

7. Schooley A. H., Hughes B. A. An experimental and theoretical study of internal waves generated by the collapse of a two-dimensional mixed region in a density gradient.— «J. Fluid Mech.», 1972, vol. 51, p. 1.
8. Hartman R. I., Lewis H. W. Wake collapse in a stratified fluid: linear treatment.— «J. Fluid Mech.», 1972, vol. 51, p. 3.
9. Mei C. C. Collapse of a homogeneous fluid mass in a stratified fluid.— In: Proc. 12th Intern. Congress Appl. Mech. Stanford Univ., 1968.
10. Никишов В. И., Стеценко А. Г. Образование внутренних волн, порождаемых схлопыванием однородного «пятна» в статифицированной жидкости.— В кн.: Гидромеханика. Вып. 32. Киев, «Наукова думка», 1975.

УДК 532.526.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В ПРЯМОМ ДВУГРАННОМ УГЛЕ

В. И. Корнилов, А. М. Харитонов

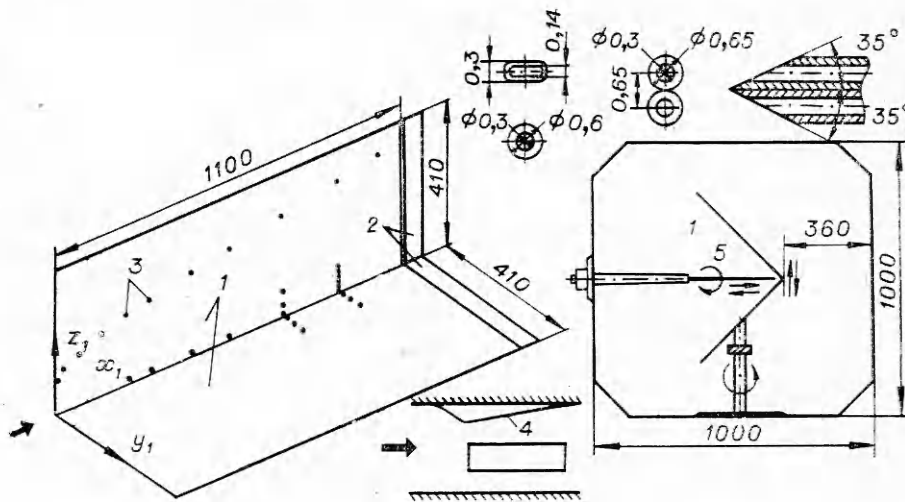
(Новосибирск)

Взаимодействие двух смежных турбулентных пограничных слоев, реализующееся при продольном обтекании пересекающихся поверхностей, относится к сложным видам вязких течений. Подобные течения весьма часто встречаются на практике, например в местах сопряжения отдельных частей летательного аппарата, при обтекании крестообразных и V-образных крыльев и т. д. Однако, несмотря на практическую важность, структура вязкого взаимодействия в угловых конфигурациях до сих пор остается экспериментально малоизученной. Теоретические исследования, как правило, не учитывают пространственный характер течения в углах, и поэтому полученные результаты плохо согласуются с опытами.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию интегральных характеристик пограничного слоя, определению протяженности области взаимодействия при различных числах Рейнольдса и изучению влияния продольного градиента давления.

Опыты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР Т-324 [1] на модели прямого двугранного угла (фиг. 1). Для измерения статического давления на каждой из граней 1 сделаны дренажные отверстия 3 диаметром 0,5 мм. Как носовая, так и хвостовая части граней выполнены в виде полуэллипса с соотношением полуосей 1 : 12. Изменение статического давления по длине модели производилось двумя хвостовыми закрылками 2. Для обеспечения заданной величины продольного градиента давления на поверхности модели в рабочей части аэродинамической трубы устанавливалась фальшстенка 4, выполненная из оргстекла. При этом величина градиента давления изменялась в зависимости от степени загромождения рабочей части, а знак градиента определялся формой искусственно созданного фальшстенкой контура рабочей части. Тем самым на поверхности модели можно было реализовать как положительный, так и отрицательный градиенты статического давления dp/dx ($\bar{p} = (p - p_\infty)/q_\infty$ — коэффициент давления).

