферии канала. В ряде экспериментов измерялось давление в выходном сечении канала, однако его малые размеры

Рис. 1. Схема рабочего щелевого радиального канала.

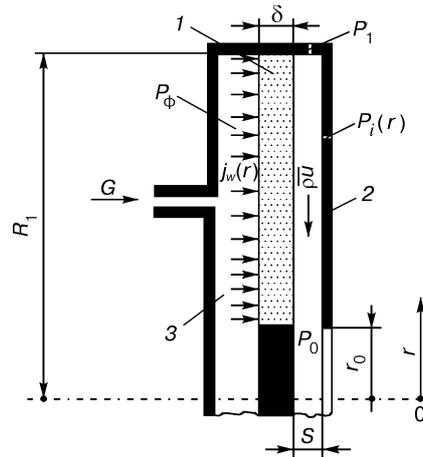
1 — пористая пластина, 2 — непроницаемая пластина, 3 — форкамера.

не позволили получить надежные данные о распределении скорости по высоте канала.

Вследствие изменения статического давления по радиусу канала массовая скорость вдуваемого газа на стенке непостоянна. Ее местное значение из соотношения Дарси равно:

$$j_w = A\Delta P, \quad (1)$$

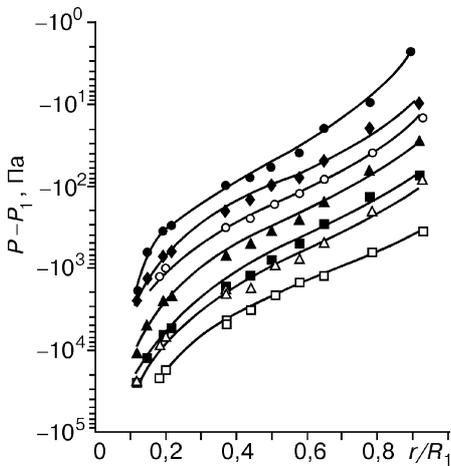
где $\Delta P = (P_\phi - P_i)$ — перепад давления по толщине пористой стенки на рассматриваемом расстоянии r от оси, P_ϕ , P_i — давление в форкамере и в канале. Коэффициент гидравлического сопротивления A в законе Дарси (1) определялся в специальных экспериментах. Непроницаемая стенка 2 радиального канала (см. рис. 1) при этом убиралась, и истечение воздуха из пористой пластины происходило в окружающую среду с постоянным давлением. Коэффициент гидравлического сопротивления во всем исследованном диапазоне расходов был постоянным и равным $A = 1,07 \cdot 10^{-3}$ кг/(м² · с · Па).



2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение статического давления по радиусу щелевого канала при вариации расхода воздуха и высоты зазора показано на рис. 2. Опытные данные распадаются как от числа Рейнольдса Re_w , так и от высоты канала S . Однако характер изменения давления подобен во всем исследованном диапазоне чисел Рейнольдса. Отметим, что наибольшее изменение давления наблюдается вблизи выходного сечения канала, в периферийной же области оно меняется незначительно.

Опытные значения среднерасходной массовой скорости газа в зазоре определялись из уравнения неразрывности с использованием соотношения (1). Эти данные демонстрируются на рис. 3. При больших расходах через канал $G \sim 0,1$ кг/с и малой его высоте $S = 2,2$ мм на выходе реализуется околосвуковой режим истечения. Перепад давления по радиусу канала при этом становится



близким к критическому. Опытные точки в выбранных полулогарифмических координатах представляют собой семейство параллельных прямых. Это говорит о том, что на большей части канала величина $\overline{\rho v}$ к центру нарастает экспоненциально, а коэффициент в показателе экспоненты остается практически постоянным во всех опытах.

Распределение поперечного потока вещества на стенке также подчиняется экспоненциальному закону. В

Рис. 2. Радиальное распределение статического давления в щелевом канале.

