

Экспериментальные исследования осредненных характеристик турбулентного потока в ячейках пучков стержней

Ю. Д. ЛЕВЧЕНКО, В. И. СУББОТИН, П. А. УШАКОВ

УДК 621.039.5/6:532.517.4

Большинство известных экспериментальных работ по гидродинамике в пучках стержней проведено с целью получения данных о коэффициентах трения [1]. Лишь отдельные исследования посвящены измерениям локальных характеристик потока. Например, в работе [2] измерены гидравлические потери и поле скорости в канале, имитирующем ячейку треугольной решетки стержней с $s/d = 1,015$. Несколько завышенные значения коэффициентов трения и ограниченные сведения о распределении скоростей затрудняют практическое использование этих данных. В процессе проведения авторами экспериментов стала известна работа [3], в которой измерены профили скорости в пучках с s/d , равным 1,05; 1,1; 1,15.

Учитывая важность знания локальных гидродинамических характеристик в пучках стержней для развития расчетных методов и непосредственного использования при разработке реакторов со стержневыми твэлами, авторы продолжили исследование, первый этап которых (плотная упаковка стержней) освещен в работах [4, 5]. В опытах с воздухом были измерены профили касательных напряжений на стенках и поля скоростей в каналах, представляющих собой две соседние ячейки треугольных решеток стержней с s/d , равным 1,05; 1,1; 1,2 (рис. 1). В отличие от ячеек бесконечной решетки стержней каналы замкнуты по периметру. Для их изготовления предварительно термообработанные толстостенные нержавеющие трубы. Секции этих труб дистанционировали четырьмя пластинами, которые приваривались прерывистым швом. Для окончательной герметизации каналов использовали быстротвердеющую пластмассу «бутакрил». При такой технологии изготовления площади поперечных сечений каналов на разных длинах отличались от расчетных меньше чем на 1%, что при обработке опытов не учитывалось. Основные размеры каналов приведены в таблице. В отличие от данных работы [3] эти каналы име-

Основные размеры опытных каналов и некоторые результаты измерений

s/d	1,05	1,1	1,2
$R = \frac{d}{2}$, мм	51-0,025	51-0,025	40,1-0,025
$d_{ГР}$, мм	20,68	30,23	37,57
$d_{Г\infty}$, мм	22,00	34,02	47,13
$L/d_{ГР}$	164	113	91
\bar{u}_R , м/сек	29,56	21,32	13,35
$\bar{u}_Г$, м/сек	30,78	21,79	13,93
\bar{u}_∞ , м/сек	30,96	22,16	14,07
u_{R}^M , м/сек	38,33	27,12	16,30
u_{∞}^M , м/сек	40,21	27,82	17,00
$Re_R \cdot 10^{-3}$	41,8	42,7	34,8
$Re_{\infty} \cdot 10^{-3}$	46,6	50,7	44,7
$\lambda_R/\lambda_{тр}$	0,890	0,946	0,985
$\lambda_{\infty}/\lambda_{тр}$	0,920	0,995	1,085

При м е ч а н и е. $R = d/2$ — радиус кривизны периметра; $d_{Г}$ — эквивалентный гидравлический диаметр; L — длина канала; \bar{u} — средняя скорость; u^M — максимальная скорость; λ — коэффициент трения; $Re = \frac{\bar{u}d_{Г}}{\nu}$ — число Рейнольдса. Индексы: к — для канала, i — для i -й ячейки ($i=I, II, III$); ∞ — для бесконечной решетки стержней; ϕ — для заданного угла; тр — для трубы.

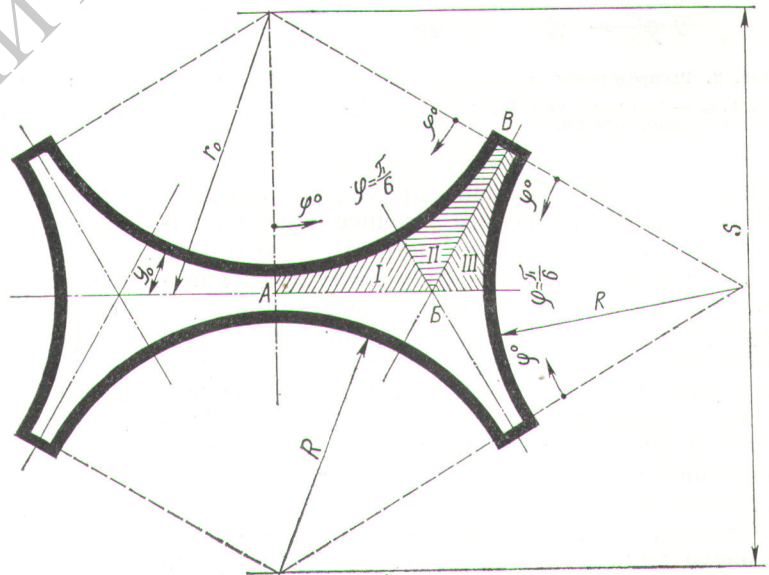


Рис. 1. Схема экспериментального канала.

