

УДК 536.244:532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА  
В ОТРЫВНЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ УСТУПАМИ

*Б. Е. Лужанский, В. П. Солнцев*

(*Москва*)

Изложены результаты экспериментального исследования теплообмена в зонах отрыва турбулентного пограничного слоя перед цилиндрическими уступами при дозвуковой скорости воздушного потока.

Исследование проводилось при изменении отношения диаметра уступа к высоте от 0.25 до 4, отношения толщины пограничного слоя в точке отрыва к высоте уступа от 0.09 до 0.7, числа Рейнольдса, рассчитанного по параметрам набегающего потока, к высоте уступа от  $10^4$  до  $4 \cdot 10^5$ . Число Маха достигало 0.85. Температурный фактор равнялся 0.7.

Показано, что распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне зависит от чисел Рейнольдса и Эйлера, отношения толщины вытеснения пограничного слоя к диаметру (или высоте) уступа и отношения диаметра к высоте.

Получены критериальные зависимости, обобщающие данные по теплообмену в характерных точках отрывных зон, а также безразмерные распределения коэффициентов теплоотдачи для определения тепловых потоков на пластине в плоскости симметрии отрывной зоны перед уступами.

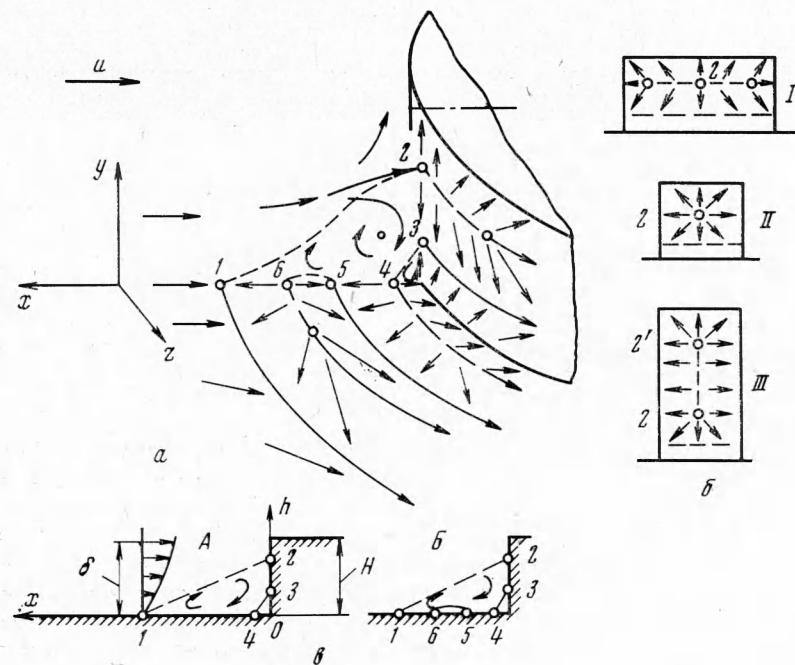
1. Теплообмен на поверхности тел сложной формы, имеющих уступы, связан с отрывом пограничного слоя и образованием отрывных зон. Результаты исследования теплообмена в двухмерных отрывных зонах перед уступами при дозвуковой скорости потока изложены в работе [1]. Течение в зонах отрыва трехмерного турбулентного пограничного слоя перед уступами в виде цилиндров, прямоугольных параллелепипедов и щитков исследовалось в работе [2]. В ней приведены данные по схемам течения и характерным размерам отрывных зон. В данной статье излагаются некоторые результаты исследования теплообмена в трехмерных отрывных зонах, образующихся при отрыве турбулентного пограничного слоя перед цилиндрическими уступами, установленными на пластину.

