

толщины профиля. Эта зависимость при $c = 0$ (пластинка) совпадает с результатами [7]. Для телесного профиля ($c \neq 0$) центр давления может существенно перемещаться с малым изменением угла атаки вблизи значений α , при которых $C_y = 0$ и $C_m = 0$ (рис. 5).

Сильное влияние толщина профиля оказывает и на распределение давления по нижней стороне профиля и по экрану, особенно при отрицательных углах атаки. В качестве примера на рис. 6 приведено распределение давления вдоль экрана, создаваемое профилем с относительной толщиной $c = 0; 0,1; 0,2$. Задняя кромка профиля отстоит от экрана на половину хорды ($h = 0,5$), а угол атаки $\alpha = -5; 0; 5^\circ$. Значение $x = 0$ соответствует передней кромке профиля, а $x = b$ — задней. Приведенные результаты качественно согласуются с данными [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л.И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. — М.: Наука, 1980.
2. Басин М.А., Шадрин В.П. Гидроаэродинамика крыла вблизи границы раздела сред. — Л.: Судостроение, 1980.
3. Tomotika S. The forces acting on an aerofoil approximate Joukowski type in a stream bounded by a plane wall // Quart. J. Mech. Appl. Math. — 1951. — V. 4.
4. Горелов Д.Н. Об интегральных уравнениях задачи обтекания профиля // Изв. РАН. МЖГ. — 1992. — № 4.
5. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. — М.: Наука, 1985.
6. Горелов Д.Н. О сходимости метода дискретных вихрей, основанного на локальной аппроксимации вихревого слоя // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1984. — Вып. 68.
7. Целищев В.А. Исследование влияния свободной поверхности (экрана) на стационарные характеристики тонкого профиля // Гидродинамика подводного крыла: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, ВЦ. — 1986.
8. Тимербулатов А.М. Расчет обтекания крыла конечной толщины потоком невязкой несжимаемой жидкости в присутствии экрана // Учен. зап. ЦАГИ. — 1985. — Т. 16, № 6.

г. Омск

Поступила 21/III 1994 г.

УДК 532.526.001.5

С.С. Дмитриев

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ДИФFUЗОРНОМ ТЕЧЕНИИ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ОСРЕДНЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Экспериментально исследована трансформация профилей скорости в турбулентном пограничном слое на отклоняющейся стенке в плоском несимметричном диффузорном канале.

Показано, что при безотрывных режимах течения в канале распределение скоростей во внутренней турбулентной области слоя определяется, как и при безградиентном течении, универсальной логарифмической зависимостью, причем с ростом угла раскрытия канала значение постоянной в этой зависимости вниз по потоку уменьшается.

Показано, что отрыв потока является переходом течения в новое устойчивое состояние, когда классическое течение у стенки в пограничном слое не может обеспечить адекватную реакцию потока на положительный градиент давления, определяемый геометрией канала.

© С.С. Дмитриев, 1995

1. В зависимости от характера реакции на положительный градиент давления турбулентный пограничный слой условно можно разделить на две области течения — внутреннюю пристеночную ($Y = y/\delta < 0,2$) и внешнюю ($Y > 0,2$). Здесь y — расстояние от стенки, а δ — физическая толщина пограничного слоя. В свою очередь в пристеночной области выделяют три основные зоны течения [1]: непосредственно у стенки — вязкий подслой; над вязким подслоем — переходная зона, где силы вязкого трения соизмеримы с турбулентными напряжениями трения Рейнольдса; над переходной зоной расположена внутренняя турбулентная область, занимающая по различным оценкам от 10 до 20 % толщины пограничного слоя, где распределение скорости определяется универсальным логарифмическим законом

$$(1.1) \quad \frac{U}{u_*} = 5,75 \lg \left(\frac{yu_*}{\nu} \right) + C.$$

Здесь U — продольная составляющая средней скорости на расстоянии y от стенки; $u_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ — динамическая скорость; τ_w — касательное напряжение на стенке; ρ — плотность; ν — коэффициент кинематической вязкости; значение постоянной C зависит от состояния поверхности (для гидравлически гладких поверхностей $C = 5,5$).

Время реакции внешней части слоя на местный градиент давления dP/dx продолжительно и соответствует перемещению потока на расстояние десятков толщин пограничного слоя. Поэтому распределение скорости в этой области зависит как от местных условий, так и от предшествующей обстановки развития течения, и не существует определенного соотношения между формой профиля скорости и местным значением величины dP/dx . Исключение составляют так называемые равновесные пограничные слои, существование которых при положительных градиентах давления впервые было обнаружено Клаузером [2].