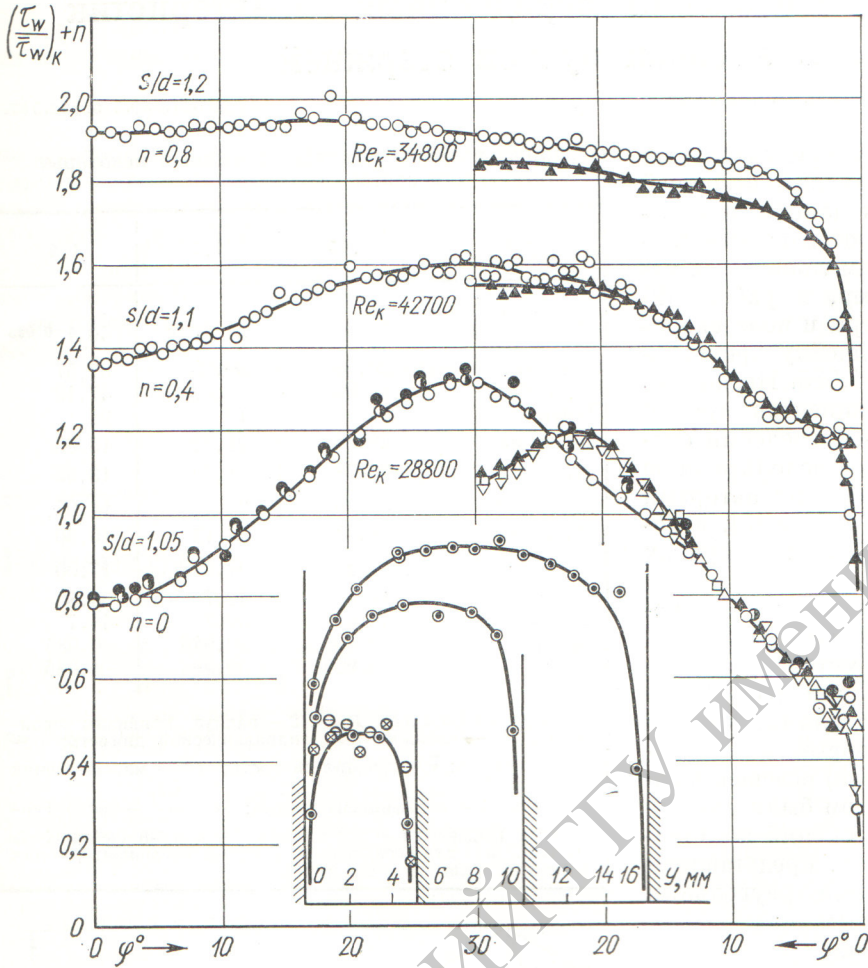


Рис. 2. Распределения касательных напряжений по периметру каналов:
 ○, ●, ● — для ячеек типа I, II; ▽, △, □, ▲ — для ячеек типа III; ⊙, ⊗, ⊚ — для дистанционирующих пластин.

ли в 4–6,5 раз большие проходные сечения. Это позволяло подробнее и точнее измерять локальные характеристики потока воздуха.

Ячейки типа I на рис. 1 соответствуют ячейкам правильной бесконечной решетки стержней. Для оценки влияния дистанционирующих пластин на поле скорости в указанных ячейках была решена задача о ламинарном течении жидкости методом электроанalogии с использованием электропроводной бумаги. Установлено, что при ламинарном течении это влияние практически отсутствует.

Эксперименты проводились на установке с расходом воздуха до 10 000 м³/ч при напоре до 1000 мм вод. ст. Регулировка расхода воздуха осуществлялась дросселированием. Регистри-

ровали температуру и избыточное давление воздуха в местах установки дроссельного расходомера и экспериментального канала, а также в поперечении установки. Входное сечение каналов, имеющие острые кромки, вводилось внутрь трубопровода на 400 мм. Таким образом осуществлялись условия входа, близкие к условиям входа из большого объема.