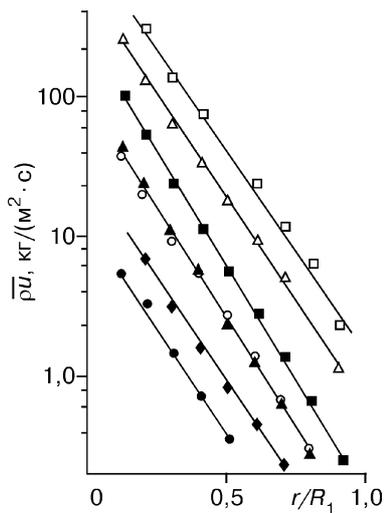


Рис. 3. Развитие течения в радиальном канале.

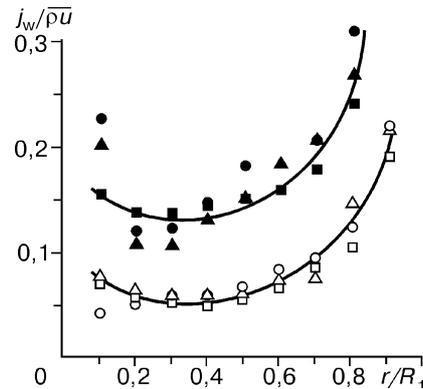
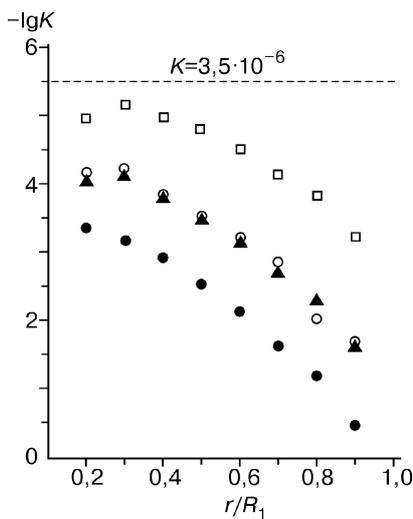


Рис. 4. Распределение относительных массовых скоростей вдува на пористой стенке.

итоге относительная массовая скорость вдува $\bar{j}_w = j_w/\bar{\rho u}$ меняется по радиусу не столь значительно (примерно в два раза). Это следует из анализа опытных данных, представленных на рис. 4. Учитывая, что вклад в общую газодинамическую картину периферийной области течения весьма мал, можно в первом приближении принять, что $\bar{j}_w = \text{const}$, а абсолютное значение относительного массового потока \bar{j}_w определяется только геометрией щелевого канала.

Поперечная компонента скорости в канале оказалась сопоставимой с продольной на всем протяжении от периферии к центру. Параметры вдува $b = 2j_w/\bar{\rho u} c_{f0}$, определенные в предположении ламинарного режима течения, оказались значительными и существенно превышающими режимы критического вдува — $b \gg b_{кр}$ [8]. Это указывает на то, что приближение пограничного слоя в данном случае будет неправомерным и для анализа более приемлема модель течения вязкого газа. В пользу такого предположения свидетельствует и факт сильного стабилизирующего влияния ускорения потока в щелевом канале за счет массопотока и уменьшения проходного сечения к центру. На рис. 5 представлены опытные данные по параметру ускорения потока



$$K = \frac{v}{u^2} \frac{du}{dr}$$

Видно, что наибольшее значение K имеет в периферийной области; увеличение расхода газа, а также уменьшение высоты канала приводит к снижению K . Однако для всех рассмотренных режимов ускорение потока столь значительно, что его величина превышает пре-

Рис. 5. Изменение параметра ускорения K по радиусу щелевого канала.

дельное значение $K_{\text{лам}} = 3,5 \cdot 10^{-6}$, при котором начинается ламинаризация течения. При некоторых режимах это превышение составляет три и более порядка. Можно предположить, что из-за воздействия столь сильного стабилизирующего фактора будет происходить полное подавление турбулентности в канале.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТНЫМИ МОДЕЛЯМИ

Согласно данным [9, 10], при $Re_w \gg 1$ влияние ускорения потока по сравнению с вязкими эффектами является определяющим, поэтому сравнения будем проводить с невязкими одно- и двумерными моделями сжимаемого газа.

