

УДК 532.517.4:536.24

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА  
ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ОБТЕКАНИИ  
КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА.  
Ч. 2. АНАЛИЗ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО  
РЕЖИМА\***

С.А. ИСАЕВ<sup>1</sup>, П.А. БАРАНОВ<sup>1</sup>, Н.А. КУДРЯВЦЕВ<sup>1</sup>, Ю.В. ЖУКОВА<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Академия гражданской авиации, Санкт-Петербург*

<sup>2</sup>*Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова, Минск*

Рассматриваются вихревая динамика и конвективный теплообмен при турбулентном нестационарном обтекании нагретого цилиндра в неограниченном потоке и в плоскопараллельном канале. При фиксированном числе Рейнольдса  $4.5 \times 10^4$  получены решения двумерных уравнений Рейнольдса и энергии с помощью многоблочного факторизованного алгоритма с использованием пересекающихся прямоугольных и цилиндрических сеток, реализованного в пакете VP2/3. Детально анализируется температурная дорожка в следе за телом и устанавливается связь между динамическими и тепловыми характеристиками. Особое внимание уделяется интерпретации моментальных параметров потока, характеристик турбулентности и температуры на периоде колебаний коэффициента поперечной силы и исследованию осредненных и пульсационных характеристик в ближнем и дальнем следе.

Некоторые из полученных результатов параметрических расчетов турбулентного обтекания цилиндра в плоскопараллельном канале при загромождении потока, равном 1:7.3, и конвективного теплообмена вокруг цилиндра на автоколебательном режиме показаны на рис. 1–6.

Анализ локальных и интегральных, силовых и тепловых характеристик при обтекании кругового цилиндра на рис. 1 проводится на периоде колебаний поперечной силы, который обычно связывается с характеризующим вихреобразование числом Струхала. Наложение на периоде колебаний  $C_y$  моментальных профилей давления (рис. 1, *a*) и трения (рис. 1, *b*), обезразмеренных по удвоенному скоростному напору, а также размерных величин тепловых потоков (рис. 1, *c*) иллюстрирует зоны колебаний указанных локальных параметров. Следует отметить, что период разбивается двадцатью временными отрезками, т. е. на каждый рассматриваемый график накладываются двадцать одна кривая. Наиболее существенным итогом проведенных расчетов является установление границ зон колебаний параметров. Очевидно, что частично заполненные расчетными профилями области при увеличении степени разбиения периода фактически должны быть полностью заштрихованы.

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16184, 04-02-81005 и 05-01-00162) и БФФИ (проект ГО2Р-015).

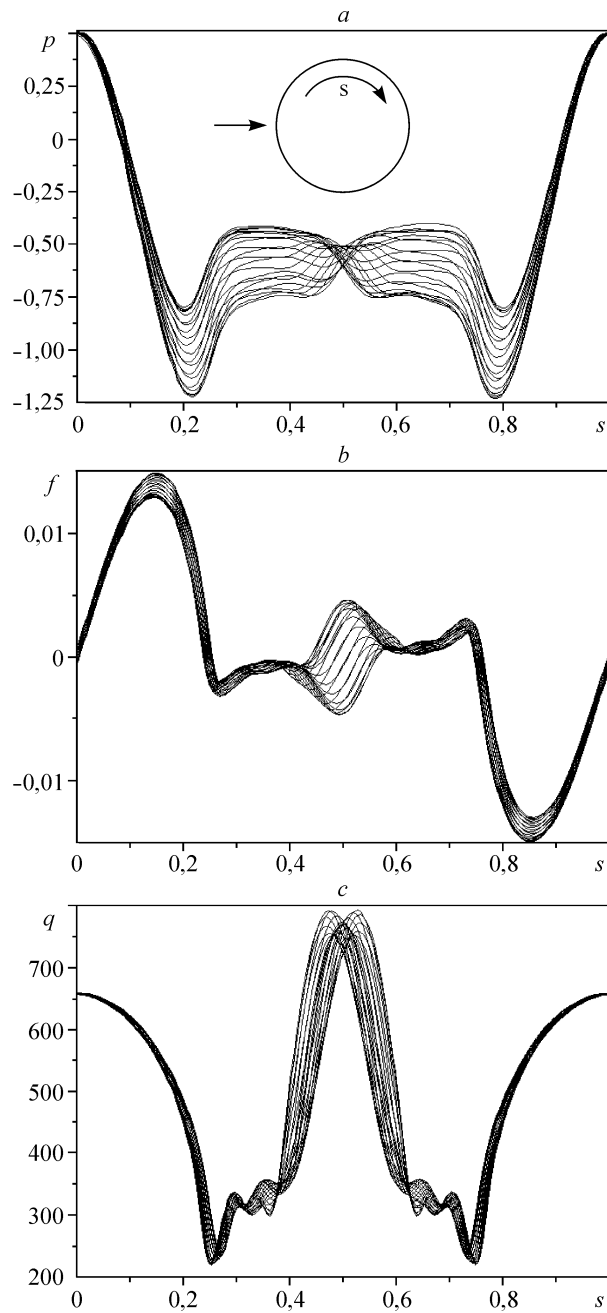


Рис. 1. Сопоставление мгновенных распределений по контуру цилиндра статического давления (а), трения (b) и тепловых потоков (с), наложенных друг на друга на периоде колебаний  $C_y$ , а также средней 1 и пульсационной 2 составляющих трения (d), пульсаций коэффициента давления 3 и тепловых потоков 4 (e). Корреляция зависимостей  $C_y$ ,  $C_x$  и  $C_q$  5–7 на автоколебательном режиме (f); сравнение расчетных 8 и экспериментальных 9–11 [3–5] распределений, осредненных по периоду колебаний  $C_y$  относительной теплоотдачи по контуру (g).