Локальные касательные напряжения на стенке определяли методом Престона [6] с использованием тарировочной зависимости, полученной авторами в работе [5]. Трубки Престона имели наружный диаметр 0,6–1,2 мм, а отношение внутреннего диаметра к внешнему ~0,6. Коэффициенты трения каналов определяли как по касательным напряжениям на стенке, так и по градиентам давления вдоль канала, измеренным с помощью 13 отборов давления с диаметром 0,6 мм. Первый отбор был сделан на расстоянии 1035 мм от входа, расстояние между отборами составляло 180 мм.

Локальные скорости воздуха измеряли стеклянными трубками Пито диаметром 0,2–0,3 мм, которые перемещались координатным устройством вдоль нормалей к стенкам в сечении, заглубленном на 5 мм от выходного торца канала. Трубки Пито подсоединяли к стеклянным дифманометрам со спиртовым наполнением. Одно колено дифманометров сообщалось с атмосферой. Таким образом, с точностью до перепада давления на длине 5 мм, который учитывался при обработке опытов, трубки измеряли динамический напор. Локальная осредненная скорость воздуха определялась так:

$$u = \frac{1}{1 + 0,5 \sum_1^3 \sigma_j^2} \sqrt{2gh \frac{\gamma_{сп} - \gamma}{\gamma}},$$

где h — динамический напор; $\gamma_{сп}$, γ — удель-

ные веса спирта и воздуха; g — ускорение в поле тяготения Земли; $\sigma_j = \sqrt{(u_j')^2}/u$ — интенсивности пульсаций скорости, рассчитанные по методике В. П. Бобкова и др. [7] для основного сечения потока воздуха и по данным Лауфера [8] для пристеночных слоев. Поправки на турбулентность достигали вблизи стенки 2—3% и убывали по мере удаления от стенки. Поправками, меньшими 0,5%, пренебрегали.

Эффект от сжимаемости воздуха был пренебрежимо малым (+0,2%). Влияние неравномерности статического давления по сечению каналов также было незначительным [$\Delta p/(0,5 \rho u^2) \approx 0,005$, где Δp — разность давлений на стенке и в потоке воздуха, ρ — плотность воздуха]. Пренебрежение этими двумя эффектами тем более правомерно, что они имеют противоположные знаки. Вблизи стенок учитывали «эффект смещения» геометрического центра трубки Пито, и за истинное расстояние от стенки принимали

$$y_{\text{ист}} \approx (y_{\text{изм}} + 0,15d_{\text{тр}}),$$

где $d_{\text{тр}}$ — внешний диаметр трубки.

Вследствие симметрии потока воздуха, проверенной путем измерений профилей скорости на осях симметрии каналов, основные исследования были проведены для четвертой части поперечного сечения каждого канала (для ячеек I, II, III). Некоторые результаты измерений приведены в таблице.

Распределения относительных касательных напряжений на стенках каналов показаны на рис. 2. В данном случае $(\tau_w)_k$ — среднее по всему периметру канала касательное напряжение. Для ячеек типа I наблюдается смещение координаты максимального касательного напряжения. Еще большее смещение замечено в ячейке типа III, особенно при $s/d = 1,05$. Для устранения сомнений в правильности полученных результатов касательные напряжения были измерены на большей части всего периметра канала с $s/d = 1,05$. На рис. 2 значения $(\tau_w/\bar{\tau}_w)_k$, полученные для симметричных частей периметра, обозначены разными точками. Согласование данных для разных, но симметричных частей периметра указывает на достоверность эффекта деформации профилей касательных напряжений на стенках каналов.