Эксперименты проводились на дозвуковой аэродинамической трубе с открытой рабочей частью. Экспериментальный участок представлял собой пластину шириной 350 м.м. и длиной 700 м.м., на которую устанавливались цилиндрические уступы диаметром  $D$  от 30 до 120 м.м. и высотой  $H = 30$  м.м. При  $D^\circ = D/H = 0.25$  высота уступа  $H = 120$  м.м. Толщина турбулентного пограничного слоя в плоскости симметрии отрывного сечения перед уступом  $\delta$  изменялась от 2.7 до 20 м.м.

Исследование теплообмена проводилось методом, основанным на теории регулярного режима первого рода. В плоскости симметрии пластины и уступов располагались пакеты из 31 и 20 плоских медных калориметров шириной 5 м.м. и толщиной от 1 до 5 м.м. Изменение температуры калориметров фиксировалось на осциллографах ОТ-24.

Для анализа и обобщения данных по теплообмену использовались результаты исследования течения в окрестности уступов, которое включало визуализацию течения на поверхности уступов и пластины, определение характерных размеров отрывных зон, распределения статического давления и параметров пограничного слоя в отрывном сечении перед уступом.

Схемы течения в трехмерных отрывных зонах, выявленные в результате исследования (см. работу [2]), показаны на фиг. 1. Турбулентный пограничный слой отрывается от пластины на линии отрыва 1 и присоединяется к лобовой поверхности уступа на линии или в точке растекания 2, образуя перед уступом трехмерную отрывную зону. При небольшой трехмерности течения в отрывной зоне присоединение потока в лобовой поверхности уступа происходит по схеме I (фиг. 1, б) с образованием линии растекания, аналогичной линии растекания в случае двухмерного течения перед уступом. При большой трехмерности течения реализуются схемы II или III с образованием точки растекания 2 или линии растекания 2—2'.



Фиг. 1

Течение в плоскости симметрии осуществляется по двум схемам, совпадающим со схемами течения в двухмерных отрывных зонах перед уступом (фиг. 1, в). При течении типа А в отрывной зоне наблюдается одна дополнительная циркуляционная зона, образующаяся при отрыве пристеночного пограничного слоя на линии отрыва 3 и присоединения его к пластине на линии растекания 4. При течении типа Б кроме зоны 3—4 существует еще одна дополнительная циркуляционная зона с отрывом пристеночного пограничного слоя на линии 5 и присоединением его к пластине на линии или в точке растекания 6.

Картина течения в окрестности уступа определяется параметрами  $D^\circ$ ,  $\delta^* / H$  и, как и в случае двухмерного течения, зависит от критериев Эйлера  $E = p / \rho u^2$  и Рейнольдса  $R = uH\rho / \mu$  или  $R' = uD\rho / \mu$ , где  $\delta^*$  — толщина вытеснения пограничного слоя в плоскости симметрии в точке 1,  $u$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  — скорость, плотность, статическое давление и динамический коэффициент вязкости в набегающем потоке.

2. Типичные распределения коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$  [ $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$ ] в плоскости симметрии отрывной зоны представлены на фиг. 2 ( $D^\circ = 2$ ,  $\delta^* / H = 0.03$ ),  $x^\circ = x / H$ ,  $h^\circ = h / H$ , где  $x$  и  $h$  — координа-

ты, отсчитываемые от основания уступа (фиг. 1, *в*). Экспериментальные данные, соответствующие точкам 1, получены при  $R = 6 \cdot 10^4$  и  $E = 26$ , а точкам 2 — при  $R = 2.9 \cdot 10^5$  и  $E = 0.85$ .

Для второго режима на фиг. 2 показано распределение коэффициентов статического давления

$$C = 2(p_0 - p) / \rho u^2$$

где  $p_0$  — статическое давление на поверхности.