Это означает, что для каждой точки контура тела характерен некоторый средний прогностический уровень со статистическим разбросом. Вообще говоря, напрашивается известная аналогия с экспериментальным определением искомых параметров,

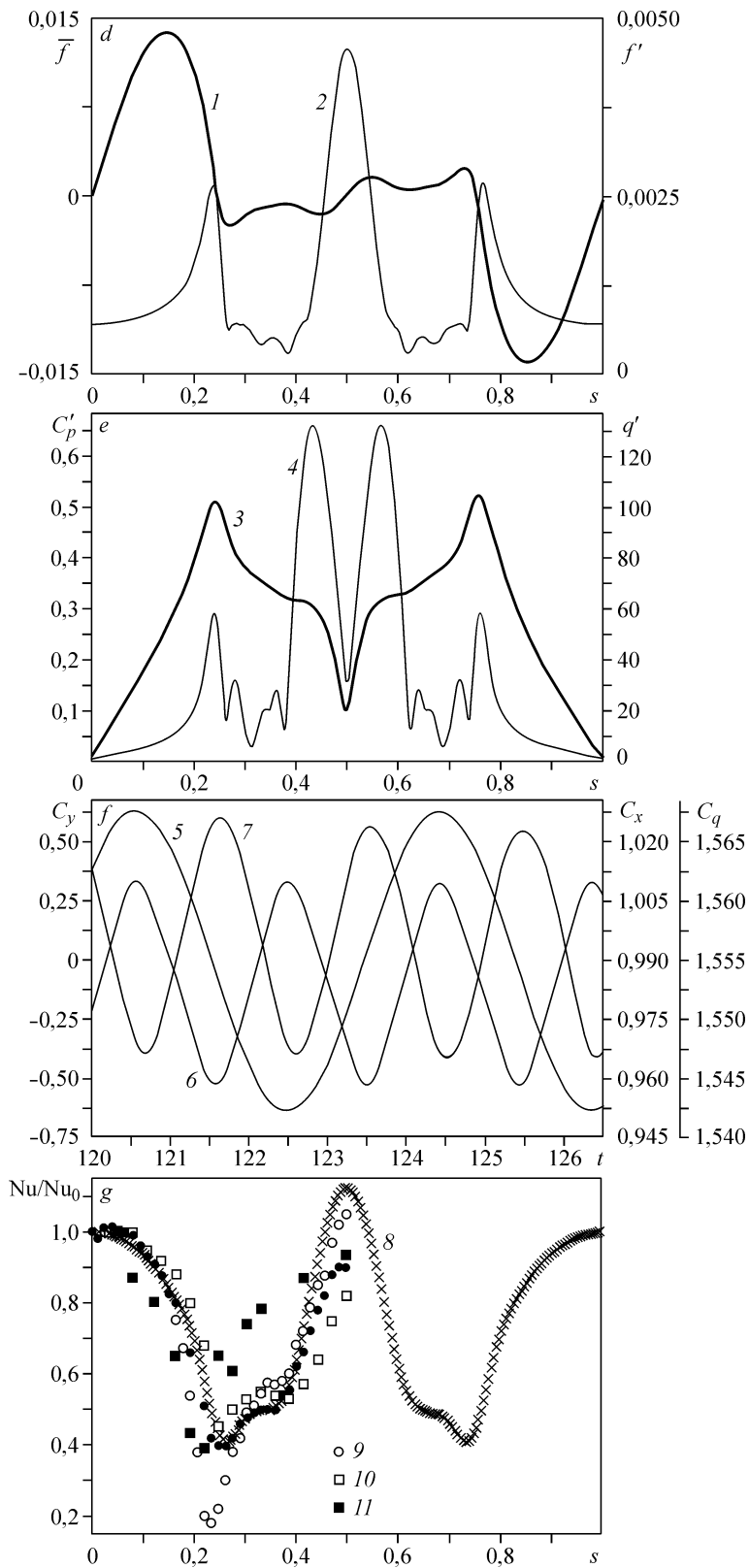


Рис. 1. Окончание.

таких как давление и тепловые потоки. Несмотря на нестационарный характер обтекания цилиндра, измеренные поверхностные характеристики, как правило, не зависят от времени и соответствуют осредненным величинам, как это следует, например, из анализа экспериментальных данных [1, 2]. Следует отметить, что осредненные характеристики определяются как математическое ожидание указанной выше выборки профилей, построенных с постоянным временным шагом на периоде колебаний  $C_y$ . Однако осредненные величины можно оценить по другой процедуре. Сначала определяются координаты верхней и нижней образующих зоны колебаний моментальных характеристик:  $f_{\max}$  и  $f_{\min}$ . Затем средние значения находятся как  $\bar{f} = (f_{\max} + f_{\min})/2$ . Пульсационные характеристики в точках пространства определяются как  $f' = (f_{\max} - f_{\min})/2$ .

Такая трактовка осредненных и пульсационных характеристик, безусловно, отличается от общепринятой при анализе турбулентных течений. Рассчитанные в рамках подхода Рейнольдса моментальные зависимые переменные уже являются осредненными по некоторому неизвестному временному масштабу, заведомо меньшему, чем характерный гидродинамический масштаб времени рассматриваемой задачи (в данном случае период осцилляции  $C_y$ ). Есть основание полагать, что предложенный подход к оценке нестационарных характеристик отражает автоколебательный режим их крупномасштабного изменения во времени. Безусловно, такой подход не является универсальным и применяется для интерпретации циклических процессов с гармоническим поведением параметров.

Анализ поверхностных распределений моментальных характеристик на рис. 1, *a-c* показывает, что их наибольшие пульсации имеют место в отрывной зоне, в то время как в областях гладкого безотрывного течения осцилляции намного (на порядки величин) меньше, хотя и весьма существенны.

Большой интерес представляет установление корреляционных связей между осредненными и пульсационными характеристиками, с одной стороны, и между различными пульсационными характеристиками, с другой. На рис. 1, *d, e* показаны поверхностные профили осредненного  $\bar{f}(s)$  и пульсационного  $f'(s)$  трения, а также наложены распределенные по контуру пульсации коэффициента давления и тепловых потоков. Следует отметить, что  $f'$  имеют на омываемой поверхности цилиндра три локальных максимума, два из которых располагаются в зоне мигрирующего отрыва потока, а третий, наибольший по величине, — в области нестационарного взаимодействия образующейся в ближнем следе встречной струи с тыльной стороной тела. В других зонах величины пульсаций заметно ниже, хотя важно подчеркнуть, что они присутствуют в районе передней точки торможения. Это означает, что передняя часть цилиндра находится в слабом циклически восходящем и нисходящем потоке, в то время как его донная часть омывается таким же потоком со знакопеременной скоростью, но значительно более (почти на порядок) интенсивным. При этом  $f'$  в районе задней критической точки превышает локальный максимум осредненного трения в два раза, т. е. пульсационная составляющая трения заметно превосходит осредненную.