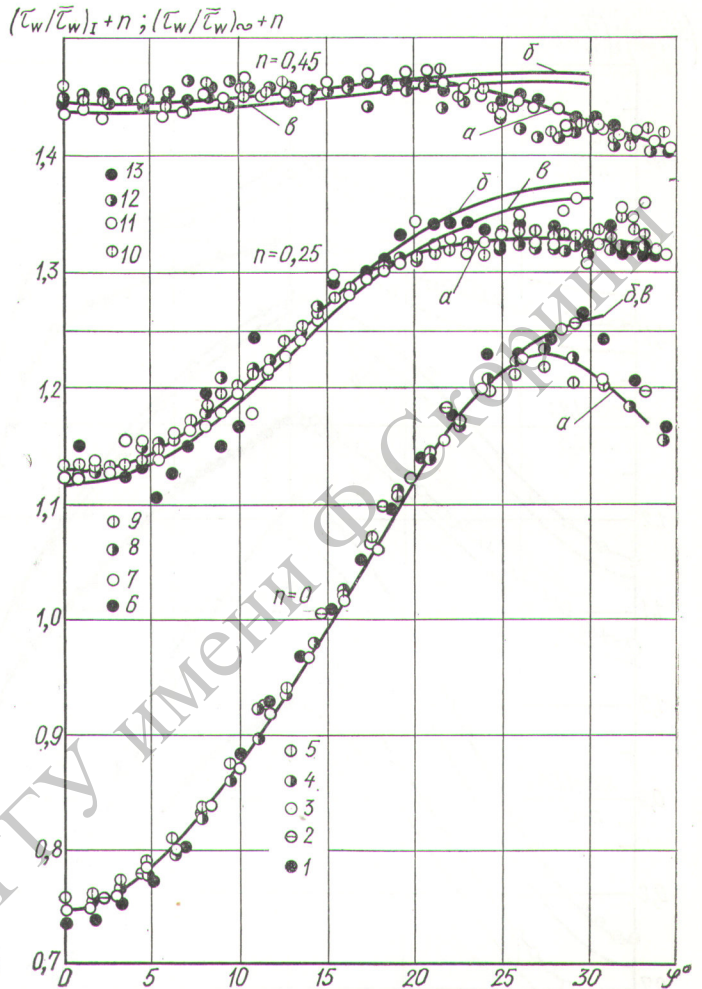


Рис. 3. Распределения касательных напряжений для ячейки I и ячейки бесконечного пучка стержней:

1—13 — опытные значения $(\tau_w/\bar{\tau}_w)_I$ для $Re_k \cdot 10^{-3}$, равных 15,0; 28,8; 41,8; 58,6; 63,3; 18,8; 43,8; 67,8; 81,6; 25,0; 34,8; 81,9 и 115 соответственно; a — аппроксимирующие зависимости; b — экстраполированные зависимости; σ — значения относительных касательных напряжений в бесконечных пучках стержней $(\tau_w/\bar{\tau}_w)_\infty$ для $Re \cdot 10^{-3}$, равных 46,6 ($s/d = 1,05$); 50,7 ($s/d = 1,1$) и 44,7 ($s/d = 1,2$).

Причина указанного эффекта кроется, как будет показано далее, в специфике вторичных течений, вызванной наличием продольных дистанционирующих пластин.

На рис. 3 для разных чисел Рейнольдса сравниваются профили касательных напряжений в ячейке I. В данном случае $(\bar{\tau}_w)_I$ — среднеинтегральное значение касательного напряжения на стенке ячейки I. Как и в работе [5], профили безразмерных касательных напряжений относительно слабо зависят от числа Рейнольдса. Распределения касательных напряжений для бесконечной решетки стержней $(\tau_w/\bar{\tau}_w)_\infty$ по-