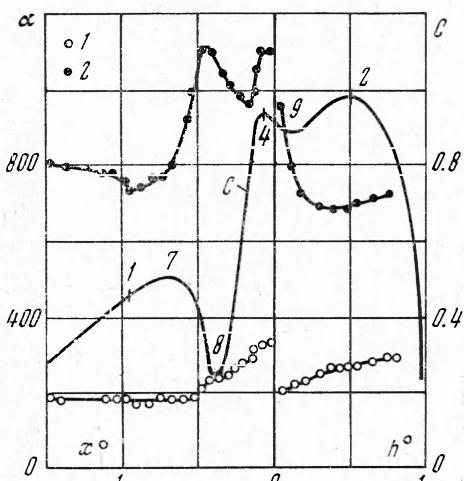
Там же штрихами отмечены координаты точек отрыва 1, присоединения пограничного слоя 2 и точки растекания 4 (см. фиг. 1), выявленные в результате исследования структуры течения. Анализ экспериментальных данных показал, что распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне неавтомодельно и зависит от чисел Рейнольдса, Эйлера, параметров  $D^\circ$  и  $\delta^* / H$ .

Рассмотрим распределение тепловых потоков на уступе. При небольших числах  $R$  (точки 1 на фиг. 2)  $\alpha$  в отрывной зоне монотонно уменьшается от точки растекания 2 к основанию уступа. При больших числах Рейнольдса, например при  $R = 2.9 \cdot 10^5$  (точки 2 на фиг. 2), характер распределения тепловых потоков изменяется и значения  $\alpha$  у основания уступа превышают значения  $\alpha$  в точке растекания 2. Это объясняется тем, что при увеличении числа Рейнольдса в пристеночном пограничном слое на уступе появляется переходный режим теплообмена.

Характер распределения  $\alpha$  в отрывной зоне на пластине также зависит от чисел Рейнольдса. При небольших числах  $R$ , например при  $R = 6 \cdot 10^4$  (точки 1 на фиг. 2), максимум  $\alpha$  в трехмерной отрывной зоне совпадает с линией растекания 4 (фиг. 1) у основания уступа. При больших числах Рейнольдса (точки 2 на фиг. 2) имеется второй максимум  $\alpha$  в конце ускоренного участка течения, приблизительно совпадающий с точкой 8 (фиг. 2) минимума статического давления на пластине в отрывной зоне. Критериальная обработка данных теплообмена по местным параметрам течения, проведенная по методике работы [3] показала, что в этом случае на участке ускоренного течения от точки 4 в пристеночном пограничном слое происходит переход ламинарного режима течения в турбулентный. Скорость на границе пристеночного пограничного слоя при течении от точки растекания 4 возрастает по закону, близкому к степенному с показателем степени 0.6—0.8. Поэтому на ламинарном участке течения  $\alpha$  уменьшается, а на турбулентном — возрастает.

Следует отметить, что к аналогичным изменениям характера распределения  $\alpha$  на пластине и уступе приводит не только увеличение числа  $R$ , но и изменение числа Эйлера, параметров  $\delta^* / H$  и  $D^\circ$ , если оно вызывает увеличение локальных значений чисел Рейнольдса в отрывной зоне.

3. Отсутствие автомодельности в распределении тепловых потоков, различие режимов теплообмена и схем течения на отдельных участках отрывной зоны существенно затрудняют расчет локальных значений коэффициента теплоотдачи в отрывной зоне. Ниже приводятся резуль-



Фиг. 2

таты обработки данных по теплообмену в характерных точках плоскости симметрии отрывных зон.

Рассмотрим теплообмен в точке растекания 2 на уступе. В случае течения по схеме 1 (фиг. 1, б) в точке 2  $du/dh \gg du/dz$ . Обработка данных по теплообмену показала, что в окрестности линии растекания, так же как и в случае двухмерного течения [3], осуществляется своеобразный ламинарный режим теплообмена. Принимая, что теплообмен в точке 2 зависит от градиента скорости аналогично теплообмену на линии растекания ламинарного пограничного слоя, и учитывая, что по данным экспериментов