Как следует из рис. 1, *e*, пульсации давления  $p'$  и тепловых потоков  $q'$  в передней критической точке оказываются очень малыми. Наибольшие  $p'$  наблюдаются на верхней и нижней стороне контура цилиндра, причем их величины весьма значительны и доходят до половины давления в передней критической точке. Пульсации тепловых потоков, если не принимать во внимание мелкие локальные максимумы, в целом согласуются с пульсациями трения, хотя двойной максимум

$q'$  с тыльной стороны цилиндра несколько контрастирует с одиночным пиком  $f'$ . По максимальной величине пульсации  $q'$  в донной части составляют порядка 20 % от теплового потока в передней точке торможения.

Представленные на рис. 1,  $f$  распределения во времени  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_q$  позволяют выявить взаимосвязь между ними на периоде колебаний  $C_y$ . Оказывается, что экстремумы поперечной силы полностью согласуются с максимумами лобового сопротивления, тогда как минимумы  $C_x$  приходятся на нулевые значения  $C_y$ . В то же время наименьшие величины теплоотдачи соответствуют экстремумам поперечной силы, а наибольшие — ее нулевым значениям.

На рис. 1,  $g$  сравниваются расчетные и экспериментальные [3–5] осредненные коэффициенты относительной теплоотдачи по контуру  $Nu/Nu_0$ , где  $Nu_0$  выбирается в передней критической точке. В целом отмечается вполне удовлетворительная корреляция данных, за исключением локальных тепловых нагрузок, определенных с помощью датчика прямого измерения тепловых потоков [5]. Впрочем, и с последними данными имеется соответствие по величине локального минимума относительной теплоотдачи. Анализ приведенных результатов позволяет сделать заключение о приемлемости основанной на модели переноса сдвиговых напряжений Ментера методологии расчета нестационарного теплообмена, реализованной в пакете VP2/3. Таким образом, обосновывается в определенной мере упрощенный подход к интерпретации турбулентного течения и теплообмена в рамках решения нестационарных двумерных уравнений Рейнольдса и энергии.

Представленные на рис. 2 картины изотерм характеризуют трансформацию температурного поля на периоде колебаний  $C_y$ , начиная с момента, соответствующего наибольшей по модулю отрицательной поперечной силе. Выбранному начальному моменту времени отвечает наибольшее разрежение в нижней части контура цилиндра и, наоборот, некоторое поджатие в его верхней части. Соответственно этому наблюдается отклонение отрывающихся сдвиговых слоев вверх (рис. 2,  $a$ ), при этом точка отрыва в верхней части цилиндра располагается ближе к передней точке торможения, а в нижней — дальше от нее. В последующие моменты времени в течение полупериода колебаний  $C_y$  происходит смещение точек отрыва: в верхней части — по контуру по часовой стрелке (по потоку), в нижней половине — против нее (против потока). В следующий полупериод ситуация меняется. На верхней половине цилиндра точка отрыва движется навстречу внешнему потоку, в нижней части — по потоку. Таким образом, сдвиговые слои, как динамические, так и тепловые, циклически колеблются относительно некоторого среднего положения точки отрыва на поверхности цилиндра. Причем в нижней и верхней половине эти колебания находятся в противофазе.

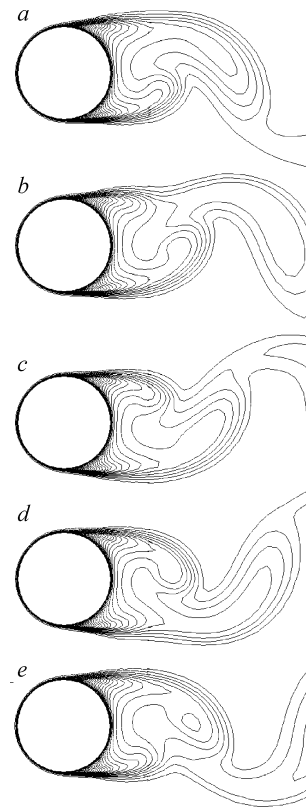


Рис. 2. Картины изотерм с шагом  $1^\circ$  от  $T = 294$  К на периоде колебаний  $C_y$  в моменты времени  $t = 122,6$  ( $a$ ),  $123,4$  ( $b$ ),  $124,2$  ( $c$ ),  $125$  ( $d$ ),  $125,8$  ( $e$ ).

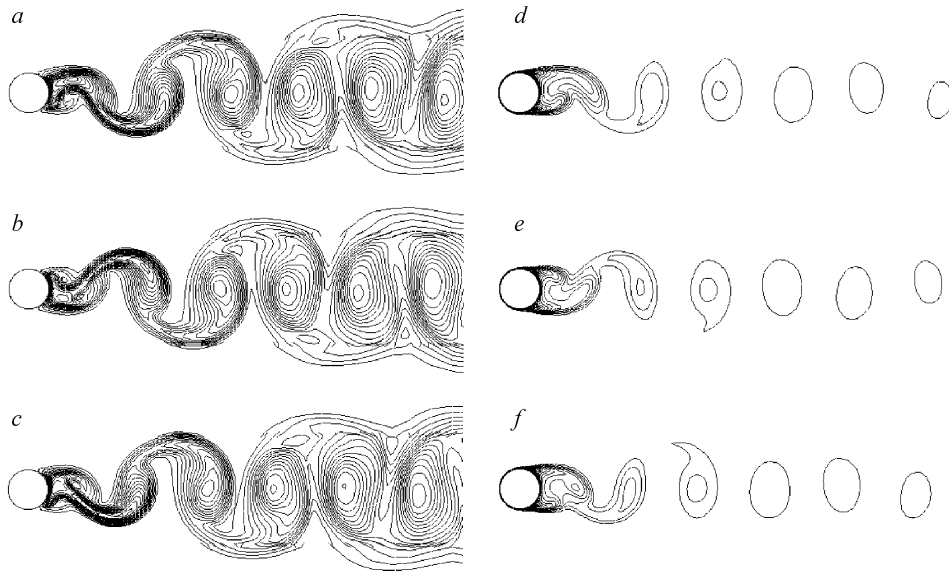


Рис. 3. Сравнительный анализ картин изолиний вихревой вязкости (a, b, c) и изотерм (d, e, f) в моменты времени  $t = 122,6$  (a, d),  $124,2$  (b, e),  $125,8$  (c, f).