Государственный институт
БИТУ
Тюменский

348102

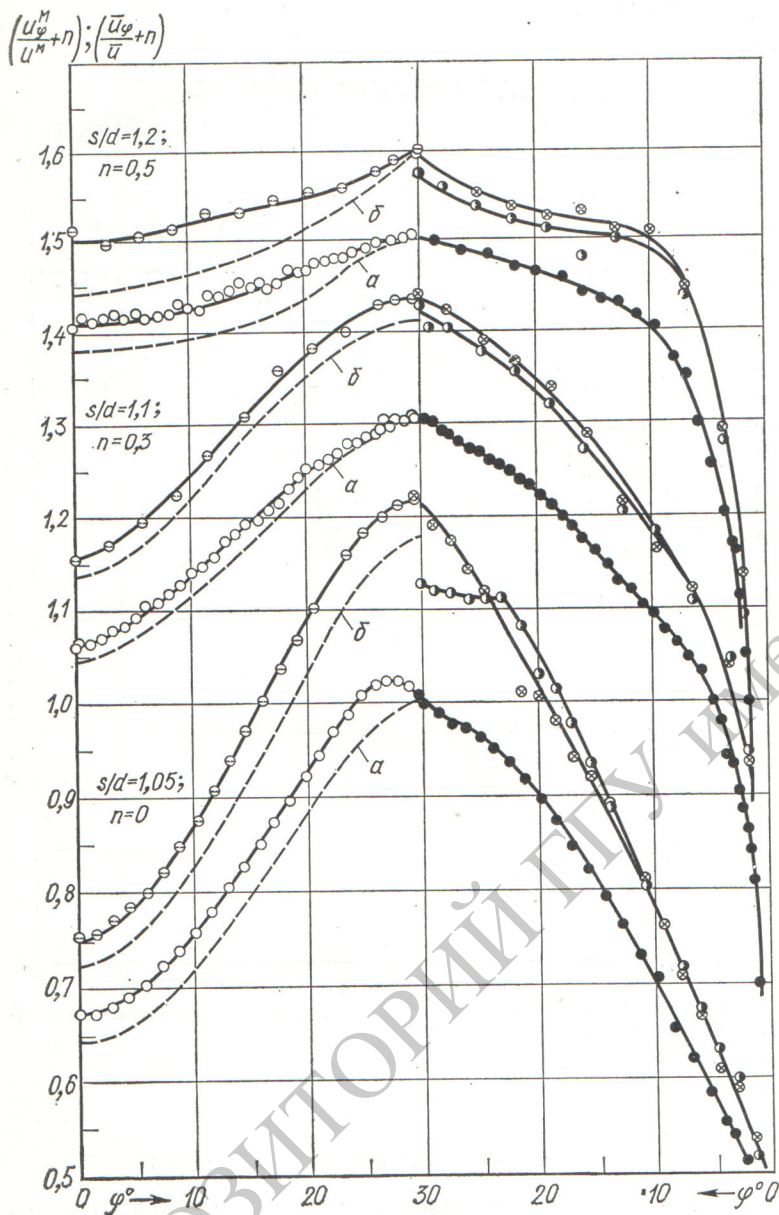


Рис. 4. Профили скорости в каналах и правильных ячейках бесконечных пучков стержней:

○, ● — значения u_φ^M / u^M на осях АБ и ВВ (см. рис. 1); ⊙, ⊗, ⊠ — значения $\bar{u}_\varphi / \bar{u}$ для I, II и III ячеек соответственно; а, б — экстраполированные на бесконечные пучки значения u_φ^M / u^M и $\bar{u}_\varphi / \bar{u}$ соответственно.

лучены экстраполяцией данных для ячейки I с учетом условия $\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{\tau_w}{\tau_w} \right)_I = 0$ при $\varphi = 30^\circ$.

Этот прием обоснован следующими соображениями. Опыты с плотной упаковкой стержней дали монотонное изменение касательного на-

пряжения по периметру ячейки [5], хотя условия возникновения вторичных течений в жидкости были более благоприятными, чем в правильных ячейках раздвинутых пучков стержней [9, 10]. Можно полагать, что в раздвинутых пучках профили касательных напряжений тем более должны быть монотонными. Таким образом, проведенная на рис. 3 экстраполяция является по существу способом исключения влияния дистанционирующих пластин в использованных каналах. Данные для правильных ячеек рассчитывались по формуле

$$\Psi = \left(\frac{\tau_w}{\tau_w} \right)_\infty \frac{(\tau_w / \tau_w)_I, \text{э}}{\frac{6}{\pi} \int_0^{\pi/6} (\tau_w / \tau_w)_I, \text{э} \cdot d\varphi},$$

где индекс «э» означает экстраполированные величины. Распределения касательных напряжений для правильных ячеек аппроксимируются формулами, справедливыми для $15\,000 < \text{Re} < 100\,000$:

при $s/d = 1,05$ $\Psi = 1 - 0,2522 \times \cos 6\varphi + 0,0043 \cos 12\varphi - 0,0041 \times \cos 18\varphi - 0,0002 \cos 24\varphi$;
 при $s/d = 1,10$ $\Psi = 1 - 0,1277 \times \cos 6\varphi - 0,0098 \cos 12\varphi + 0,0028 \times \cos 18\varphi + 0,0014 \cos 24\varphi$;
 при $s/d = 1,20$ $\Psi = 1 - 0,0143 \cos \times \times 6\varphi$.

Безразмерные профили скорости построены на рис. 4 на основе найденных в опытах зависимостей

$$\frac{u}{u_\varphi^M} = f_1 \left(\frac{y}{y_0} \right) \text{ и } \frac{u_\varphi^M}{u^M} = f_2(\varphi)$$

и следующих соотношений:

$$\bar{u}_\varphi = \frac{u^M}{m(1 + 0,5 \cdot m)} \Phi;$$

$$\bar{u}_i = \frac{12u^M}{\pi \left(\frac{2\sqrt{3}}{\pi} x^2 - 1 \right)} \int_0^{\pi/6} \Phi d\varphi;$$

$$i = \text{I, II, III};$$

$$\bar{u} = \frac{1}{3}(\bar{u}_I + \bar{u}_{II} + \bar{u}_{III});$$

$$\Phi = m \frac{u_\Phi^M}{u^M} \int_0^1 \frac{u}{u_\Phi^M} \times \\ \times \left(1 + m \frac{y}{y_0}\right) d\left(\frac{y}{y_0}\right),$$

где u^M — максимальная скорость воздуха в канале, принятая равной скорости в геометрическом центре ячейки (в точке B , см. рис. 1); \bar{u}_Φ — средняя по радиусу скорость воздуха при заданном угле Φ ; y/y_0 — относительное расстояние от стенки до оси симметрии; $m = y_0/R = (x/\cos \Phi - 1)$; $x \equiv s/d$.

