

УДК 536.244

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ТУРБУЛИЗОВАННЫМ ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ

Б. Ф. Бояршинов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Показано, что при определенном сочетании высоты ребра (2–15 мм) на входе в рабочий участок и уровня турбулентности основного течения (1–26 %) существуют экстремумы параметров, описывающих массообмен на поверхности испаряющегося жидкого топлива. В опытах с горением и без него отмечаются дискретные изменения интенсивности тепло- и массообмена. Анализируются условия их появления.

При диффузионном горении конденсированного топлива интенсивность процессов тепло- и массообмена можно регулировать целенаправленным изменением пульсационных характеристик реагирующего пограничного слоя. Его устойчивость к срыву пламени обеспечивается постановкой газодинамических препятствий. Теоретические исследования турбулизованного пограничного слоя с локальным отрывом сопряжены с вычислительными трудностями, обусловленными сложным характером течения [1, 2]. Большой объем эмпирической информации, накопленный в опытах без горения [3], показывает, что интенсивность тепло- и массообмена за препятствием может значительно возрасти. Однако существуют различия в оценке размеров зон присоединения и релаксации, определении интенсивности процессов переноса и их описании. Для реагирующего пограничного слоя подобные экспериментальные данные отсутствуют.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование массообмена при испарении жидкого топлива (этанола) за ребрами различной высоты и при различной степени турбулентности воздушного потока с горением и без горения.

Установка и методика измерений. Опыты проводились в аэродинамической трубе открытого типа, описанной в [4]. На входе в конфузор устанавливалась проволочная сетка с шагом 1×1 мм или решетка с 25 резьбовыми отверстиями $M27 \times 1,5$ (межцентровое расстояние равно 43 мм). Конфузор длиной $x_0 = 300$ мм (спрофилирован по формуле Витошинского, поджатие 1 : 6,8) сопряжен с рабочим участком сечением 100×100 мм. Верхняя стенка канала отсутствовала, боковые стенки были прозрачными, а нижняя выполнена из пористых пластин (нержавеющая сталь). Длина первой пластины 40 мм, шести остальных — 80 мм. На входе в рабочую часть по всей ширине канала устанавливалось ребро высотой $h = 0 \div 15$ мм. Степень турбулентности $Tu_0 = 8, 18, 26$ % регулировалась количеством открытых отверстий в решетке (соответственно 25, 9 или 5); в опытах с сеткой $Tu_0 = 1$ %. Эти значения получены осреднением результатов измерений в 81 точке входного сечения с шагом 10 мм, выполненных термоанемометром DISA (одноточный зонд, диаметр нити 8 мкм, мост 55M01, линеаризатор 55D10). Неоднородность воздушного потока на входе в канал увеличивалась с ростом степени турбулентности, максимальное отклонение от средней по сечению скорости достигало ± 14 % при $Tu_0 = 26$ %.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-02-18520).

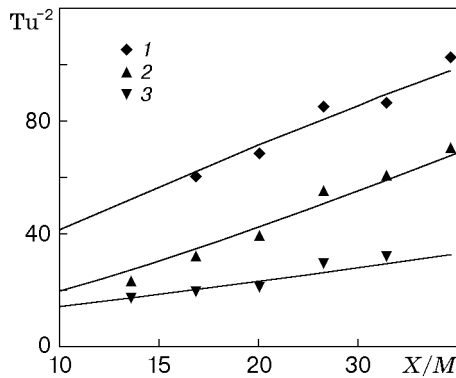


Рис. 1. Вырождение турбулентности в ядре течения:

1 — $Tu_0 = 16\%$; 2 — $Tu_0 = 18\%$; 3 — $Tu_0 = 26\%$

Независимо от величины Tu_0 средняя по сечению канала степень турбулентности с удалением от его начала приближалась к значению 8% , что соответствовало экспериментально установленным пределам применимости использованного пневмозонда — приемника полного и статического давления с диаметром входного отверстия 1 мм . Вне сдвиговых слоев на участке длиной $x = 0 \div 200\text{ мм}$ на расстоянии от стенки $y = 30\text{ мм}$ скорость вырождения турбулентности относится к начальной стадии [5] (рис. 1): $1/Tu^2 = B[X/M]^n$, где $n = 0,8; 1,19; 0,84$; $B = 6,3; 1,2; 1,85$ при $Tu_0 = 16, 18, 26\%$ соответственно; $X = x + x_0$, масштаб $M = 25\text{ мм}$ — внутренний диаметр резьбовых отверстий в решетке. Отсюда, следуя [6], можно оценить соответствующие продольные масштабы диссипации: $L = M(X/M)^{1-0,5n}/(nB^{0,5})$.