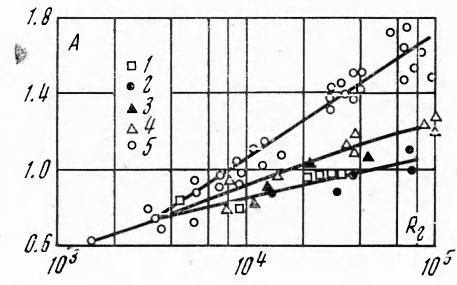
$$\left( \frac{du}{dh} \right)_2 \sim \frac{u_9}{h_2} \sim \frac{u}{h_2} \left[ (C_2 - C_9) \frac{\rho}{\rho_2} \right]^{0.5} \quad (3.1)$$

расчет  $a_2$  можно провести по зависимости

$$N_2 = AR_2^{0.5} \quad (3.2)$$

$$N_2 = a_2 h_2 / \lambda, \quad R_2 = uh_2 \rho_2 u^{-1} [(C_2 - C_9) \rho / \rho_2]^{0.5}$$

где  $u_9$  — максимальная скорость на границе пристеночного пограничного слоя на уступе. Индексы 1—9 соответствуют параметрам в точках, обозначенных на фиг. 1 и 2.



Фиг. 3

Коэффициент пропорциональности  $A$  не является постоянной величиной. Обработка полученных данных, результаты которой представлены на фиг. 3, показала, что зависимость  $A = f(R, E, D^\circ, \delta^*/H)$  для уступов различной геометрической формы может быть обобщена в виде зависимости от числа  $R_2$  и параметра

$$u^* = [(C_2 - C_7) / (1 - C_7)]^{0.5}$$

Параметр  $u^*$  имеет смысл безразмерной скорости на разделяющей линии тока в сечении, совпадающем с точкой 7 (фиг. 2) максимума статического давления в отрывной зоне на пластине.

Экспериментальные точки 1 и 2 соответствуют значениям  $u^* = 0.9$ , точки 3 и 4 — 0.7, а точки 5 — 0.4—0.6. Точки 1 получены при обработке данных по теплообмену на лобовой поверхности цилиндрических уступов с  $D^\circ = 4$ . Остальные точки получены обработкой экспериментальных данных авторов по теплообмену на лобовой поверхности уступов в виде прямоугольных параллелепипедов с отношением ширины к высоте 2 и 4 (точки 2 и 3 соответственно) и в случае двухмерного течения перед уступом при изменении  $\delta^*/H$  от 0.06 до 0.8 (точки 4 и 5). Величина температурного фактора  $T_0 = 0.7$ , число Прандтля  $\sigma = 0.7$ .

При увеличении числа  $R_2 A$  возрастает в 2—3 раза, что, по-видимому, связано с влиянием повышенной турбулентности в отрывной зоне на ламинарный теплообмен в окрестности точки 2. При уменьшении  $\delta^*/H$  и  $D^\circ$  к точке растекания 2 подходят струйки тока из областей, приближающихся к границе пограничного слоя, что соответствует увеличению параметра  $u^*$  и уменьшению интенсивности турбулентности. Данные по изменению  $A = f(R_2, u^*)$  качественно согласуются с данными [4] по влиянию числа Рейнольдса и интенсивности турбулентности потока на теплообмен на ламинарном участке ускоренного течения.

Анализ данных по теплообмену на уступе при течении по схемам II и III (фиг. 1, б) показал, что в точке 2 также осуществляется ламинарный

режим теплообмена. При этом  $(du / dh)_2 \leq (du / dz)_2$  и в исследованном диапазоне параметров  $D^0$  и  $\delta^* / D$   $(du/dz)_2 \sim u / D$ . Расчет  $\alpha_2$  в этом случае целесообразно проводить по зависимости

$$N_2' = B (R_2')^{0.5}, \quad N_2' = \alpha D / \lambda, \quad R_2' = u D \rho_2 / \mu \quad (3.3)$$