Для канала с $s/d = 1,05$ наблюдается смещение координаты максимальной скорости на $1,5-2^\circ$, аналогичное смещению максимума касательного напряжения. Для других каналов этот эффект практически отсутствует.

Опыты подтвердили, что профиль относительной скорости (u/u_Φ^M) зависит от касательного напряжения на стенке весьма слабо и этой зависимостью можно пренебречь. Используя эмпирический профиль скорости по нормальям к стенке $u^+ = f(\eta)$,

$$\text{где } \eta = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad u^+ = u / \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}},$$

нетрудно найти экстраполированные значения скорости по исходным и экстраполированным касательным напряжениям, приведенным на рис. 3:

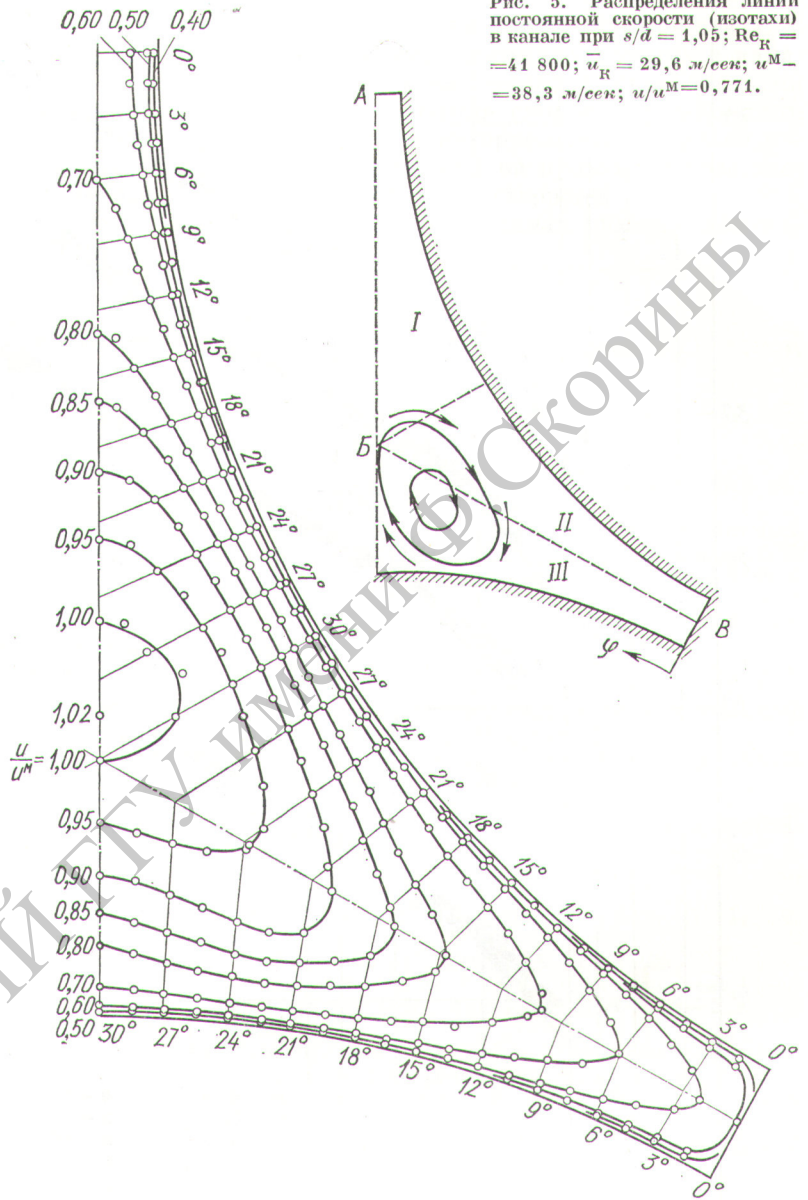
$$(u_\Phi^M)_\infty \approx (u_\Phi^M)_I \frac{u^+(\eta c)}{u^+(\eta)} \sqrt{c},$$

где

$$c = \left(\frac{\tau_w}{\tau_w}\right)_{I, \infty} / \left(\frac{\tau_w}{\tau_w}\right)_I.$$

Непосредственно отсюда находятся значения $(u_\Phi^M/u^M)_\infty$ для бесконечной решетки стержней.