Распределение скорости в разных сечениях для равновесных слоев однозначно находится в каждом конкретном случае распределения давления соответствующей зависимостью

$$(1.2) \quad \frac{U_\infty - U}{u_*} = f \left(\frac{yu_*}{\delta_1 U_\infty} \right),$$

где U_∞ — скорость на внешней границе пограничного слоя; δ_1 — толщина вытеснения.

Пристеночная часть слоя, как это было показано еще в [3], на возмущения течения со стороны стенки реагирует очень быстро, но уже на малом расстоянии вниз по потоку от места возникновения возмущения реализуется то же распределение скорости, какое было бы в этом месте при невозмущенном течении. Вместе с тем внешние возмущения движения, в том числе положительный градиент давления, в определенных пределах не оказывают влияния на пристеночное течение. Доказательством этого является сохранение универсального пристеночного подобия в распределении скорости при больших положительных градиентах давления [4].

С этими свойствами пристеночного течения связана концепция С.С. Кутателадзе о консервативности пристеночной турбулентности [5]. Идеино связанный с ней принцип максимальной устойчивости (ПМУ) [6] позволяет расчетным путем выделить класс профилей скорости в области пристеночного течения, вероятность реализации которого максимальна для заданного возмущения. Иначе говоря, осредненное турбулентное течение можно формально подвергнуть воздействию тех или иных возмущений, как и по теории устойчивости ламинарных течений. В этом смысле ПМУ в его общей формулировке [7], несомненно, имеет в перспективе широкую сферу применения, однако конкретная реализация его удастся пока в простейшем квазиламинарном приближении [8]. Тем не менее сама идея максимальной

устойчивости уже плодотворна для объяснения закономерностей течения в турбулентном пограничном слое.

В этой связи экспериментальное исследование и соответствующий анализ трансформации профилей скорости, а также изменения других характеристик в пограничном слое под действием положительного градиента давления представляют несомненный интерес.

Различие свойств пристеночной и внешней частей пограничного слоя определяет необходимость отдельного рассмотрения изменений, возникающих под действием положительного градиента давления. В связи с этим распределения скорости во всех исследованных случаях представлены как в координатах $U/u_* = f(yu_*/\nu)$ для пристеночного течения, так и в координатах $(U_\infty - U)/u_* = f(yu_*/\delta_1 U_\infty)$ для всего слоя.

Известно, однако, что для потоков с $dP/dx > 0$ характерно существование третьей, промежуточной, области, в которой для осредненной скорости реализуется «закон квадратного корня» [9]. Поэтому для случаев предотрывного течения в пограничном слое распределения скорости представлены также в координатах $U/U_\infty = f(y/\delta_p)^{1/2}$, где $\delta_p = \tau_w |dP/dx|^{-1}$.

2. Исследования проводились в плоском несимметричном диффузорном канале, который использован также в [10—12].

Для получения развитого турбулентного пограничного слоя перед диффузорным участком был расположен предвключенный канал длиной 500 мм, включающий в себя конфузорный участок, плавно переходящий в канал постоянного сечения. Диффузорный участок был выполнен несимметричным для того, чтобы локализовать отрыв потока (в случае его появления) только на отклоняющейся стенке, которая выполнена в виде плоской пластины с размерами 57×270 мм и имела шарнирное соединение со стенкой предвключенного канала.

Диффузорный участок имел следующие геометрические соотношения: $a/h_1 = 1,0$ и $a/h_2 = 0,38 - 1,0$ за счет возможности изменения угла раскрытия α . Здесь a — расстояние между боковыми (параллельными) стенками, равное 57 мм, а h_1 и h_2 — высоты входного и выходного сечений диффузорного участка.

Распределение давления вдоль средней линии отклоняющейся стенки измерялось с помощью дренажных отверстий диаметром 0,5 мм, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга, водяным дифференциальным манометром с точностью до 2 мм вод. ст. В дальнейшем экспериментальные зависимости $P = P(x)$ аппроксимировались методом наименьших квадратов с помощью кубического сплайна, имеющего непрерывные первую и вторую производные. Среднеквадратичная ошибка аппроксимации во всех исследованных случаях не превышала погрешности измерений. По полученным таким образом зависимостям $P = P(x)$ вычислялись значения $dP/dx = f(x)$.