Важнейшей особенностью процесса обтекания цилиндра, как известно, является циклический сход вихрей в следе за ним с формированием вихревой дорожки Кармана. Как следует из рис. 2, за круговым цилиндром наблюдается также циклическая генерация нагретых зон, так называемых температурных ядер, которые сносятся вниз по потоку. Оторвавшиеся тепловые слои формируют некое подобие температурных язычков. Если бы колебания в следе отсутствовали, то эти язычки распространялись бы на очень большое расстояние за телом. Однако сильное поперечное осциллирующее движение жидкости в ближнем следе приводит к их разрыву и “стряхиванию” в поток температурных ядер.

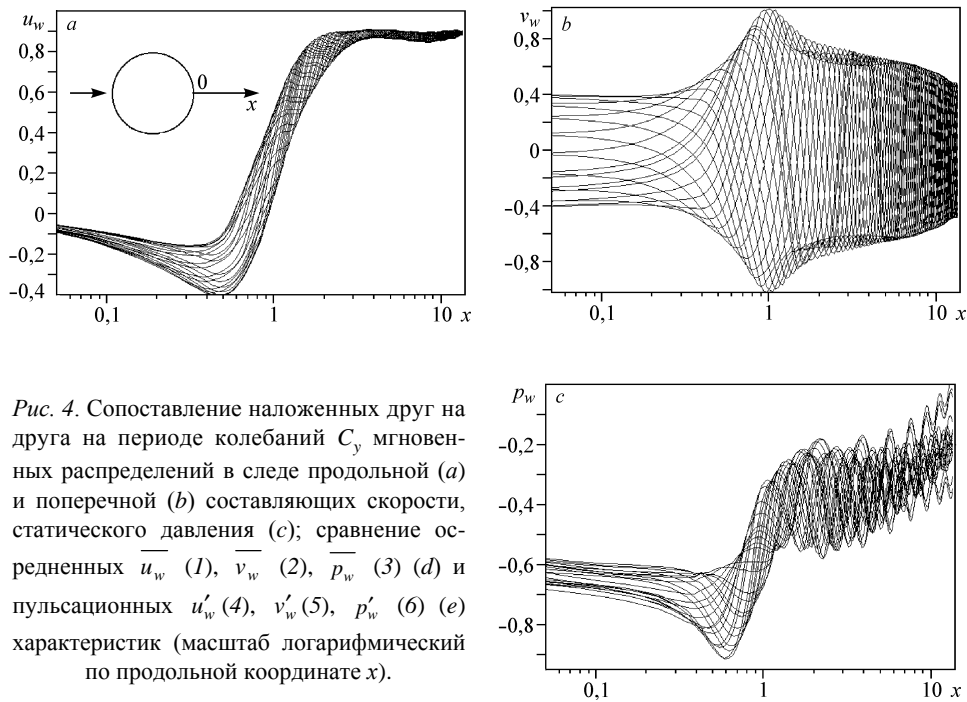


Рис. 4. Сопоставление наложенных друг на друга на периоде колебаний  $C_y$  мгновенных распределений в следе продольной (a) и поперечной (b) составляющих скорости, статического давления (c); сравнение осредненных  $\overline{u_w}$  (1),  $\overline{v_w}$  (2),  $\overline{p_w}$  (3) (d) и пульсационных  $u'_w$  (4),  $v'_w$  (5),  $p'_w$  (6) (e) характеристик (масштаб логарифмический по продольной координате x).

Как уже отмечалось ранее, экстремальным величинам поперечной силы (рис. 2, *a, c*) соответствуют минимумы теплоотдачи от цилиндра, наибольшие же величины теплоотдачи связываются с нулевыми значениями  $C_y$ . Как видно из рис. 2, *b*, в эти моменты времени сформировавшиеся температурные ядра отрываются от породивших их слоев и начинают дрейфовать вниз по потоку.

На рис. 3 прослеживается корреляция изменения динамических и температурных полей в следе за цилиндром, установленным в плоскопараллельном канале. В качестве индикатора вихревого следа выбирается турбулентная вязкость, хорошо иллюстрирующая структуру течения и положение крупномасштабных вихревых структур. Прежде всего, следует отметить соответствие процессов развития вихревой дорожки Кармана и генерации дорожки из температурных ядер, что не удивительно, так как температура — пассивный скаляр — является своего рода визуализатором крупных вихрей и в этом плане вполне аналогична, например, дыму [6]. Динамические сдвиговые слои, которые отличаются высокой турбулентной вязкостью, совпадают с температурными аналогами (см. рис. 3), а вихревые комки, представляющие крупные вихри дорожки Кармана, фактически являются материальными носителями температурных ядер.

Результаты, представленные на рис. 4–6, посвящены анализу моментальных, осредненных и пульсационных характеристик следа на периоде колебаний  $C_y$ .

Первые из двух рисунков (4 и 5) демонстрируют распределение характеристик течения по продольной координате  $x$ , отсчитанной от задней критической точки цилиндра в геометрической плоскости симметрии. Рисунок 6 представляет эволюцию их профилей в поперечных сечениях следа, построенных по измеренной от нижней стенки канала координате  $y$  при  $x = 0,3; 1; 2; 10$ . Образованные совокупностью двадцати одной кривой, построенных с постоянным временным шагом на периоде  $C_y$ , геометрические фигуры отображают области пульсаций параметров и, как в случае с поверхностными распределениями, анализируются аналогичным образом.