Скорость турбулизованного воздушного потока U_0 задавалась по величине скоростного напора в области течения с $Tu \approx 8\%$ ($x = 400\text{ мм}$, $y = 50\text{ мм}$). В опытах без горения $U_0 = 24\text{ м/с}$, с горением $U_0 = 10\text{ м/с}$. При определении скорости срыва пламени $U_0 < 80\text{ м/с}$. В качестве рабочей жидкости применялся 96% -й этанол. Режим испарения соответствовал адиабатическому, когда теплота к поверхности жидкости подводится в основном конвекцией. В этом случае концентрация паров этанола на стенке не зависит от условий обтекания, т. е. массовая доля $C_w(x) \approx \text{const}$ [4]. Значения C_w определялись по измерениям температуры поверхности пористых пластин из условия на линии насыщения испаряющейся азеотропной жидкости. Хромель-алюмелевые термопары с диаметром проволоки $0,15\text{ мм}$ были приварены в центре поверхности каждой пластины, обращенной к воздушному потоку. Установлено, что независимо от степени турбулентности в опытах без горения $C_w = 0,03$, с горением $C_w = 0,8$. Температура набегающего потока воздуха $T_0 = 290\text{ К}$.

Система подачи жидкости обеспечивала постоянство ее уровня в пористых пластинах, которые оставались влажными в ходе экспериментов. Скорость испарения этанола с каждой пластины j_w самоустанавливалась в соответствии с условиями конвективного массообмена. Значения j_w с погрешностью примерно 5% определялись по изменению уровня жидкости в мерных сосудах за контрольный промежуток времени, который в опытах без горения составлял около 3 ч , с горением — примерно 10 мин . По этим данным вычислялось диффузионное число Стентона $St_d = j_w/(\rho_0 U_0 C_w)$. Погрешность определения St_d составила 15% .

Результаты экспериментов. Влияние основных определяющих параметров на интенсивность массообмена иллюстрируют рис. 2, 3. В случае отсутствия горения (рис. 2, а) минимальное отклонение от расчетной зависимости для турбулентного пограничного слоя ($St_d = 0,029 Re_x^{-0,2} Sc^{-0,6}$, критерий Шмидта $Sc = 1,3$) наблюдается при $Tu_0 = 1\%$ и $h = 3\text{ мм}$. Для остальных данных, в том числе полученных при $Tu_0 = 18\text{--}26\%$, на экспериментальных зависимостях можно отметить участки, где $St_d \sim Re_x^{-0,5}$. Расслоение

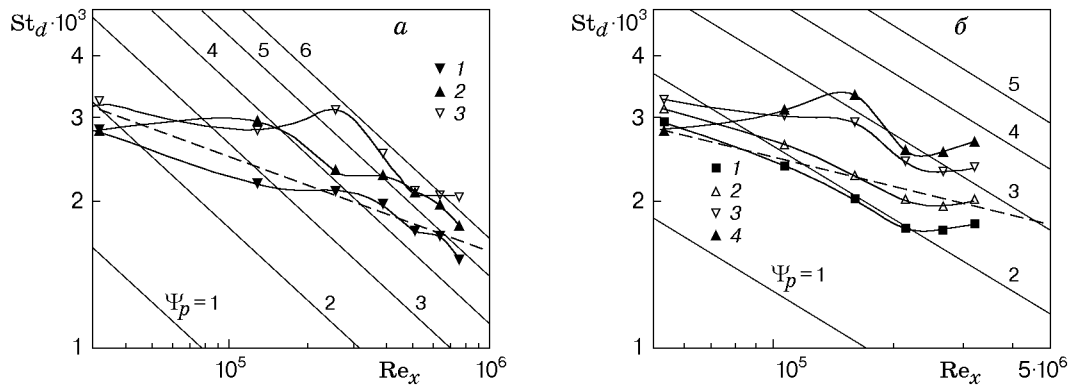


Рис. 2. Изменение интенсивности массопереноса по длине канала при испарении этанола (штриховая линия — $St_d = 0,029 Re_x^{-0,2} Sc^{-0,6}$):