Измерения продольной составляющей средней скорости в пограничном слое на отклоняющейся стенке производились вдоль ее средней линии при помощи сплющенной трубки Пито с наружными размерами $0,3 \times 1,0$ мм, которая вводилась в пограничный слой со стороны противоположной стенки с помощью микрометрической головки, позволявшей измерить расстояние от стенки с точностью до 0,05 мм и имевшей возможность при помощи специального координатного устройства перемещаться вдоль стенки, а также поворачиваться в двух плоскостях (параллельной и перпендикулярной отклоняющейся стенке).

Разность давлений между трубкой Пито и отбором статического давления определялась водяным дифференциальным манометром с точностью до 2 мм вод. ст., а в пристеночной зоне, где скорости малы, — спиртовым микроманометром с точностью до 0,1 мм вод. ст.

Величина δ определялась как расстояние от стенки, на котором $U = 0,99U_\infty$. Толщина вытеснения δ_1 и толщина потери импульса δ_2 вычислялись по известным интегральным соотношениям [1] по эксперимен-

тальным зависимостям $U = U(y)$. Относительная погрешность определения δ_1 и δ_2 по описанной схеме измерений не превышала 3 %.

В четырех равно отстоящих друг от друга сечениях диффузорного участка, включая входное и выходное, были измерены поля скоростей и направлений потока. Измерения производились при помощи трехточечного цилиндрического насадка диаметром 2 мм, изготовленного в соответствии с рекомендациями [13]. Специальное координатное устройство, закрепляемое на боковой стенке канала, позволяло перемещать насадок в любую точку указанных сечений с точностью до 0,5 мм. Этот же насадок, вводимый в пограничный слой на отклоняющейся стенке при помощи координатного устройства, использовавшегося для измерения скорости в пограничном слое сплюсненной трубкой Пито, позволял измерить направление потока по высоте пограничного слоя вдоль средней линии стенки в параллельных ей плоскостях.

С помощью описанной схемы измерений установлено, что поле скоростей в ядре потока на входе в диффузорный участок во всех исследованных случаях равномерно и симметрично относительно плоскости симметрии канала, проходящей через среднюю линию отклоняющейся стенки.

В диапазоне $n = h_2/h_1 = 1,0 - 2,0$ в диффузоре реализовывался безотрывный режим течения. При увеличении $n > 2,0$ на отклоняющейся стенке сначала вблизи выхода, а по мере увеличения n все ближе ко входному сечению фиксировался отрыв потока.

Во всех экспериментах при различных n отношение давлений $\epsilon_2 = P_2/P_0$ (P_2 — давление на выходе из диффузора, а P_0 — давление полного торможения на входе в канал) поддерживалось постоянным и было порядка 0,971.

В качестве рабочей среды использовался сжатый воздух от центробежного компрессора, поступающий в канал через успокоительный бак диаметром 550 мм, внутри которого установлены два ряда сеток для выравнивания параметров потока на входе в исследованный канал. Расход воздуха измерялся стандартным мерным соплом, изготовленным в соответствии с рекомендациями [14].

Измерения проведены при степенях расширения $n = 1,3; 2,0; 2,4; 2,65$, что соответствовало углам раскрытия $\alpha = 3,6; 12,2; 17,2; 20,4^\circ$. Безразмерная скорость λ в ядре потока на входе в диффузорный участок изменялась в пределах 0,26—0,31, так что влиянием сжимаемости можно было пренебречь.

Число Рейнольдса Re , подсчитанное по длине предвключенного участка и скорости в ядре потока во входном сечении диффузорного участка, для указанных степеней расширения порядка $2,8 \cdot 10^6; 3,3 \cdot 10^6; 3,1 \cdot 10^6; 2,6 \cdot 10^6$ соответственно.

Значение τ_w определялось по формуле Людвиг — Тиллмана [4]

$$(2.1) \quad \tau_w = 0,123 \cdot 10^{-0,678N} \left(\frac{U_\infty \delta_2}{\nu} \right)^{-0,268} \rho U_\infty^2.$$

Здесь $N = \delta_1/\delta_2$ — формпараметр пограничного слоя. Структурно формула (2.1) не удовлетворяет условию $\tau_w = 0$ в точке отрыва, но достаточно хорошо описывает опытные данные для безотрывных режимов течения в пограничном слое [15], а значения τ_w , определенные с ее помощью при $N > 2,5$, становятся весьма малыми. Однако, как показал анализ погрешности формулы (2.1), с ростом N относительная погрешность определения τ_w с ее помощью резко возрастает. По проведенным оценкам при степенях расширения $n = 1,3$ и $2,0$ относительная погрешность определения τ_w во всех исследованных случаях не превышала 4,5 и 7 % соответственно.