На фиг. 4 представлена зависимость коэффициента пропорциональности  $B$  от параметров  $D^0$  и  $\delta^* / D$ . Экспериментальные точки 1—5 соответствуют числам  $R' \cdot 10^{-5} = 0.7, 1.2, 2, 4$  и  $9$ . Кривая 1 осредняет данные, полученные при  $D^0 = 1$ , кривая 2 — при  $D^0 = 2$ . Пунктирная прямая соответствует расчетному значению коэффициента  $B$  на линии растекания бесконечного поперечно обтекаемого цилиндра при  $\sigma = 0.7$  и  $T_0 = 0.7$ . Расчетное значение  $B$  для цилиндра хорошо совпадает с экспериментальными данными, полученными на данной аэродинамической трубе. Это свидетельствует об отсутствии влияния турбулентности набегающего потока на теплообмен на линии растекания цилиндра неограниченной длины.

В отличие от коэффициента  $A$  зависимости (3.2) коэффициент пропорциональности  $B$  в исследованном диапазоне параметров не зависит от числа Рейнольдса. Увеличение  $B$  с ростом параметра  $\delta^* / D$  связано с увеличением трехмерности течения в окрестности точки 2. Так, при  $D^0 = 1$  и  $\delta^* / D \approx 0.04$  происходит перестройка схемы течения на лобовой поверхности уступа от III к II. Увеличение параметра  $D^0$  от 1 до 2 также приводит к росту трехмерности течения в точке 2 и увеличению  $B$ .

Рассмотрим теплообмен на пластине в точках отрыва 1, растекания 4 (фиг. 1) и в точке максимума скорости в зоне обратных токов 8 (фиг. 2).

Теплообмен в точке отрыва 1 может быть рассчитан по зависимости

$$N_1 = 0.029 R_1^{0.8} \sigma^{0.4} T_0^{0.39} \quad (3.4)$$

$$N_1 = \alpha_1 l_1 / \lambda_0, \quad R_1 = u_1 l_1 \rho_1 / \mu_0$$

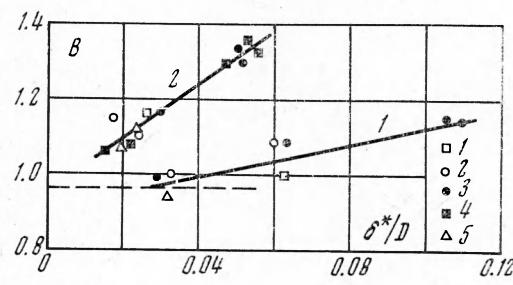
где  $l_1$  — эффективная координата, рассчитанная по методике работы [5]. Индекс 0 относится к параметрам при температуре стенки.

Расчет  $l_1$  вызывает некоторые затруднения, связанные с учетом трехмерности течения.

Анализ показал, что в широком диапазоне изменения параметров  $D^0$  и  $\delta^* / D$  для расчета  $\alpha_1$  может быть использована упрощенная методика. По этой методике  $l_1$  рассчитывается по распределению скорости на границе пограничного слоя без учета растекания, т. е. как в случае двухмерного течения [5]. Влияние растекания от плоскости симметрии на теплообмен в точке отрыва пограничного слоя учитывается с помощью экспериментального коэффициента  $K$ . Для случая несжимаемого течения зависимость для расчета  $l_1$  можно преобразовать к виду

$$l_1 = (1 - C)^{-0.5} \int_0^{l_1} (1 - C)^{0.5} dl \quad (3.5)$$

На фиг. 5 показаны результаты обработки экспериментальных данных, при которой  $l_1$  определялось по зависимости (3.5). Экспериментальные



Фиг. 4

точки 1—4 получены при  $D^\circ = 0.25, 1, 2$  и 4 соответственно и  $\delta^*/D = 0.01—0.1$ . Точки 5—7 получены при экспериментах с уступами в виде прямоугольных параллелепипедов с отношением ширины к высоте 1, 2 и 4. Зависимость (3.4) показана пунктирной прямой 8. Все данные обобщаются зависимостью

$$N_1 = 0.029 K R_1^{0.8} \delta^{0.4} T_0^{0.39} \quad (3.6)$$

причем в исследованном диапазоне параметров  $K = 1.3$  (линия 9). В общем случае поправочный коэффициент  $K$ , по-видимому, зависит от параметров  $D^\circ$  и  $\delta^*/H$ . Для случая двухмерного течения ( $D^\circ = \infty$ )  $K = 1$  [1].