a — без горения ($St_d = \Psi_p 0,332 Re_x^{-0,5} Sc^{-0,66}$): 1 — $Tu_0 = 1\%$, $h = 3$ мм; 2 — $Tu_0 = 1\%$, $h = 6$ мм; 3 — $Tu_0 = 18\%$, $h = 6$ мм; *б* — с горением ($St_d = \Psi_p 0,41 Re_x^{-0,5}$) при $Tu_0 = 18\%$: 1 — $h = 6$ мм; 2 — $h = 9$ мм; 3 — $h = 12$ мм; 4 — $h = 15$ мм

описывается формулой $St_d = \Psi_p 0,332 Re_x^{-0,5} Sc^{-0,66}$, где $\Psi_p = 1, 2, 3, \dots$. Аналогичный эффект отмечен в [7]. Числа Re_x , при которых происходит переход с одного уровня на другой, изменяются с изменением не только высоты преграды, но и степени турбулентности.

В случае горения (рис. 2, *б*) уровни интенсивности массообмена отсутствуют при $Tu_0 = 1\%$ и наблюдаются в опытах при повышенной степени турбулентности. Из рис. 2, *б* следует, что с увеличением высоты ребра в интервале $h = 6 \div 15$ мм происходит скачкообразное возрастание скорости выгорания. Оно также соответствует переходу с уровня $\Psi_p = 2$ на уровень $\Psi_p = 3$. Зависимость для массообмена в пограничном слое с горением этанола [7] $St_d = \Psi_p 0,41 Re_x^{-0,5}$ показана на рис. 2, *б*.

На рис. 3, *а* осредненные по длине канала значения потока вещества J_w в опытах без горения отнесены к среднему потоку вещества J^* при $Tu_0 = 1\%$ и $h = 0$ (высота канала $H = 100$ мм). Видно, что только в случае $h = 0$ значения $\langle J \rangle = J_w / J^*$ возрастают с увеличением Tu_0 во всем исследованном интервале. При этом рост интенсивности примерно на 25% характерен для опытов с турбулизированным пограничным слоем [8, 9]. Для других значений h (например, $h = 15$ мм) отличие скоростей испарения при $Tu_0 = 8\%$ и $Tu_0 = 26\%$ незначительно. В экспериментах не наблюдалось различия данных для $h = 0$

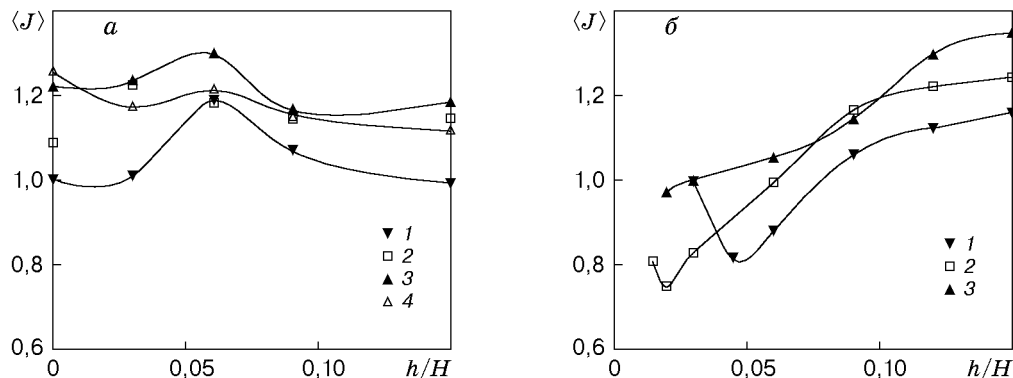


Рис. 3. Средняя по длине канала скорость испарения этанола:

a — без горения; *б* — с горением; 1 — $Tu_0 = 1\%$, 2 — $Tu_0 = 8\%$, 3 — $Tu_0 = 18\%$, 4 — $Tu_0 = 26\%$

и $h = 15$ мм при $Tu_0 = 1\%$, а в точке максимума (при $h = 6$ мм) осредненный массообмен увеличивается примерно на 20% (локальный рост здесь достигает примерно 47%).