Эксперименты проводились при скоростях невозмущенного потока от 10 до 52 м/с, что соответствовало единичным числам Рейнольдса $Re_1 = (0,7 - 3,2)10^6$, m^{-1} . Для обеспечения развитого турбулентного пограничного слоя использовался турбулизатор, который представлял собой



Ф и г. 1

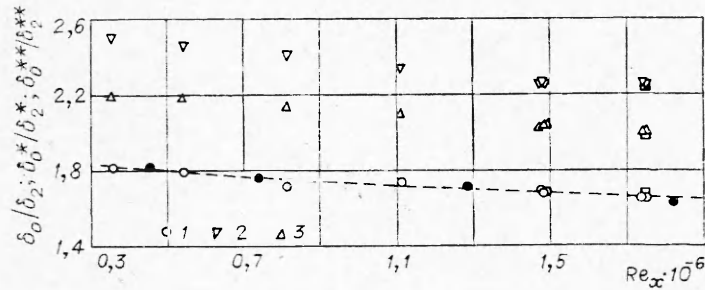
полосу крупнозернистой наждачной бумаги шириной 10 мм, наклеенной по размаху угла на расстоянии 10 мм от передней кромки.

Измерения полного и статического давлений, а также направления вектора скорости в пограничном слое производились малогабаритными пневмонасадками 5, геометрические характеристики которых приведены на фиг. 1. Специальные тарировки показали, что с точностью до 1% плоский и цилиндрический насадки нечувствительны к скосам потока соответственно до 9° и 22° . Аналогичные тарировки производились в исследуемом диапазоне скоростей и для двухствольного пневмонасадка, который использовался для определения направления вектора скорости в пограничном слое угла. Полученные при этом данные о величине углов скоса в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, а также знание продольной составляющей скорости позволили определить поперечную составляющую скорости.

С целью проверки гипотезы о постоянстве статического давления поперек пограничного слоя проведены измерения профилей статического давления специальным микронасадком, который также был предварительно протарирован. Результаты этих опытов показали, что максимальное изменение статического давления по высоте пограничного слоя имеет место в биссекторной плоскости и составляет $\pm 0,007 q_\infty$. Учет такого непостоянства статического давления приводит к изменению интегральных характеристик пограничного слоя не более чем на 0,7%. Поэтому изменение статического давления не учитывалось.

Оценки, выполненные по данным многократных экспериментов, показывают, что относительная величина случайной погрешности измерения характеристик δ^* и δ^{**} , вычисленных по продольной составляющей скорости в пограничном слое, не превышает 0,2%. Пренебрежение поперечной составляющей может внести дополнительную ошибку около 0,5%.

На фиг. 2 (точки 1—3 соответственно) представлены относительные значения толщины пограничного слоя δ_0/δ_2 , толщины вытеснения δ_0^*/δ_2^* и толщины потери импульса $\delta_0^{**}/\delta_2^{**}$ (нижний индекс 0 относится к характеристикам пограничного слоя в биссекторной плоскости двугранного угла $y_1 = z_1 = 0$, а нижний индекс 2 — к характеристикам на таком от нее удалении, где вязкое взаимодействие отсутствует) в зависимости от



Ф и г. 2

числа Re_x , вычисленного по параметрам невозмущенного потока и эффективной длине x от начала развития турбулентного пограничного слоя. Причем при $Re_x \approx 1,72 \cdot 10^6$ приведены данные, полученные как пневмонасадком, так и термоанемометром 55Д00 фирмы DISA. Их отличие находится в пределах погрешностей эксперимента. В области, где вязкое взаимодействие отсутствует, опыты хорошо согласуются с результатами численного расчета, выполненного по методике, изложенной в [2]. Например, среднее отклонение для величины δ_2^{**} , вычисленное по формуле

$$\frac{\Delta \delta_2^{**}}{\delta_{расч}^{**}} = \frac{\delta_2^{**} эксп - \delta_2^{**} расч}{\delta_2^{**} расч} \cdot 100 \%,$$

не превышает 2,4%.