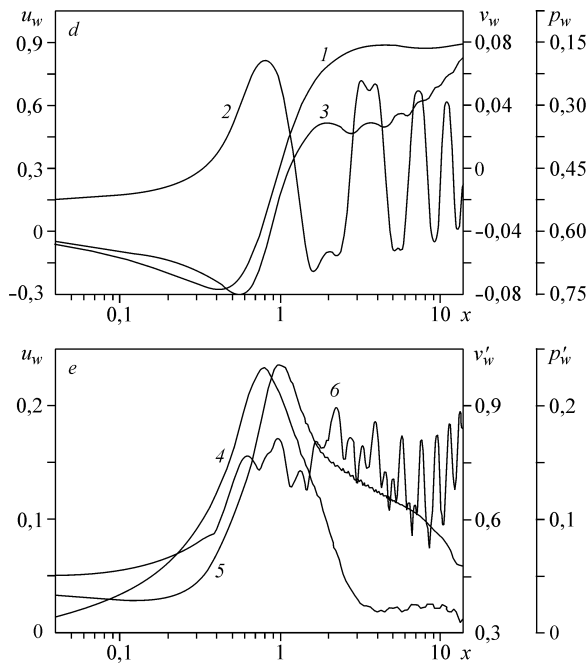


Рис. 4. Окончание.

Как следует из рис. 4, *a, d*, образующие зоны колебаний продольной составляющей скорости в следе  $u_w$  подобны ее осредненному распределению  $\overline{u_w}$ . Область отрыва в ближнем следе имеет длину 0,7, а максимальная скорость возвратного течения не превышает 0,3. Довольно быстро (на протяжении трех калибров от тела) продольная скорость восстанавливается до 0,9.

Пульсационная составляющая  $u_w'$  (рис. 4, *c*) имеет максимум в районе  $x = 1$ , причем его величина составляет почти 25 % скорости набегающего однородного потока. В непосредственной

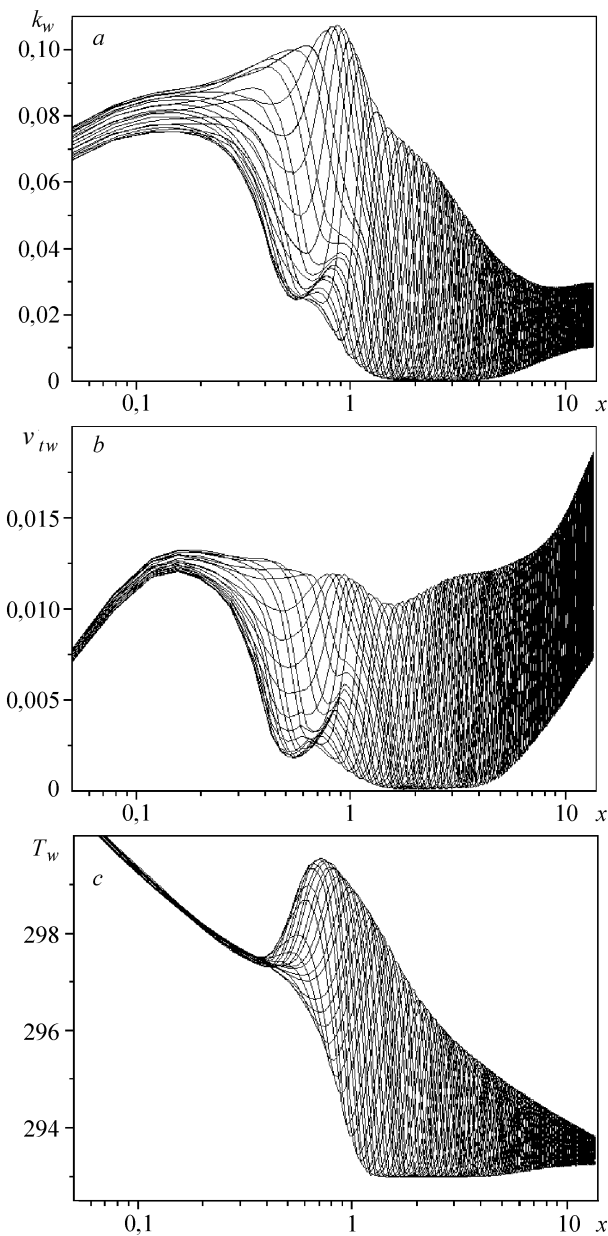


Рис. 5. Сопоставление наложенных друг на друга на периоде колебаний  $C_y$  мгновенных распределений в следе энергии турбулентности (а), вихревой вязкости (b) и температуры (c); сравнение осредненных  $\overline{k_w}$  (1),  $\overline{v_{tw}}$  (2),  $\overline{T_w}$  (3) (d) и пульсационных  $k'_w$  (4),  $v'_{tw}$  (5),  $T'_w$  (6) (e) характеристик (масштаб логарифмический по продольной координате  $x$ ).

близости стенки пульсации продольной скорости отсутствуют, а в области дальнего следа (при  $x > 3$ ) близки к постоянному значению порядка 2 % скорости набегающего потока.

Вертикальная составляющая скорости  $v$  колеблется в симметричной знакопеременной зоне (рис. 4, b), которая подразделяется на три подобласти. Ближайшая к телу зона, протяженностью 0,2–0,3, характеризуется постоянным уровнем пульсаций величиной порядка 40 % скорости набегающего потока (рис. 4, e). Далее



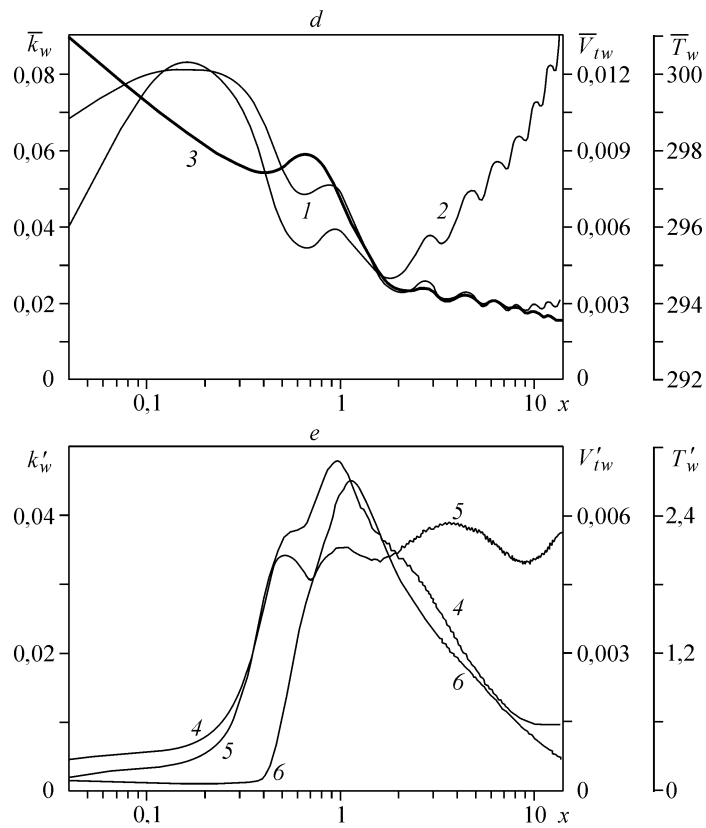


Рис. 5. Окончание.