Результаты опытов с горением показаны на рис. 3, б. Здесь нормировка осуществлялась по данным эксперимента с испарением и горением при $h = 3$ мм и $Tu_0 = 1\%$. Видно, что в реагирующем пограничном слое диапазон средних относительных потоков вещества шире, чем в случае без горения. В опытах с $Tu_0 = 1; 8\%$ наблюдаются минимумы значений $\langle J \rangle$, а для $Tu_0 = 18\%$ с ростом высоты ребра скорость выгорания возрастает монотонно.

Однако не для всех значений h и Tu_0 оказалось возможным провести подобные опыты. Предварительные эксперименты с горением в турбулизованном потоке показали, что область существования пламени, стабилизированного ребром, ограничена (рис. 4). В условиях $Tu_0 = 1\%$, $h < 3$ мм пламя срывается уже при скоростях потока 3–5 м/с, а при $h = 3$ мм горение устойчиво в широком диапазоне скоростей, который уменьшается с ростом степени турбулентности и увеличивается с ростом высоты ребра. Скорость срыва U_b достигает максимума при определенных значениях h и Tu_0 .

Обсуждение результатов. Интерпретация результатов исследования тепло- и массообмена в пограничном слое зависит от формы их представления [4]. В настоящей работе данные, полученные в опытах с горением и без него, представлены в одной и той же критериальной обработке, так как в обоих случаях вблизи стенки отсутствуют химические реакции и остается неизменным механизм переноса — адиабатическое испарение без вдува. Измерения проведены на одном и том же рабочем участке, пространственное разрешение которого составляет 40 и 80 мм. Оно определяется длиной пористых пластин и может быть недостаточным для случая испарения без горения. Из рис. 2 следует, что интенсивности массопереноса в условиях экспериментов с горением и без него — это величины одного порядка, а их различие обусловлено в основном особенностями массопереноса в переходном режиме течения. При использовании решеток и ребер — традиционных средств управления турбулентностью в пограничном слое — многократная ламинаризация может не только не исчезнуть, но даже усилиться. Этот вывод подтверждается опытами по теплообмену, в которых пространственное разрешение сопоставимо с диаметром термомпары.

На рис. 5 представлены результаты измерений теплоотдачи [10] на затупленной пластине при низкой степени турбулентности в канале и данные опытов [11] для случая обтекания ребра и уступа при различных значениях степени турбулентности. Здесь же приведены результаты прямого численного моделирования [2]. В работе [2] область отрыва на нижней стенке канала создавалась путем отсоса воздуха через щель на верхней

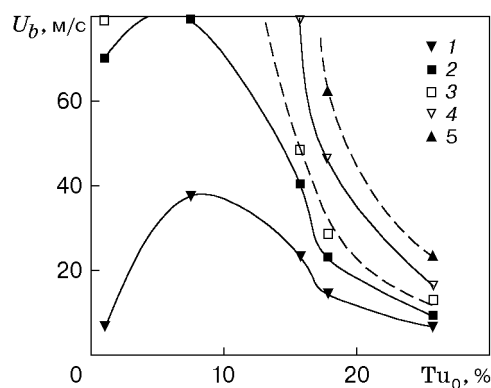


Рис. 4. Скорость срыва пламени при горении испаряющегося этанола в турбулизованном воздушном потоке:

1 — $h = 2$ мм; 2 — $h = 3$ мм; 3 — $h = 6$ мм; 4 — $h = 9$ мм; 5 — $h = 15$ мм

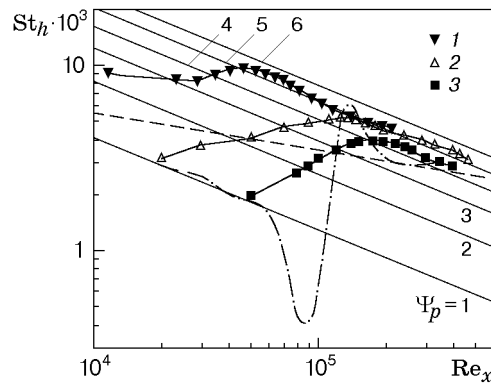


Рис. 5. Расслоение результатов опытов по теплообмену в турбулизированном пограничном слое с локальным отрывом в различных случаях обтекания:

1 — затупленная пластина толщиной 2 см ($Tu_0 = 0,8\%$, $U_0 = 8,7$ м/с) [10]; 2 — ребро ($Tu_0 = 14,2\%$, $U_0 = 20$ м/с, $h = 6$ мм) [11]; 3 — уступ ($Tu_0 = 1,5\%$, $U_0 = 20$ м/с, $h = 20$ мм) [11]; сплошные линии — $St_h = \Psi_p 0,332 Re_x^{-0,5} Pr^{-0,66}$; штриховая — $St_h = 0,029 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}$; штрихпунктирная — расчет для канала с отрывным пузырьком [2]

стенке, степень турбулентности на входе, по-видимому, нулевая. Видно, что результаты экспериментальных исследований ($St_h = q_w / (\rho_0 U_0 C_p \Delta T)$) расслаиваются по уровням интенсивности [7]. Таким же образом могут расслаиваться данные [12] по теплообмену за уступом. В [12] исследовался байпасный (без образования волн Толлмина — Шлихтинга) ламинарно-турбулентный переход, условием существования которого является повышенная турбулентность ядра потока и наличие области замкнутого отрыва. Очевидно, что дискретные изменения интенсивности тепло- и массообмена в опытах с горением и без него являются свойством такого ламинарно-турбулентного перехода.

Горение хорошо визуализирует течение, благодаря чему установлено, что срыв пламени происходит сразу же за зоной рециркуляции, по-видимому, в точке присоединения. Срыв может быть обратимым. В опытах с $Tu_0 > 8\%$ и $h > 6$ мм, например в случае $U > U_b$, горение сохраняется лишь на участке до точки присоединения. Если же скорость потока вновь уменьшить ($U < U_b$), то горение восстанавливается на всей длине канала. В [13] также исследовались условия существования пламени, но без стабилизации ребром и без учета уровня турбулентности. Получено, что с ростом U_0 передняя кромка пламени смещается вниз по потоку.

Визуальным наблюдением установлено, что в зоне рециркуляции вблизи жидкости горение отсутствует. В результате на стенке возможно появление больших продольных градиентов температуры, из-за которых определение значений C_w и St_d затруднено. Поэтому данные для первой пластины в опытах с горением (см. рис. 2, б) не рассматриваются.

В опытах с горением можно проследить образование крупномасштабных структур, по-видимому, влияющих на тепло- и массообмен. Их контуры в пламени выделяются оттенками голубого или желтого цвета. По мере увеличения скорости воздушного потока вихрь за ребром искривляется в нескольких местах и делится с образованием петлевых шпилькообразных структур, подобных наблюдавшимся в [14]. Их ножки подвижны в трансверсальном направлении, а головки удерживаются за ребром. Далее эта система вихрей разрушается с образованием областей присоединения и областей релаксации, т. е. “стоячей волны” [7].

Из визуальных наблюдений следует, что в опыте с $Tu_0 = 1\%$ и $h = 4,5$ мм (минимальное выгорание) присутствуют шпилькообразные структуры (см. рис. 3, б). Передняя кромка пламени сравнительно толстая, удалена от ребра на 20–25 мм, видны неоднород-

ности желтого цвета, протянувшиеся на всю длину канала. Опытные данные $St(Re)$ не соответствуют уровням. При $Tu_0 = 18\%$ и $h = 12$ мм области с цветовыми отличиями дважды приближаются к стенке, в пламени выделяются контуры перевернутой волны или “циклоиды”, две вершины которой касаются поверхности пористых пластин. Зависимость $St(Re)$ расслаивается на уровни (см. рис. 2,б). В другой точке минимума скорости выгорания (см. рис. 3,б; $Tu_0 = 8\%$ и $h = 2$ мм) массообмен более, чем в других случаях, соответствует ламинарному: числа Стентона для четырех из семи пластин совпадают с расчетом для случая $\Psi_p = 1$. В этом случае пламя имеет вид однородной голубой сравнительно тонкой пелены, передняя кромка которой отстоит от ребра на 2–3 мм.