На фиг. 2 приведены также экспериментальные данные δ_0/δ_2 работы [3] (темные кружки). Разные опыты удовлетворительно согласуются друг с другом и с достаточной точностью могут быть аппроксимированы выражением (штриховая линия на фиг. 2)

$$\delta_0/\delta_2 = C(Re_x)^{-n},$$

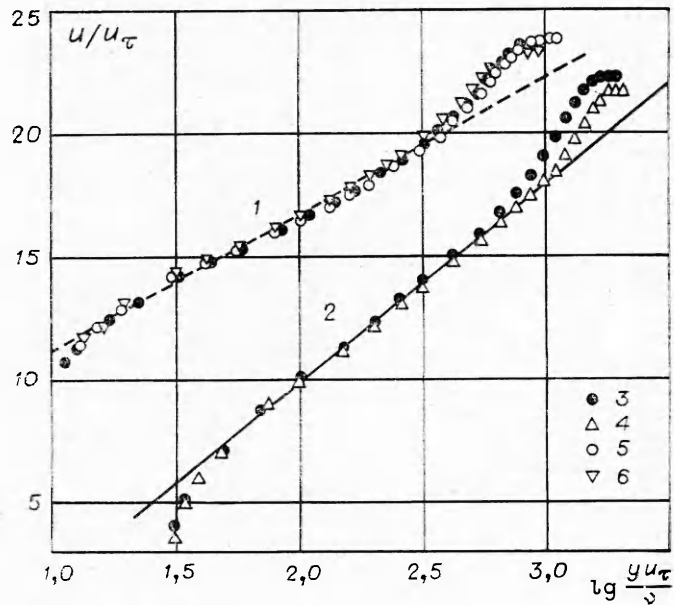
где $C = 5,15$ и $n = 0,08$ — эмпирические константы.

Из рассмотрения представленных зависимостей следует, что в исследованном диапазоне чисел Re_x интегральные характеристики пограничного слоя в бисекторной плоскости сопряженных поверхностей в 1,6—2,5 раза превышают соответствующие значения вне области взаимодействия, однако возрастание последних по длине модели происходит более интенсивно. По этой причине наблюдается слабое уменьшение относительных величин δ_0/δ_2 , δ_0^*/δ_2^* и $\delta_0^{**}/\delta_2^{**}$ при увеличении числа Рейнольдса.

На фиг. 3 при $d\bar{p}/dx = 0$ приведено несколько экспериментальных профилей скорости, измеренных вне области взаимодействия пограничных слоев (верхняя группа точек), построенных в форме закона стэнки:

$$\varphi = f(\lg \eta),$$

где $\varphi = u/u_\tau$; $\eta = (y_1 u_\tau)/\nu$; $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} = u_\delta \sqrt{c_f/2}$. Здесь для определения местных значений коэффициента трения c_f использовалось интегральное соотношение импульсов для плоской пластины $c_f/2 = d\delta^{**}/dx$, в котором производная $d\delta^{**}/dx$ определялась графически по расчетным кривым, осредняющим экспериментальные значения $\delta_2^{**}(x)$. Безразмерные профили скоростей имеют в принятых переменных линейный участок



Фиг. 3

и уже при $z_1 \approx 3\delta_2$ удовлетворительно согласуются с известной зависимостью $u/u_\tau = A \lg(yu_\tau/\nu) + B$, справедливой для плоской пластины в несжимаемом потоке (линия 1 на фиг. 3, $z_1 \approx 60$ мм, $3-6-x = 890$; 700; 540; 350 мм соответственно).