следует подобласть длиной до двух калибров с максимальными колебаниями поперечной составляющей скорости, доходящими почти до единицы. При  $x > 2$  зона пульсаций ограничивается близкой к линейной зависимостью, причем на расстоянии десять калибров величина колебаний составляет примерно 0,5. Следует отметить отличие от нуля распределения осредненной вертикальной составляющей скорости на рис. 4,  $d$ , что, скорее всего, связано с недостаточно мелким разбиением периода колебаний  $C_y$  на временные отрезки.

Наложенные на рис. 4,  $c$  распределения моментального статического давления представляют упорядоченную картину только вблизи цилиндра. При переходе в область дальнего следа колебания давления приобретают довольно сложный характер, по-видимому, обусловленный волнами давления от стенок плоскопараллельного канала. На расстоянии 0,7 от тела осредненное давление  $\bar{p}_w$  достигает своего минимума (порядка 0,75), а затем приобретает волнообразный характер с постепенным возрастанием в области дальнего следа. Пульсации донного давления  $p'_w$  имеют величину порядка 10 % давления в передней точке торможения. Максимум  $p'_w$  приходится на область дальнего следа, где их величина составляет около 0,15. Локальный максимум пульсаций давления также наблюдается в области отрыва вихрей, т. е. в окрестности  $x = 1$ .

Представляют интерес фигуры на рис. 5, образованные распределениями пассивных скаляров: энергии турбулентности, вихревой вязкости и температуры. Их тщательное рассмотрение показывает, что они, по сути, являются композитными, т. е. состоящими из нескольких характерных участков, из которых выделяется прилегающая к стенке область. В ней пульсации характеристик либо

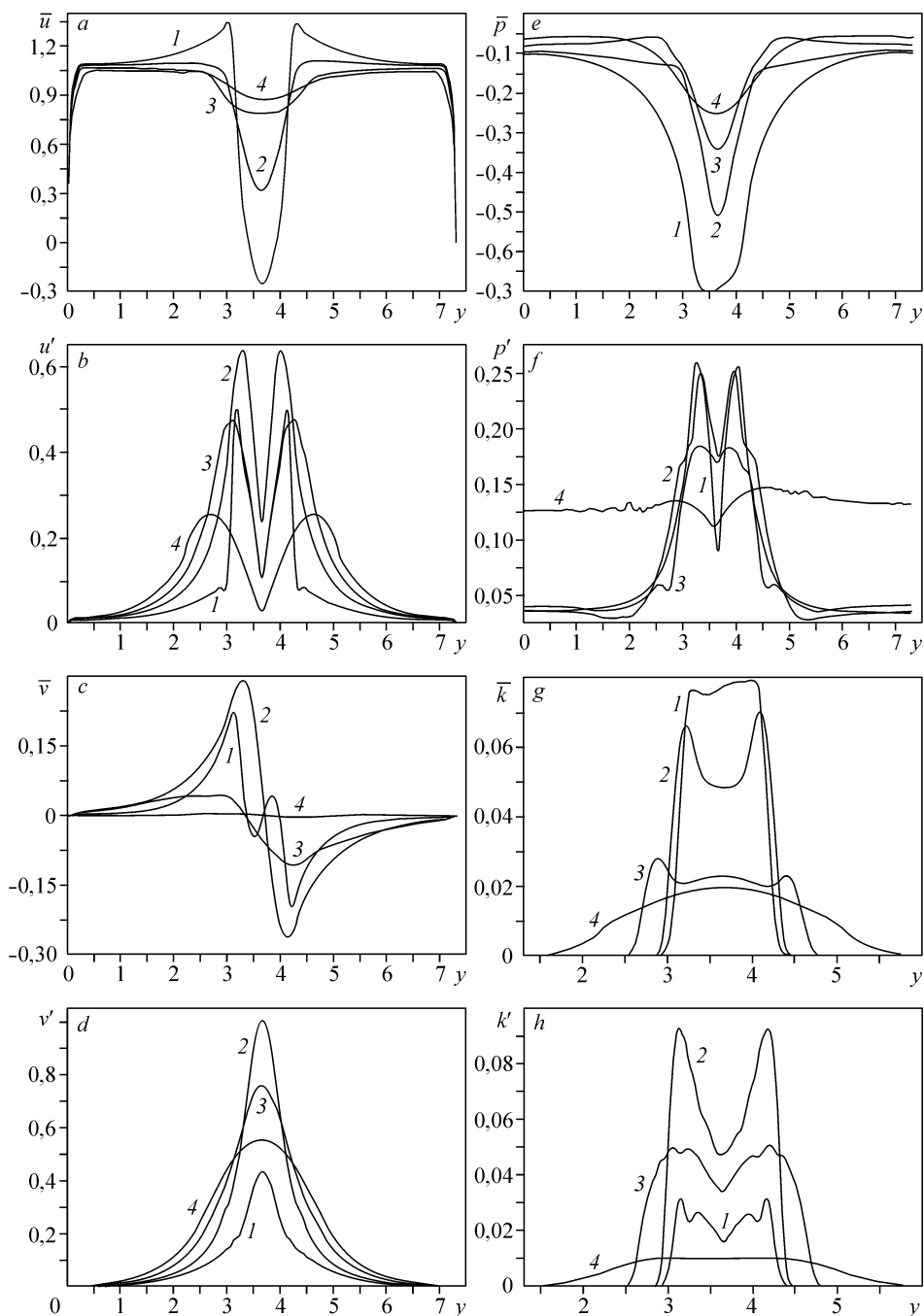


Рис. 6. Эволюция профилей осредненных  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{k}$ ,  $\bar{v}_t$ ,  $\bar{T}$  (a, c, e, g, i, k) и пульсационных  $u'$ ,  $v'$ ,  $p'$ ,  $k'$ ,  $v'_t$ ,  $T'$  (b, d, f, h, j, l) характеристик течения и теплообмена в поперечных сечениях следа за цилиндром.  
 $x = 0,3$  (1), 1 (2), 2 (3), 10 (4).