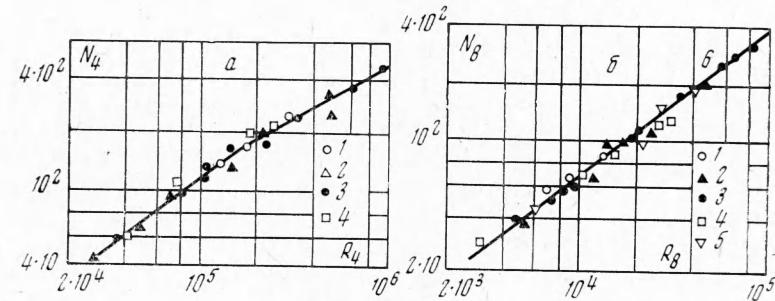
На фиг. 6, а и б приведены результаты обработки данных по теплообмену в точках 4 (фиг. 1) и 8 (фиг. 2). Экспериментальные точки 1—4 соответствуют значениям  $D^\circ = 0.25, 1, 2$  и 4, точки 5 — случаю двухмерного течения перед уступом. Все данные по теплообмену в точке растекания 4 в исследованном диапазоне параметров могут быть обобщены одной кривой в координатах

$$N_4 = \alpha h_2 / \lambda, \quad R_4 = u h_2 \rho_4 / \mu$$

Анализ экспериментальных данных на участке течения 4—8 показал, что за характерные величины, определяющие теплообмен в точке 8, могут быть выбраны максимальная скорость в зоне обратных токов  $u_8$  и координата  $x_8$ . Использование этих величин позволило обобщить данные, полученные при  $D^\circ = 0.25—4$  и  $\delta^*/D = 0.01—0.1$ ,  $D^\circ = \infty$  и  $\delta^*/H = 0.03—0.8$ ,  $R = 10^4—4 \cdot 10^5$  и  $E = 0.85—200$  одной зависимостью

$$N_8 = 0.04 R_8^{0.8} \quad (N_8 = \alpha_8 x_8 / \lambda, \quad R_8 = u_8 x_8 \rho_8 / \mu) \quad (3.7)$$

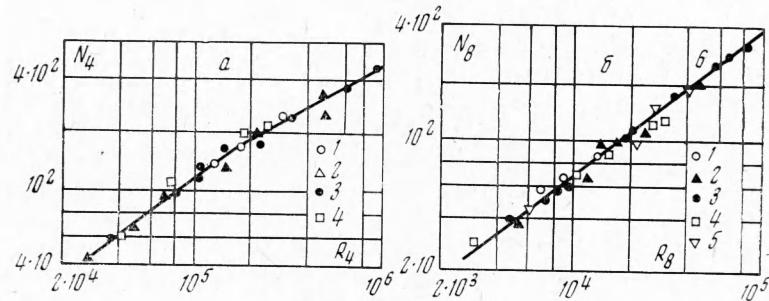
Критериальная зависимость (3.7) получена при  $T_0 = 0.7$ ,  $\sigma = 0.7$ .  $R_8 = 3 \cdot 10^3—10^5$  и показана на фиг. 6, б прямой 6.