Следует отметить, что если в качестве масштабной величины использовать переменную динамическую скорость $u_\tau(z_1)$ в окрестности угловой линии, то распределение скоростей в бисекторной плоскости (нижняя группа точек) также можно с удовлетворительной точностью аппроксимировать аналогичной зависимостью, но с другими значениями коэффициентов A и B ($A = 8,12$, $B = -1,38$, линия 2 на фиг. 3, $y_1 = z_1 = 0$). Из-за пространственного характера течения в области взаимодействия воспользоваться интегральным соотношением импульсов для определения величины c_f не представляется возможным. В то же время предварительная оценка экспериментальных значений c_f вне области взаимодействия пограничных слоев, выполненная по градиенту скорости вблизи стенки, показала удовлетворительное совпадение с результатами, полученными из интегрального соотношения импульсов и численным расчетом по методике [2].

Аналогичный подход для определения коэффициента трения был применен и в самой области взаимодействия. Эти данные для двух поперечных сечений модели при $d\bar{p}/dx = 0$ представлены на фиг. 4 в виде зависимости $c_f/c_{f_2} = f(z_1)$ (светлые значки). Для сравнения нанесены также результаты работы [3], где c_f непосредственно измерялся датчиками Престона (темные значки). Учитывая некоторое отличие в условиях экспериментов, можно считать, что приведенные данные удовлетворительно согласуются между собой. Видно, что местный коэффициент трения при приближении к линии пересечения поверхностей ($y_1 = z_1 = 0$) постепенно уменьшается от величины c_{f_2} , равной значению на плоской пластине, до величины, приближающейся к нулю в бисекторной плоскости. Обращает на себя внимание наличие локального минимума зависимости $c_f/c_{f_2}(z_1)$, расположенного на расстоянии $\sim 12-15$ мм от линии пересечения.

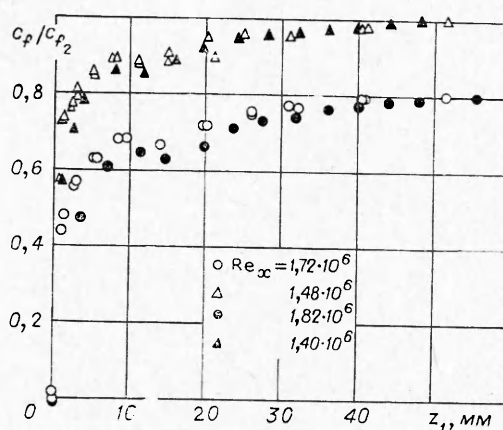
чения поверхностей, что соответствует значению $z_1 \approx (0,8 - 1,0)\delta_2$. Можно полагать, что это связано с вихревым течением в окрестности биссекторной плоскости, протяженность которого в поперечном сечении увеличивается по мере удаления от передней кромки.

Таким образом, в биссекторной плоскости и ее окрестности распределение скоростей имеет характер, отличный от распределения скоростей на плоской пластине в аналогичных условиях. Переход от одной формы течения к другой осуществляется плавно в пределах определенной зоны, кото-