минимальны, либо (как для температуры) отсутствуют вовсе. Осредненные характеристики турбулентности в этой зоне увеличиваются, правда  $\bar{k}_w$  изменяется незначительно (примерно на 15%), достигая максимума (0,08) при  $x = 0,2$ . А вот  $\bar{v}_{tw}$  нарастает довольно быстро (в два раза), достигая одновременно

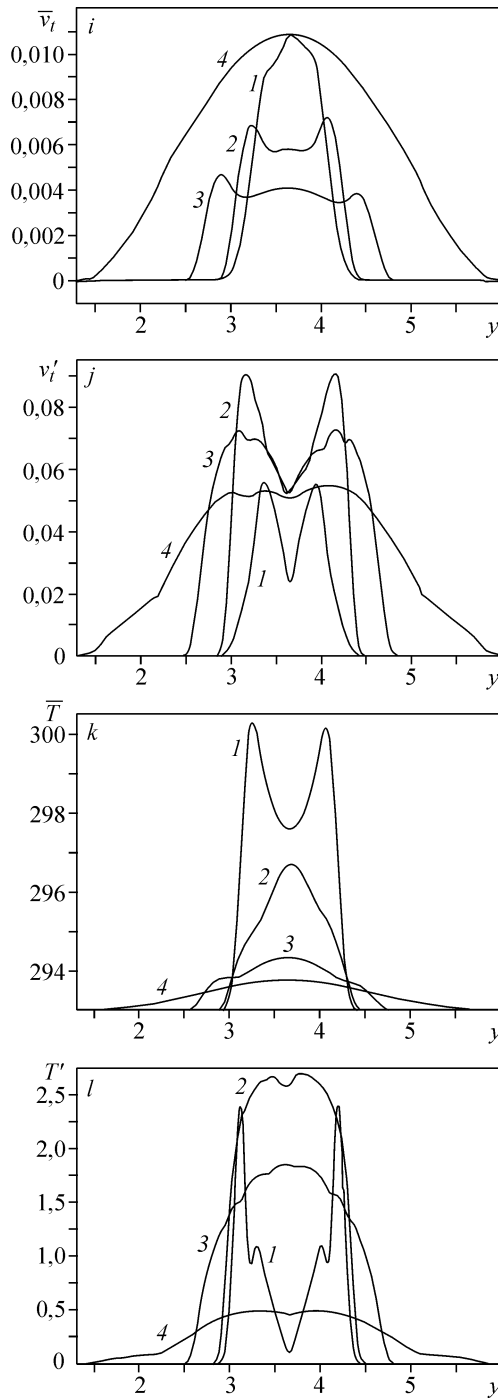


Рис. 6. Окончание.

с  $\overline{k_w}$  максимума, равного 0,012 (рис. 5, d). Температура в пристеночной области монотонно убывает, причем при  $x = 0,4$  имеет место локальный минимум с величиной около 297,5 К. При пульсациях энергии турбулентности, составляющих 0,005, пульсации вихревой вязкости оказываются заметно ниже (0,0005), а температурные могут вообще не приниматься во внимание (рис. 5, e).

Затем рассматривается зона формирования распространяющихся вниз по потоку крупных вихрей. Ее отличает быстрое нарастание пульсаций характеристик турбулентности при общем регрессивном поведении осредненных параметров (рис. 5, d, e). На этом участке возникают локальные минимумы и максимумы, придающие распределениям  $\overline{k_w}$  и  $\overline{v_{tw}}$  волнообразный характер. Пульсации  $k'_w$  достигают наибольшей величины (порядка 0.05), сопоставимой с наибольшим осредненным значением  $\overline{k_w}$ . Пульсации  $v'_{tw}$ , напротив, доходят до некоторого уровня (порядка 0.005) и в дальнейшем остаются неизменными. Отметим, что нижние образующие областей колебаний  $k_w$  и  $v_{tw}$  достигают нуля вблизи  $x = 2$  и сохраняются на этом уровне при удалении от тела до  $x = 4$ .

Осредненная и пульсационная температуры имеют ярко выраженные максимумы (288 и 2,8 К соответственно), хотя сначала возникает первый из них ( $x = 0,6$ ), а потом вто-

рой ( $x = 1,2$ ). Отмеченные положения максимумов совпадают с наибольшей величиной верхней образующей области колебаний температуры (рис. 5, c) и с наименьшей, равной фоновому значению (293 К) — нижней образующей указанной области.

Третья область соответствует дальнему следу. Для нее характерна в целом сужающаяся зона пульсаций энергии турбулентности, причем сокращение ширины зоны достигается в основном за счет монотонного увеличения с выходом на асимптоту нижней образующей при примерном постоянстве верхней. В результате

в дальнем следе осредненная величина  $\overline{k_w}$  изменяется очень мало и близка к 0,02, а турбулентная вязкость колеблется в постоянном диапазоне с монотонным возрастанием осредненной характеристики по закону, близкому к линейному. Температура дальнего следа постепенно падает, причем нижняя образующая коридора, в котором колеблется  $T_w$ , слабо увеличивается, а верхняя образующая уменьшается обратно пропорционально  $x$ . В результате осредненная температура в дальнем следе слабо регрессирует, достигая вблизи  $x = 10$  величины 293,8 К, при этом пульсации температуры  $T_w'$  уменьшаются до 0,4 К.