При $n = 2,4$ и $2,65$ в областях устойчивого безотрывного осредненного течения в пограничном слое, определенных для этих случаев в [11] по методике [15], относительная погрешность значения τ_w , полученного по

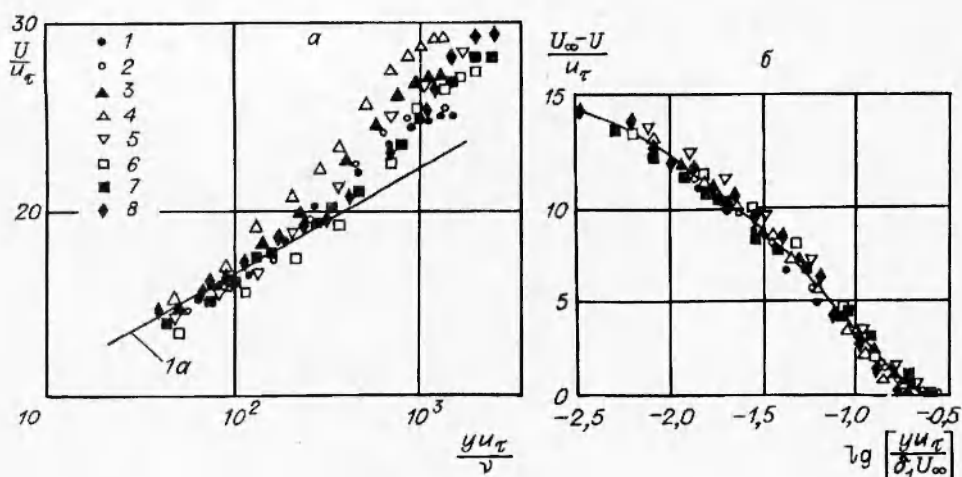


Рис. 1

формуле (2.1), не превышала 8 %. Однако с переходом течения в область неустановившегося отрыва погрешность начинает резко возрастать с увеличением H , и поэтому найденные в этом случае значения τ_w в дальнейшем анализе позволяют сделать лишь качественные заключения о характере течения.

3. На рис. 1 представлены распределения скорости в пограничном слое на отклоняющейся стенке при $n = 1,3$. Экспериментальные точки 1—8 отвечают сечениям $X = x/L = 0,02; 0,06; 0,18; 0,29; 0,41; 0,55; 0,83$ и $0,97$, где x — координата вдоль отклоняющейся стенки, а L — ее длина.

В соответствии с [8] максимально устойчивое распределение скорости в пристеночной области вне вязкого подслоя и переходной области при безградиентном течении определяется зависимостью (1.1). На рис. 1, а эта зависимость показана прямой $1a$ ($C = 5,5$). В сечениях $X = 0,02; 0,06; 0,18$ экспериментальные точки с небольшим разбросом располагаются на прямой $1a$ при $Y \leq 0,1$. В сечении $X = 0,29$ расстояние от стенки, на котором выполняется соотношение (1.1), сокращается до $Y \cong 0,06$, и экспериментальные точки, соответствующие внешней части пограничного слоя, в наибольшей степени по сравнению с остальными сечениями отклоняются от прямой $1a$.

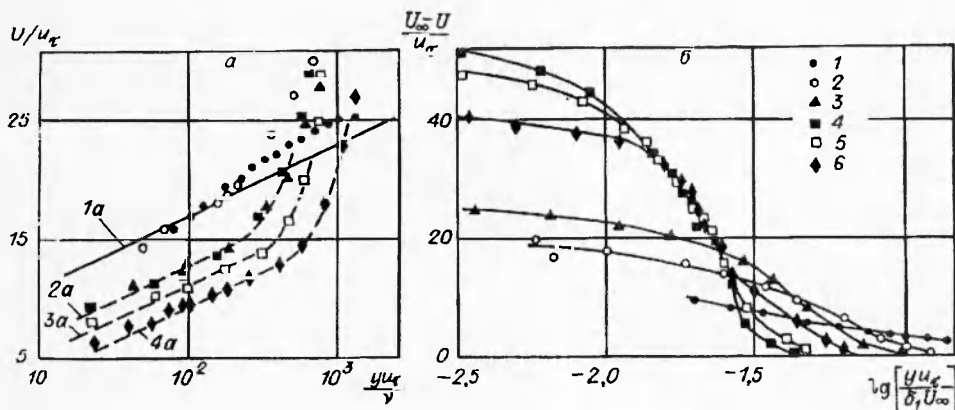
Наибольшего значения dP/dx достигает в рассматриваемом случае при $X = 0,02$, после чего монотонно убывает с ростом X (соответствующая зависимость $dP/dx = f(X)$ приведена на рис. 5 (кривая 1)). В связи с этим распределение скорости в сечении $X = 0,29$ может служить иллюстрацией существования указанной выше инерции при реакции внешней части слоя на местный градиент давления.