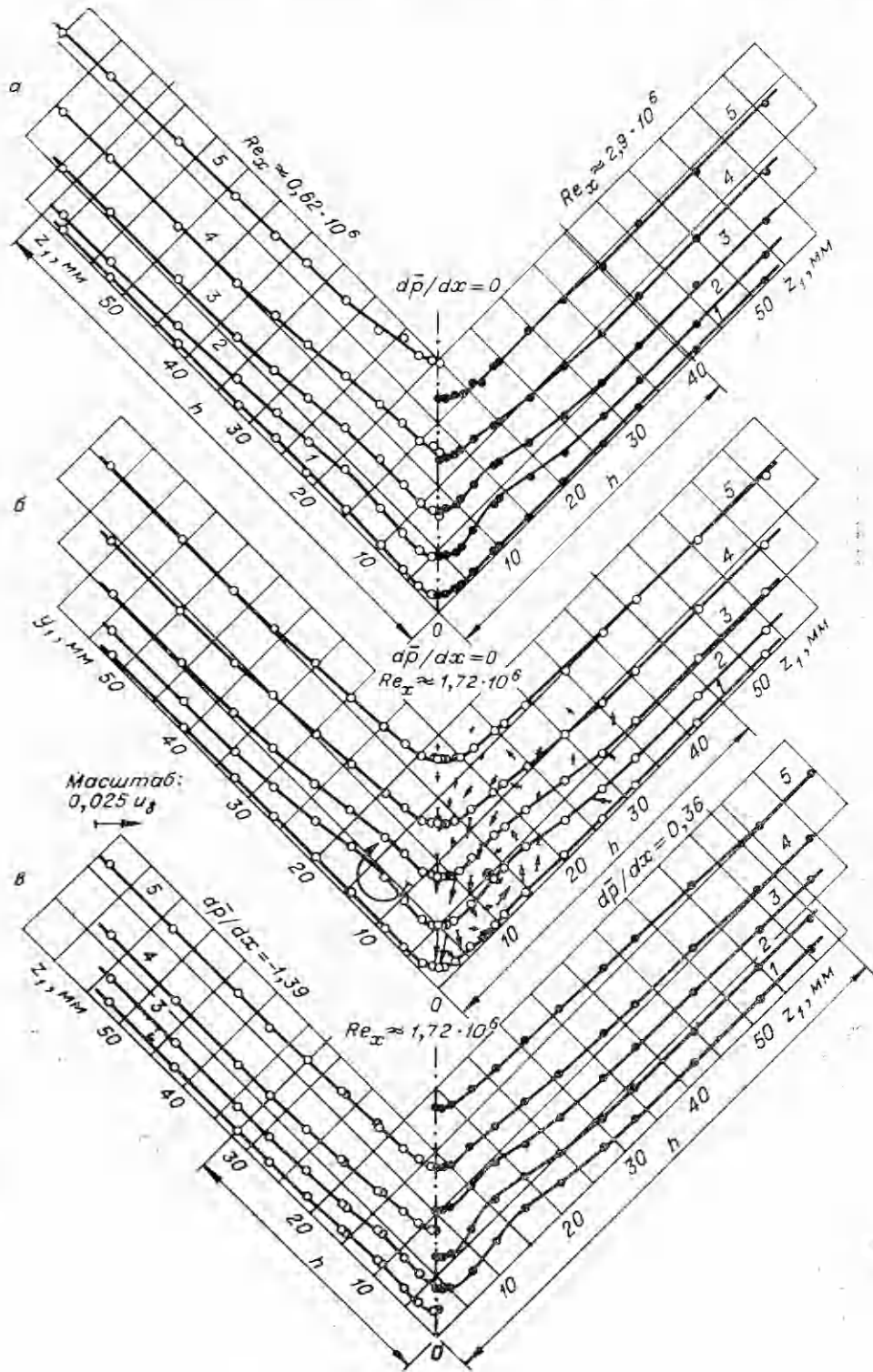
рую принято называть областью взаимодействия пограничных слоев. Протяженность этой области в поперечном направлении h можно определить по распределению скоростей в поперечном сечении угла. Типичное распределение изотак при $x = 890$ мм приведено на фиг. 5, где кривая 1 соответствует отношению скоростей $u/u_\delta = 0,60$; 2 — 0,70; 3 — 0,80; 4 — 0,90; 5 — 0,99. Можно заметить, что имеются две области, в одной из которых изотак расположены параллельно грани угла, а в другой они заметно искривлены. Искривление контура изотак обусловлено наличием вторичных течений. С целью их изучения в работе выполнены подробные измерения профилей скорости поперечного течения как в самой биссекторной плоскости, так и на различном от нее удалении. Величина и направление этих течений показаны стрелками на фоне поля продольной составляющей скорости (фиг. 5, б). Полученная картина согласуется с экспериментальными данными работы [3]. Видно, что при взаимодействии турбулентных пограничных слоев поперечный поток движется вдоль биссекторной плоскости в направлении угловой линии, а от нее по размаху угла, образуя тем самым циркуляционное движение. Причем максимальная величина скорости поперечного потока равняется $0,025 u_\delta$ и достигается в биссекторной плоскости на расстоянии, составляющем около 40% толщины пограничного слоя.