Система уравнений движения в приближении одномерного течения для рассматриваемой задачи имеет вид:

$$-d(\bar{\rho} r)/r dr = j_w/S, \quad (2)$$

$$\bar{u} d\bar{u}/dr = -(1/\rho) dP/dr. \quad (3)$$

Интегрируя уравнение импульсов (3) при граничных условиях $r = R_1$, $P = P_1$, $\bar{u} = 0$, а также полагая, что плотность описывается соотношением для адиабаты идеального газа $\rho/\rho_1 = (P/P_1)^{1/k}$, получаем известное соотношение для приведенной скорости:

$$\lambda = \left\{ (k-1)/(k+1) \left[1 - (P/P_1)^{(k-1)/k} \right] \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $\lambda = \bar{u}/a_{\text{кр}}$, $a_{\text{кр}} = a_1 \sqrt{2/(k+1)}$ — критическая скорость истечения, $a_1 = \sqrt{kRT_1}$.

Режим “запирания” соответствует $\lambda = 1$ и достигается при критическом перепаде $P_1/P_0 = 1,892$. При сверхкритическом перепаде расход газа через канал не зависит от давления окружающей среды P_0 и линейно связан с величиной P_1 .

Для расчета распределения скорости и давления по радиусу следует проинтегрировать соотношение (2):

$$\lambda = -1 / \left(a_{\text{кр}} \rho r \right) \int_r^{R_1} (j_w r / S) dr. \quad (5)$$

Для решения уравнения (5) необходимо знать закон вдува по радиусу. В общем случае скорость вдува зависит от давления в рассматриваемой точке $j_w = A \Delta P$. При бесконечно большом сопротивлении пористой пластины $j_w = \text{const}$ из (4) и (5) получим распределение давлений по радиусу канала:

$$(P/P_1)^{2/k} \left[1 - (P/P_1)^{(k-1)/k} \right] = \frac{k-1}{8} \left[\frac{j_w}{\bar{S} \rho_1 a_1} (1 - \bar{r}^2) \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Когда сопротивление пластины мало, можно принять $P_1 = P_\phi$, а поперечный поток в соответствии с выражением (1) представить как $j_w = AP_1(1 - P/P_1)$. В этом случае уравнения (4) и (5) решаются совместно численными методами.

Если относительная массовая скорость вдува сохраняется постоянной, $\overline{j_w} = \text{const}$, чему приближенно соответствовали условия наших экспериментов, то система рассматриваемых уравнений газодинамики имеет аналитическое решение:

$$\frac{M_1}{\bar{r}} \exp \left[\frac{\overline{j_w}}{\bar{S}} (\bar{r}_0 - \bar{r}) \right] = \left\{ \frac{2}{k-1} \left(\frac{P}{P_1} \right)^{2/k} \left[1 - \left(\frac{P}{P_1} \right)^{(k-1)/k} \right] \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Распределение среднерасходной скорости по радиусу в этом случае описывается соотношением

$$\overline{\rho u} = \overline{\rho_0 u_0} \left(\frac{\bar{r}_0^2}{\bar{r} \bar{S}} \right) \exp \left[\frac{\overline{j_w}}{\bar{S}} (\bar{r}_0 - \bar{r}) \right], \quad (8)$$