Возможно, что и в случае испарения без горения крупномасштабные структуры могут являться причиной немонотонных изменений массообмена. Для их образования, по-видимому, необходимо определенное сочетание значений U_0 , Tu_0 , h . Эти структуры могут вызвать расслоение результатов опытов по теплообмену [10, 11] (см. рис. 5). Возможно, что благодаря им не происходит значительного снижения интенсивности теплообмена в окрестности отрыва, как это следует из расчета [2]. Увеличение вязкости при горении не препятствует расслоению на уровни интенсивности массообмена в турбулизованном воздушном потоке. Это расслоение может быть значительным. Например, для $Re_x = 2,13 \cdot 10^5$ и $Tu_0 = 8\%$ местная скорость выгорания увеличивается примерно в три раза при изменении высоты ребра от 2 до 15 мм. Это также подтверждает вывод [15] о том, что с точки зрения управления процессами переноса наиболее благоприятные условия создаются именно в переходном режиме течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Le H., Moin P., Kim J.** Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 330, N 10. P. 349–376.
2. **Спаларт Ф., Стрелец М. Х., Травин А. К., Шур М. Л.** Расчет гидродинамики и теплообмена в переходном отрывном пузыре на плоской поверхности // Тр. II Рос. нац. конф. по тепломассообмену, Москва, 26–30 окт. 1998 г. Т. 2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. М.: Моск. энерг. ин-т, 1998. С. 240–243.
3. **Ota T., Nishiyama H.** Correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1987. V. 30, N 6. P. 1193–1200.
4. **Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И.** Тепло- и массообмен в пограничном слое при испарении и горении этанола // *Физика горения и взрыва.* 1994. Т. 30, № 1. С. 8–15.
5. **Бэтчелор Дж. К.** Теория однородной турбулентности. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.
6. **Хэнкок, Брэдшоу.** Влияние турбулентности невозмущенного потока на характеристики турбулентных пограничных слоев // Тр. Амер. о-ва инженеров-механиков. 1983. Сер. Д. Т. 105, № 3. С. 126–133.
7. **Бояршинов Б. Ф.** К анализу опытных данных по тепло- и массопереносу в пограничном слое // *Физика горения и взрыва.* 1998. Т. 34, № 2. С. 73–81.
8. **Блэр.** Влияние турбулентности внешнего течения на теплообмен и развитие среднего профиля турбулентного пограничного слоя. 2. Анализ полученных результатов // *Теплопередача.* 1983. Т. 105, № 1. С. 41–48.
9. **Тепловая защита стенок плазмотронов** / Под ред. А. И. Леонтьева, Э. П. Волčkова, В. П. Лебедева и др. Т. 15. Низкотемпературная плазма. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 1995.
10. **Ота, Кон.** Теплообмен в области отрыва и последующего присоединения течения при обтекании плоской пластины с затупленной передней кромкой // *Теплопередача.* 1974. Т. 96, № 4. С. 29–31.

11. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Теплообмен в отрывных областях турбулизированных потоков // Тр. II Рос. нац. конф. по тепломассообмену, Москва, 26–30 окт. 1998 г. Т. 2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. М.: Моск. энерг. ин-т, 1998. С. 244–247.
12. **Эпик Э. Я., Юшина Л. Е., Супрун Т. Т.** Теплоотдача в зоне релаксации за локальным замкнутым отрывом различного типа // Там же. С. 282–285.
13. **Ярин А. Л.** О срыве пламени горячей жидкости воздушным потоком // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 3–12.
14. **Smith C. R., Schwarz S. P.** Observation of streamwise rotation in near-wall region of turbulent boundary layers // Phys. Fluids. 1983. V. 26, N 3. P. 641–652.
15. **Бояршинов Б. Ф.** Исследование причин немонотонного изменения интенсивности процессов переноса в пограничном слое // Тр. II Рос. нац. конф. по тепломассообмену, Москва, 26–30 окт. 1998 г. Т. 2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. М.: Моск. энерг. ин-т, 1998. С. 66–69.

*Поступила в редакцию 22/X 1999 г.,
в окончательном варианте — 11/I 2000 г.*