Фиг. 5

Отсутствие автомодельности в распределении тепловых потоков в отрывной зоне значительно затрудняет обобщение экспериментальных данных. Распределение коэффициентов теплоотдачи в плоскости симметрии отрывной зоны перед уступом оказалось удобным представить в координатах

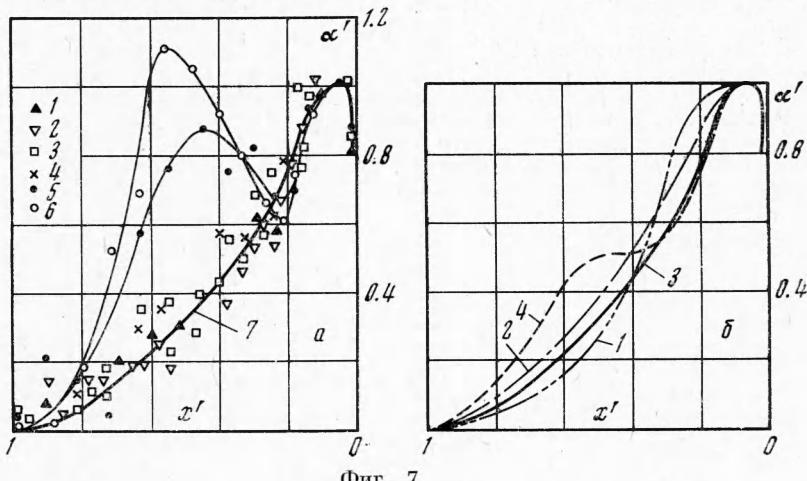
$$\alpha' = (\alpha - \alpha_1) / (\alpha_4 - \alpha_1), \quad x' = x / x_1$$



Фиг. 6

На фиг. 7, а показаны безразмерные распределения коэффициентов теплоотдачи перед цилиндрическим уступом при  $D^\circ = 2$ . Экспериментальные точки 1—6 получены при  $R_8 \cdot 10^{-4} = 0.3, 0.5, 0.8, 2, 4$  и 8 соответственно. При  $R_8 \leq 2 \cdot 10^4$ , когда на участке течения 4—8 не происходит перехода ламинарного режима течения в турбулентный, экспериментальные данные, полученные при различных значениях чисел  $R, E$  и  $\delta^*/D$  могут быть обобщены одной кривой, обозначенной сплошной линией 7.

При других значениях  $D^\circ$  также не происходит расслоения кривых  $\alpha' = f(x')$ , если  $R_8 < (2-3) \cdot 10^4$ . Безразмерные распределения  $\alpha'$  при  $D^\circ = 0.25, 1, 2$  и  $4$ , не зависящие от числа  $R_8$ , показаны на фиг. 7, б кривыми 1, 2, 3, и 4 соответственно.



Фиг. 7

При больших числах  $R_8$  распределение  $\alpha$  в плоскости симметрии отрывной зоны перед уступом может быть определено по номограммам, аналогичным фиг. 7, а для  $D^\circ = 2$ . При этом в качестве параметра, определяющего расслоение кривых, можно использовать значение  $\alpha_8$ .

В результате проведенной работы исследован теплообмен в плоскости симметрии зон отрыва турбулентного пограничного слоя перед цилиндрическими уступами. Получены зависимости для расчета тепловых потоков, в которых используются имеющиеся данные по распределению статического давления, скорости и характерным размерам отрывных зон.

Авторы благодарны В. С. Авдуевскому за обсуждение результатов работы.

Поступила 10 V 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

- Лужанский Б. Е., Солнцев В. П. Экспериментальное исследование теплообмена в зонах отрыва турбулентного пограничного слоя перед уступом. ПМТФ, 1971, № 1.
- Лужанский Б. Е., Солнцев В. П. Экспериментальное исследование течения в трехмерных отрывных зонах перед уступами. ПМТФ, 1972, № 1.
- Лужанский Б. Е., Солнцев В. П., Лимонов В. Г. К вопросу о расчете теплообмена в отрывных зонах с использованием местных параметров течения на границе пристеночного слоя. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 1.
- Kestin J. The effect of free-stream turbulence on heat transfer. Advances Heat Transfer., vol. 3, New York — London, Acad. Press., 1966.
- Авдуевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1962, № 4.