Рис. 5. Распределения линий постоянной скорости (изотах) в канале при $s/d = 1,05$; $Re_R = 41\ 800$; $\bar{u}_R = 29,6$ м/сек; $u^M = 38,3$ м/сек; $u/u^M = 0,771$.



Значения $(\bar{u}_\Phi/u)_\infty$ определяются с помощью приведенных ранее соотношений.

В канале с $s/d = 1,05$ наблюдается ясно выраженное искривление изотак (линий постоянной скорости) вследствие влияния вторичных течений (рис. 5). Аналогичная картина для каналов некруглого сечения наблюдалась, например, в работе [11]. Для каналов с s/d , равным 1,1 и 1,2, искривления изотак не обнаружено. Вторичные течения, однако, могут изменять форму изотак, не вызывая у них явных искрив-

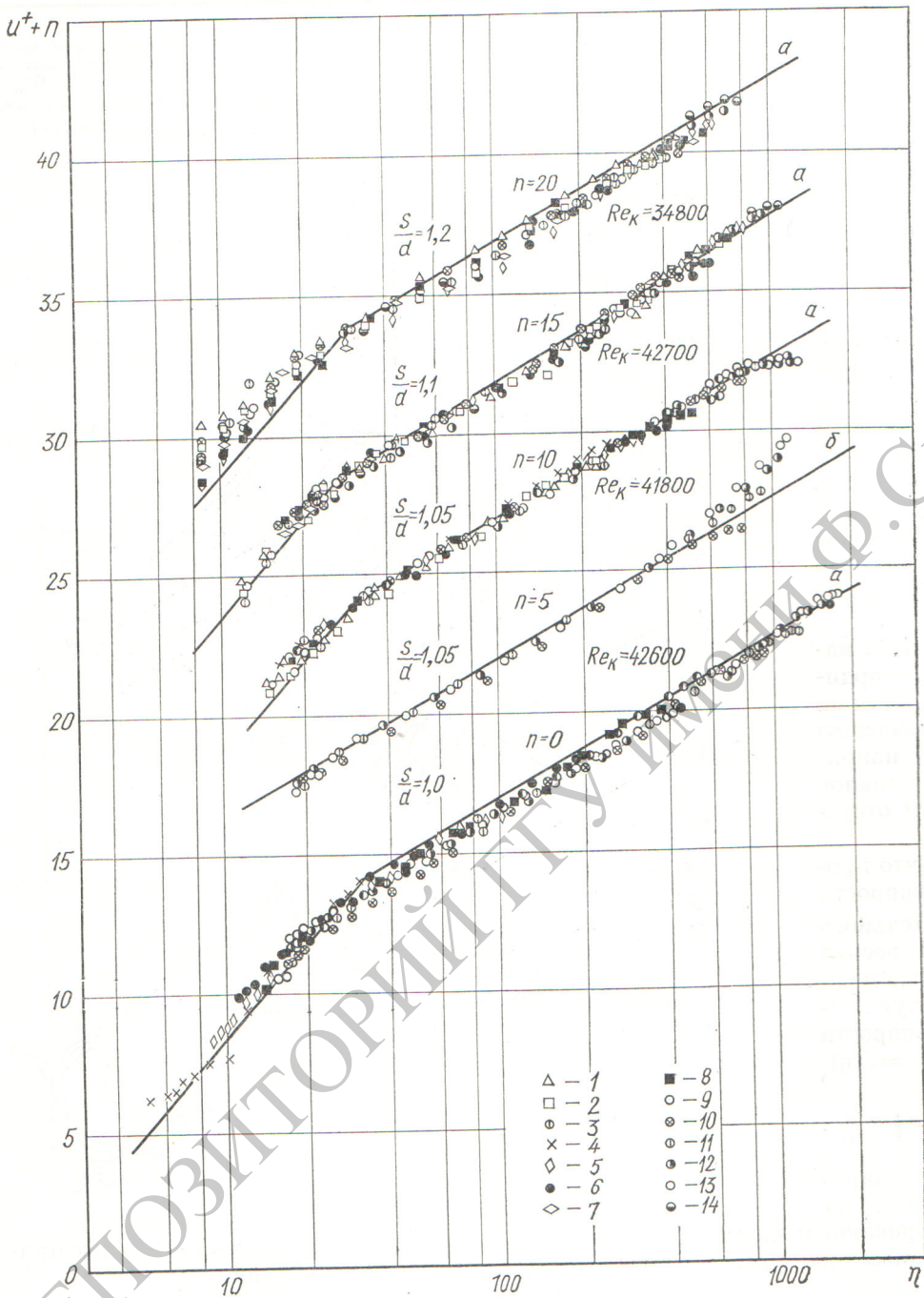


Рис. 6. Безразмерные профили скорости по нормальям к стенкам каналов:
 а, б — для ячеек I и III соответственно; $s/d = 1,0$ и $1,05$; 1 и 13 — для $\varphi = 0^\circ$ и 30° соответственно;
 2 — 6, 8 — 12 — для φ от $1,5^\circ$ до $28,5^\circ$ с шагом три градуса; $s/d = 1,1$ и $1,2$; 1 — 3, 13, 10,
 6 — 8, 5, 12, 14 — для φ от 0° до 30° с шагом три градуса.

лений. В этом случае по виду изотак нельзя судить о существовании вторичных течений. Анализ рис. 3 и 5 показывает, что при $\varphi = 14 \div 24^\circ$ поток массы и количества движения направлен через ось BB от ячейки II в III, а при $\varphi = 24 \div 30^\circ$ имеется возвратный поток из ячейки III в II и I. Смещение максимумов скорости обусловлено указанными вторичными течениями.

При построении профилей скорости по нормальям к стенкам в обобщенных координатах (рис. 6) использовались измеренные в опытах локальные значения касательных напряжений. На рис. 6 приведены также результаты работы [5] для плотной упаковки стержней. Опытные данные, включая ячейку III с сильно искривленным профилем касательных напряжений, согласуются с кармановским профилем скорости для круглых труб примерно в той же степени, что и опытные данные для круглых труб, полученные в работах [8, 11, 12]. Таким образом, экспериментально подтверждена гипотеза о приближенной универсальности профилей скорости по нормальям к стенкам каналов с не слишком большой кривизной периметра. Эта гипотеза широко использовалась в расчетно-теоретических исследованиях, например в работах [13—15].