здесь $M_1 = u_1/a_1$ — число Маха, рассчитанное по условной скорости на периферии канала, $u_1 = G/(2\pi R_1 S \rho_1)$; \bar{r} , \bar{r}_0 , \bar{S} — нормированные на R_1 значения радиусов и высоты. Величина $\overline{j_w}$ определяется в расчетах методом последовательных приближений до соблюдения условия для суммарного расхода через пористую стенку:

$$G = 2\pi \int_{r_0}^{R_1} j_w r dr. \quad (9)$$

Двумерная модель невязкого течения предполагает, что уравнение Бернулли (4) выполняется вдоль каждой струйки тока, вдуваемой через пористую поверхность. Из уравнения неразрывности течения между двумя бесконечно близкими линиями тока имеем:

$$2\pi r v_w r dr = 2\pi \rho_0 u_0 r_0 dy. \quad (10)$$

Интегрирование (10) совместно с (4) дает соотношение для распределения давления по радиусу пористого канала:

$$y = \int_0^R \left(\frac{P_0}{P} \right)^{-1/k} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{(k-1)/k} \right]^{-1/2} dR, \quad (11)$$

где

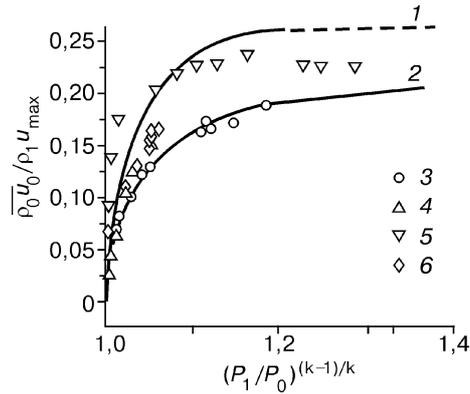
$$R = \int_{R_1}^{r_0} \frac{v_w}{u_{\max}} \frac{r}{r_0} dr \quad (12)$$

есть интегральная переменная, а $u_{\max} = a_{\text{кр}} \sqrt{2/(k-1)}$ — максимальная скорость при истечении газа в пустоту в предположении, что давление на пористой стенке является давлением торможения для рассматриваемой линии тока.

Решение интегральных соотношений (11), (12) и их подробный анализ даны в работе [3] для течения в трубах с проницаемыми стенками. Отметим, что полученные в этой работе результаты могут быть перенесены и на течение в радиальном зазоре, если в качестве переменной использовать соотношение (12).

Рис. 6. Сопоставление опытных данных по сопротивлению каналов с пористыми стенками с расчетными моделями.

1 — одномерная модель идеального газа; 2 — двумерная модель. Опытные данные: 3 — цилиндрическая пористая труба [3] (v_w/u_0) = $2,5 \cdot 10^{-2}$, 4 — кольцевой канал [6, 7], (v_w/u_0) = $1,5 \cdot 10^{-2}$; данная работа: 5 — $S = 2,2$ мм, (v_w/u_0)_{max} = $3,2 \cdot 10^{-3}$, 6 — $S = 4,5$ мм, (v_w/u_0)_{max} = $6,6 \cdot 10^{-3}$.



Результаты расчета относительной среднерасходной скорости на выходе от перепада давления на всем канале сопоставляются с опытными данными на рис. 6. Расчетные и экспериментальные данные представлены в модифицированных переменных, принятых в [3]. Как видно, расчеты по одномерной и двумерной моделям заметно различаются между собой. Наибольшее отличие наблюдается для критического перепада давлений $(P_1/P_0)_{кр}$, которое

для двумерного течения равно 2,98, а для одномерного течения, как указывалось выше, составляет 1,892. Режим запирания для двумерного течения характеризуется, как и в одномерном идеальном течении, условием $\lambda_0 = 1$, но при этом λ_0 представляет собой среднерасходную по выходному сечению приведенную скорость. Очевидно, что при таком представлении часть сечения в середине канала будет занимать область сверхзвукового течения.

При сверхкритическом перепаде в режиме запирания относительная массовая скорость в выходном сечении остается постоянной и равной $\overline{\rho_0 u_0} / \rho_1 u_{max} = 0,202$ для модели двумерного течения и 0,26 для одномерной модели.