Однако уже в сечении $X = 0,41$ расстояние от стенки, на котором выполняется универсальный логарифмический закон распределения скорости (1.1), вновь возрастает до $Y \cong 0,1$. Следует, однако, отметить, что экспериментальные точки при $X = 0,41$ и в еще большей степени при $X = 0,55$ отклоняются вниз от прямой $1a$, что отвечает уменьшению значения C в (1.1).

Не исключена вероятность, что отклонение этих экспериментальных точек от исходной прямой $1a$ обусловлено ошибкой при проведении и обработке эксперимента, тем более, что отклонение это невелико.

В сечениях $X = 0,83$ и $0,97$ экспериментальные точки вновь совпадают с прямой $1a$, причем для $X = 0,83$ при $Y \leq 0,13$, а для $X = 0,97$ при $Y \leq 0,16$.

Таким образом, рассмотренный пример течения свидетельствует о том, что при устойчивом безотрывном осредненном течении в пограничном слое



Р и с. 2

распределение скорости в полностью турбулентной пристеночной части слоя при развитии течения вниз по потоку определяется зависимостью (1.1) при $C = 5,5$, являющейся, следовательно, максимально устойчивой в этом случае.

Экспериментальные точки на графике $(U_\infty - U)/u_\tau = f(yu_\tau/\delta_1 U_\infty)$ при $n = 1,3$ (рис. 1, б) для всех сечений с некоторым разбросом ложатся на одну кривую. Это свидетельствует о том, что течение в данном случае распределения давления практически равновесное, т.е. энергетически сбалансированное во всех сечениях.

На рис. 2 представлены распределения скорости в пограничном слое для $n = 2,0$. Экспериментальные точки 1—6 соответствуют сечениям с координатами $X = 0,02; 0,18; 0,29; 0,69; 0,83$ и $0,97$. Прямая 1а на рис. 2, а отвечает зависимости (1.1) при $C = 5,5$.

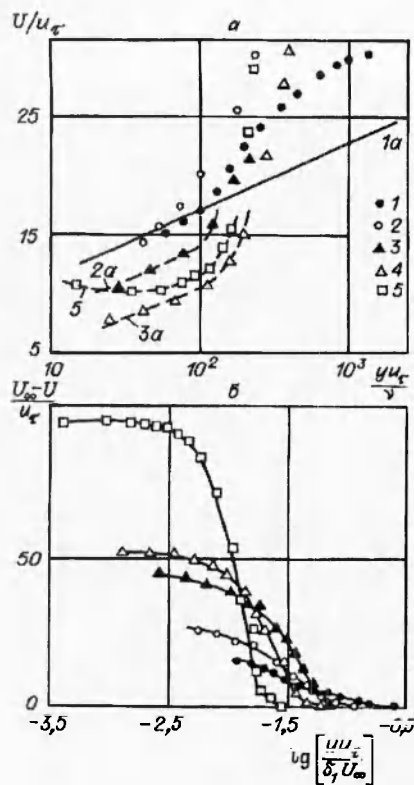
В сечениях $X = 0,02$ и $0,18$ закон распределения скорости (1.1) соблюдается при $Y \leq 0,1$, и экспериментальные точки для этой области в данных сечениях совпадают с прямой 1а.

Вниз по течению в сечении $X = 0,29$ вплоть до сечения $X = 0,69$ общая зависимость (1.1) также соблюдается при $Y \leq 0,08$ и $0,06$ соответственно. Однако значение постоянной C при этом уменьшается (линия 2а на рис. 2, а). Еще в большей степени отклоняются от исходного распределения скорости в сечениях $X = 0,83$ и $0,97$. Общая зависимость (1.1) соблюдается в этих сечениях при $Y \leq 0,1$ и $0,12$ соответственно, однако значение постоянной C уменьшается в еще большей степени (линии 3а и 4а на рис. 2, а). Значение C в сечении $X = 0,97$ порядка 2,3.