Рис. 6 иллюстрирует развитие турбулентного следа за цилиндром по вертикальной координате  $y$ . Анализируются профили осредненных и пульсационных характеристик в нескольких поперечных сечениях следа по мере удаления их от тела. Первое сечение ( $x = 0,3$ ) выбирается в зоне, прилегающей к телу. Второе ( $x = 1$ ) и отчасти третье ( $x = 2$ ) принадлежат области ближнего следа. Четвертое сечение ( $x = 10$ ) задается в дальнем следе. Профили характеристик потока (составляющих скорости и давление) выстраиваются поперек канала (от стенки до стенки), а характеристик турбулентности и температуры — во внутренней зоне канала (между стенками), причем координата  $y = 3,65$  соответствует положению геометрической плоскости симметрии цилиндра.

Трансформация профилей осредненной продольной скорости  $\overline{u}$  демонстрирует постепенное уменьшение ее дефицита (рис. 6, *a*). При этом профили пульсационной составляющей  $u'$  изменяются немонотонно. По мере удаления от тела пульсации сначала возрастают, достигая 60 % скорости набегающего потока, а затем уменьшаются примерно до 0,25 в сечении  $x = 10$  (рис. 6, *b*). Следует отметить существование на профилях пульсационной продольной составляющей скорости двух периферийных максимумов, которые сохраняются даже в дальнем следе.

Анализ распределений осредненной поперечной составляющей скорости, показанных на рис. 6, *c*, обнаруживает их отличие от нуля, что можно связать с дискретизацией процесса обработки — недостаточным разбиения периода осцилляций  $C_y$ .

Несомненный интерес представляют пульсационные величины поперечной составляющей скорости, представленные на рис. 6, *d*. Переход от сечения  $x = 0,3$  к  $x = 1$  приводит к увеличению пульсаций  $v'$  от 0,4 до 1. С последующим удалением от тела пульсации вертикальной составляющей скорости постепенно уменьшаются, хотя при  $x = 10$  их максимум весьма значителен и составляет 0,5.

Осредненное давление ведет себя в следе подобно продольной составляющей скорости (рис. 6, *e*). С увеличением расстояния от цилиндра разрежение в плоскости симметрии падает. В определенной мере подтверждается тенденция к выравниванию давления в следе и его приближению к давлению в набегающем потоке. Пульсации давления (рис. 6, *f*) в окрестности тела в ближнем следе сохраняют высокий уровень, достигая 50 % давления в передней точке торможения, а вблизи стенки канала они сокращаются на порядок величины (до 0,04). Переход в область дальнего следа сопровождается постепенным уменьшением  $p'$  в центральной части следа с последующим выравниванием пульсаций давления по ширине канала, причем на довольно высоком уровне (около 0,125).

Осредненная энергия турбулентных пульсаций  $\overline{k}$  при  $x > 0,3$ , как уже отмечалось ранее, монотонно уменьшается (рис. 6, *g*). При умеренных расстояниях от тела распределение  $\overline{k}$  по поперечной координате, постепенно расширяясь, приобретает двугорбый характер. Следует отметить быстрое сокращение  $\overline{k}$  при переходе

от сечения  $x = 1$  к сечению  $x = 2$ ; в области дальнего следа распределение  $\bar{k}$  сглаживается и оказывается близким к нормальному закону. Пульсации  $k'$  в следе ведут себя немонотонным образом (рис. 6, *h*), хотя характер их распределения подобен  $\bar{k}$ . В ближнем следе они нарастают, причем их уровень оказывается заметно выше осредненных значений. В дальнем следе поведение пульсаций становится близким к каноническому с уровнем  $\bar{k}$ , примерно вдвое меньшим, чем  $\bar{k}$ .

Осредненная вихревая вязкость  $\bar{\nu}_t$  в ближнем следе ведет себя регрессивным образом, приобретая по мере удаления от тела двугорбый характер (рис. 6, *i*). В дальнем следе, как отмечалось раньше,  $\bar{\nu}_t$  прогрессирует линейно с увеличением расстояния  $x$ , причем распределение  $\bar{\nu}_t(y)$  оказывается близким к нормальному закону. Этим объясняется anomalous расположение на графике кривой 4, накрывающей все остальные зависимости.

Пульсации  $\nu_t'$  отличаются немонотонным поведением в области ближнего следа, оказываясь одного порядка или даже превосходя осредненные  $\bar{\nu}_t$  (рис. 6, *j*). В области дальнего следа ситуация нормализуется, т. е. пульсационные составляющие вихревой вязкости оказываются ниже осредненных величин, хотя характер их зависимости от вертикальной координаты  $y$  при  $x = 10$  отличается от нормального закона.

Осредненная температура быстро снижается в ближнем следе, причем ее профиль перестраивается от двугорбого к нормальному (рис. 6, *k*); следует подчеркнуть, что в дальнем следе распределение  $\bar{T}$  имеет струйный характер [6]. Пульсации температуры  $T'$  в ближнем следе ведут себя немонотонным образом, возрастая по мере удаления от тела (рис. 6, *l*), хотя при этом максимум  $T'$  изменяется не слишком существенно. Скорее можно говорить о наполнении профиля  $T'(y)$  при  $x = 1$ . В последующих сечениях  $T'$  имеет регрессивный характер, причем в дальнем следе максимальная величина  $T'$  составляет около  $0,5^\circ$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Igarashi T. Flow characteristics around a circular cylinder with slit // Bull. JSME. — 1978. — Vol. 21, No. 154. — P. 654–664.
2. Roshko A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number // J. Fluid Mech. — 1961. — Vol. 10. — P. 345–356.
3. Жукаускас А.А. Конвективный теплообмен в теплообменниках. — М.: Наука, 1982. — 472 с.
4. Nakamura H., Igarashi T. Unsteady heat transfer in separated flow behind a circular cylinder // Heat Transfer 2002: Proc. of the Twelfth Intern. Heat Transfer Conf. Vol. 2. — Grenoble, 2002. — P. 729–734.
5. Sapozhnikov S.Z., Mitiaikov V.Y., Mitiaikov A.V. Heat flux sensor for heat transfer investigation // 11th Intern. Heat Transfer Conf. Vol. 4.: Proc. — Kyongju [Korea], 1998. — P. 77–79.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 711 с.

*Статья поступила в редакцию 26 апреля 2004 г.*