Как видно из рис. 6, качественное соответствие с расчетной кривой по двумерной модели дают опытные данные, полученные в круглой пористой трубе [3] и в кольцевом осесимметричном канале с односторонним вдувом [6, 7]. Опытные данные настоящей работы отклоняются от этой кривой, причем если для высокой щели ($S = 4,5$ мм) несовпадение не столь существенно, то с уменьшением высоты зазора ($S = 2,2$ мм) в области докритических перепадов давления (при малых расходах) опытные данные лучше совпадают с зависимостью для одномерного течения, а при $\overline{\rho_0 u_0} / \rho_1 u_{max} = 0,22$ фиксируется режим запирания, т. е. относительная массовая скорость в выходном сечении при $(P_1/P_0) > 1,892$, как и для одномерного течения, остается постоянной. Возрастание порогового значения этой величины, по сравнению с двумерным течением [3], по-видимому, с одной стороны, можно объяснить эффектами сжимаемости, но в большей степени — ламинаризирующим воздействием ускорения потока.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основании экспериментальных данных проанализировано изменение давления, среднemasовой скорости, скорости вдува на стенке, параметра ускорения по радиусу радиального канала с заглушенным торцом и одной проницаемой стенкой.

Получено, что несмотря на расслоение по числам Рейнольдса Re_w и значениям высоты канала распределения статического давления для всех исследованных режимов между собой подобны. При этом отмечено наиболее силь-

ное изменение давления в направлении к центру ближе к выходу из канала, что соответствует экспоненциальному нарастанию массовой скорости. Относительная же скорость вдува за исключением начальных сечений у торца является величиной постоянной.

Установлено, что в радиальных проницаемых каналах имеют место значительные параметры ускорения, превышающие предельное значение $K_{\text{лам}} = 3,5 \cdot 10^{-6}$ начала ламинаризации течения. Именно этот факт приводит к тому, что для большого диапазона расходов перепад давления в канале описывается одномерной моделью расчета до тех пор, пока не начинают сказываться эффекты сжимаемости. Средний относительный поток массы в выходном сечении при записании $\overline{\rho_0 u_0} / \rho_1 u_{\text{max}} = 0,22$, что меньше порогового значения, рассчитанного по одномерной модели (0,26), и выше порогового значения, рассчитанного по двумерной модели (0,202).

Авторы выражают благодарность Ю.М. Мшвидобадзе и В.А. Сухареву за участие в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. — М.: Энергия, 1974. — 592 с.
2. Куо К.К., Чен А.Т., Дэйвис Т.Р. Transient flame spreading and combustion processes inside a solid propellant crack. — AIAA Paper, 77-14, 1977.
3. Ягодкин В.И. Приближенный расчет течений газа в каналах с пористыми стенками // ПМТФ. — 1964. — № 1. — С. 105 – 108.
4. Ягодкин В.И. Течение газа при горении в трубах с пористыми стенками // Инж. журн. — 1961. — Т. 1, № 3. — С. 165 – 169.
5. Kalinina S.V. Correlational analysis of turbulent channel flows with injection // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1995. — Vol. 38, No. 8. — P. 1527 – 1531.
6. Миронов Б.П., Васечкин В.Н., Ярыгина Н.И. Теплообмен в узком кольцевом канале с проницаемыми стенками // Тр. междунар. конф. Теплообмен-VII. Т. 1, ч. 1. — Минск: ИТМО, 1984. — С. 132 – 137.
7. Васечкин В.Н., Ярыгина Н.И. Теплообмен в кольцевом канале с двусторонним разноинтенсивным вдувом массы // Термогазодинамика турбулентных течений. — Новосибирск: Изд. ИТ СО АН СССР, 1986. — С. 108 – 120.
8. Кутателадзе С.С. Анализ подобия в теплофизике. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. — 280 с.
9. Ерошенко В.М., Зайчик Л.И. Гидродинамика и теплообмен на проницаемых поверхностях. — М.: Наука, 1984. — 274 с.
10. Bergman A. Concerning laminar flow in channels with porous walls // J. Appl. Phys. — 1956. — Vol. 27, No. 12. — P. 1557 – 1558.

Статья поступила в редакцию 5 января 1999 г.