Коэффициенты трения каналов, рассчитанные по измеренным градиентам давления вдоль каналов и касательным напряжениям на стенке, совпадают. Графические зависимости $\lambda = f(\text{Re})$ эквидистантны зависимости, построенной по формуле Блазиуса для круглой трубы. Коэффициенты трения в правильных треугольных решетках стержней аппроксимируются формулой

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\text{тр}}} = 0,57 + x [1 - e^{-112(x-1)}] (\lg x)^{0,27x}$$

при $x \equiv \frac{s}{d}$; $1,0 \leq x \leq 1,2$; $1,5 \cdot 10^3 \leq \text{Re} \leq 10^5$.

Формула получена на основе экспериментальных данных о гидравлических потерях в каналах и расчетов, проведенных с использованием кармановского профиля скорости по нормальям к стенкам ячеек и интерполяции профилей касательных напряжений на промежуточные значения шагов решеток стержней.

В экспериментах принимал участие инженер А. М. Александров.

Поступила в Редакцию 9/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Шейнина. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат, 1967, стр. 210.
2. L. Palmer, L. Swanson. Intern. developments of heat transfer. Publ. ASME, N. 7, 1962, p. 535.
3. W. Eifler, R. Nijssing. Nucl. Engng design, 5, N. 1, 22 (1967).
4. Ю. Д. Левченко и др. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат, 1967, стр. 223.
5. Ю. Д. Левченко, В. И. Субботин, П. А. Ушаков. «Атомная энергия», 22, 218 (1967).
6. Ирестон. «Механика» (Сб. переводов и обзоров иностр. лит.), № 6, 1955, стр. 34.
7. В. П. Бобков и др. «Иzv. АН СССР. Механика жидкости и газа», № 3, 162 (1968).
8. J. Laufer. NACA TN 1174, 1953.
9. Л. Шиллер. Движение жидкостей в трубах. М.—Л., ОНТИ, 1936.
10. А. С. Офицеров. Вторичное течение. М., Госстройиздат, 1959.
11. I. Nikuradze. Ingenieur-Archiv, V. 1, 306 (1930).
12. R. Deissler. NACA TN 2138, 1950.
13. R. Deissler, M. Faylor. Reactor Heat Transfer Conf. of 1956, TID-7529, Part 1, Book 2, 416 (1957).
14. Л. С. Кокорев и др. В сб. «Вопросы теплофизики ядерных реакторов». М., Атомиздат, 1968.
15. В. И. Субботин и др. (СССР). Симпозиум СЭВ «Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах». Т. 2. Обнинск, 1967, стр. 529.