В распределении продольной составляющей скорости наблюдается полная симметрия относительно биссекторной плоскости двугранного угла. Можно полагать, что и для поперечной составляющей скорости такая симметрия сохраняется. Это означает, что в области взаимодействия пограничных слоев по обе стороны от биссекторной плоскости развиваются два вихря, имеющих противоположное направление вращения. Поэтому искажение в распределении изотак, наблюдаемое на фиг. 5, б, непосредственно связано с развитием этих вихрей. Следовательно, по виду изотак можно получить качественную информацию о направлении и величине поперечных течений.

Проанализируем особенности течения в самой области взаимодействия при изменении числа Рейнольдса Re_x и градиента давления $\bar{d}p/dx$. Эксперименты по влиянию числа Рейнольдса выполнены в диапазоне скоростей невозмущенного потока от 10 до 52 м/с. На фиг. 5, а, б представлены лишь некоторые результаты. Анализ всех имеющихся результатов позволяет отметить, что в исследованном диапазоне чисел Re_x на-



Фиг. 4



Фиг. 5



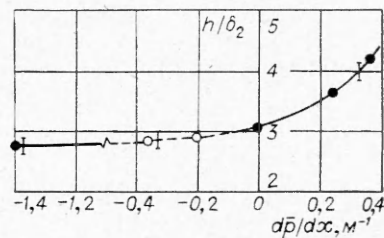
Ф и г. 6

правление поперечных течений остается постоянным, т. е. сохраняется подобным тому, как изображено на фиг. 5, 6. При меньшем числе Re_x вихрь как бы «растянут» на большую площадь поперечного сечения, в том числе и в направлении размаха. С увеличением же величины Re_x вихрь сжимается, а ось его вращения смещается к линии пересечения поверхностей.

Отмеченное изменение масштаба вихря и его положения в поперечном сечении угла заметно повлияло и на протяженность области взаимодействия пограничных слоев, относительная величина которой приведена на фиг. 6 при $d\bar{p}/dx = 0$. Здесь нанесены также экспериментальные данные, полученные в углах каналов квадратного поперечного сечения [4—7]. Величина h определена как расстояние, начиная с которого изотаха $u/u_\delta = 0,99$ отклоняется от направления, параллельного стенке. Вертикальными линиями отмечена погрешность ее определения. Видно, что в достаточно широком диапазоне чисел Рейнольдса, которые изменяются более чем на порядок, величина h/δ_2 уменьшается с увеличением числа Re_x . В среднем протяженность области взаимодействия h составляет около трех толщин пограничного слоя вне области взаимодействия.

На фиг. 5, 6, 6 приведены также распределения линий равных скоростей при различных продольных градиентах статического давления. Эти и другие данные дают основание утверждать, что с увеличением градиента давления заметно увеличивается характерное искривление изотах в области взаимодействия пограничных слоев. Это связано с возрастающей ролью вторичных течений, интенсивность которых при положительных градиентах давления выше, чем при отрицательных. По этой причине при отрицательных градиентах давления изотахи искривлены незначительно (левая часть фиг. 5, 6). Продольный градиент давления оказывает существенное влияние на интегральные характеристики пограничного слоя как в области взаимодействия, так и вне ее. Например, толщина вытеснения и толщина потери импульса с увеличением $d\bar{p}/dx$ возрастают в исследованных условиях примерно в 2 раза. Вне области взаимодействия характеристики пограничного слоя, в том числе и местный коэффициент трения, удовлетворительно согласуются с численными значениями, полученными по методике [2]. Максимальное отклонение экспериментальных значений c_f , которые определялись с использованием формулы работы [8], отличается от расчетных не более чем на 3%.

Изменение относительной величины протяженности области взаимодействия h/δ_2 в зависимости от продольного градиента давления при $Re_x \approx 1,72 \cdot 10^6$ приведено на фиг. 7. Вертикальными линиями здесь



Ф и г. 7

отмечена погрешность определения этой величины. При возрастании \bar{dp}/dx наблюдается увеличение протяженности области взаимодействия, причем положительный градиент давления оказывает более существенное влияние. Это можно объяснить более интенсивным развитием вторичных течений. Значения h/δ_2 , полученные в присутствии фальшстенки и путем изменения угла атаки модели (темные и светлые кружки соответственно), аппроксимируются единой зависимостью $h/\delta_2 = f(\bar{dp}/dx)$.

Авторы выражают благодарность В. М. Шулемовичу, В. Н. Долгову за проведенный ими численный расчет по специальной программе и Н. Ф. Полякову за полезные обсуждения в процессе подготовки к экспериментам.

Поступила 7 VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Багаев Г. И., Курдин А. А., Поляков Н. Ф., Черных В. В. Исследование некоторых характеристик потока в малотурбулентной аэродинамической трубе дозвуковых скоростей. — В кн.: Аэрогазодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1973.
2. Долгов В. Н., Шулемович В. М. Конечно-разностный расчет несжимаемого турбулентного пограничного слоя со сложными граничными условиями. — В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1977.
3. Mojola O. O., Young A. D. An experimental investigation of the turbulent boundary layer along a streamwise corner. AGARD — CP — 93, 1971.
4. Paradis M. A. Couche limite turbulente à l'intérieur d'un diedre. Labor. d'Aerodyn., Laval. Quebec, Canada, 1963.
5. Gessner F. B. The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner. — «J. Fluid Mech.», 1973, vol. 58, p. 1.
6. Perkins H. J. The formation of streamwise vorticity in turbulent flow. — «J. Fluid Mech.», 1970, vol. 44, p. 4.
7. Bragg G. M. The turbulent boundary layer in a corner. — «J. Fluid Mech.», 1969, vol. 36, p. 3.
8. Ludwig H., Tillman W. Investigation of the wall-shearing stress in turbulent boundary-layers. NASA Tech. Mem. N 1285, 1950.

УДК 532.516

О ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ ВОКРУГ САМОХОДНОГО ТЕЛА

В. Л. Сенницкий

(Новосибирск)

Задача о течениях вокруг самоходных тел является сравнительно мало изученной. В какой-то степени она обсуждалась в работе [1], где была получена асимптотическая формула, согласно которой скорость плоского течения в следе за самоходным телом, движущимся с постоянной скоростью в покоящейся на бесконечности жидкости, убывает с расстоянием по закону $s^{-3/2}$, т. е. значительно быстрее, чем в следе за обычным телом, испытывающим сопротивление со стороны жидкости (в последнем случае скорость убывает по закону $s^{-1/2}$ [2, 3]).

В работе [1] предполагалось, что течение симметрично относительно оси, вдоль которой происходит движение тела. В этом случае полная сила и полный момент сил, действующие на тело со стороны жидкости, равны нулю, и неясно, с какой величиной, имеющей физический смысл, можно было бы связать неопределенный коэффициент A в асимптотической формуле, полученной в работе [1]. По этой причине из общих соображений нельзя, например, ответить на вопрос, когда этот коэффициент должен быть не равен нулю (и, следовательно, когда не