Аналогичный результат получен в [16] и связан с уменьшением толщины вязкого подслоя при диффузорном течении. В [17] было также показано, что при диффузорном течении в пограничном слое толщина вязкого подслоя уменьшается вниз по потоку.

Описанная выше система измерений не позволяла получить данные о распределении скорости непосредственно в области вязкого подслоя. Однако на основании результатов [16, 17] можно предположить, что в рассматриваемом случае отклонение распределений скорости от исходного, определяемого зависимостью (1.1) при $C = 5,5$, также связано с уменьшением толщины вязкого подслоя.

Из рис. 2, б видно, что по мере развития течения вниз по потоку распределения скорости по всей высоте слоя значительно отклоняются от исходного. Следует, однако, отметить, что для сечений с $X = 0,69; 0,83; 0,97$ при $-1,9 \leq \lg(yu_\tau/\delta_1 U_\infty) \leq -1,6$, что соответствует области изменения координаты Y в этих сечениях в диапазоне $0,15 \leq Y \leq 0,55$, экспериментальные точки с малым разбросом ложатся на одну кривую.



Р и с. 3

слоя для $n = 2,0$.

На рис. 3 представлены распределения скорости в пограничном слое на отклоняющейся стенке для $n = 2,4$. Экспериментальные точки 1—5 отвечают сечениям $X = 0,02; 0,06; 0,154; 0,2$ и $0,294$.

Известно [15], что полный или установившийся отрыв пограничного слоя от стенки происходит не сразу. Ему предшествует состояние перемежающегося или неустановившегося отрыва, когда в прилегающем к стенке слое жидкости возникают и исчезают зоны с возвратным течением. При этом доля времени, за которое реализуется возвратное течение (коэффициент перемежаемости), растет вниз по потоку.

Как показано в [11], в рассматриваемом случае при $X < 0,22$ пограничный слой находится в области устойчивого безотрывного течения, а при $X > 0,22$ происходит переход в область неустановившегося отрыва.

Экспериментальные точки для $X = 0,02$ и $0,06$ при $Y \leq 0,05$ совпадают с прямой 1а, построенной на основании зависимости (1.1) при $C = 5,5$. В сечениях $X = 0,154$ и $0,2$ зависимость (1.1) в распределении скоростей соблюдается при $Y \leq 0,06$ и $0,05$ соответственно, однако значения C уменьшаются (линии 2а и 3а на рис. 3, а).

В сечении $X = 0,294$ (линия 5) впервые отмечается нарушение зависимости (1.1), и, как показали проведенные по формуле (2.1) расчеты τ_w , а также U/u_τ и u_τ/ν , при $X > 0,294$ закон универсального логарифмического распределения скорости в пристеночной части слоя нарушается еще в большей степени.

Распределения скорости в координатах $(U_\infty - U)/u_\tau = f(yu_\tau/\delta_1 U_\infty)$ для $n = 2,4$ с ростом X все в большей степени отклоняются от исходного, и во внешней части слоя реализуется неравновесный режим течения.

Из приведенных примеров (рис. 1—3) следует, что для безотрывных режимов осредненного течения в пограничном слое при диффузорном те-

Последний факт и реализация равновесного режима течения при $n = 1,3$ связаны, по-видимому, с особенностями пульсационного движения в пограничном слое при диффузорном течении.

На сегодняшний день накоплен большой объем экспериментальных данных [18—24], однозначно свидетельствующих о том, что в сечении турбулентного пограничного слоя при диффузорном течении имеют место две независимые области производства энергии турбулентности.

Первая область, как и в турбулентном слое без градиента давления, располагается в непосредственной близости от стенки, а вторая — во внешней части слоя. По данным [20] эта область располагается в зоне $Y = 0,25 - 0,35$, по данным [21, 22] — в зоне $Y = 0,4 - 0,6$, а по данным [24] — при $Y \approx 0,5$.

По мере удаления от входного сечения диффузора интенсивность пульсационного движения увеличивается, и генерация энергии турбулентности во внешней части слоя возрастает. Именно наличие этой зоны генерации энергии турбулентности, по-видимому, обуславливает реализацию равновесного течения в пограничном слое для $n = 1,3$ и локального равновесия во внешней части

чении распределение скорости в пристеночной полностью турбулентной части слоя определяется зависимостью (1.1), реализацию которой можно рассматривать как существование в этой области универсального энергетического равновесия. С ростом определяемого геометрией канала градиента давления (с ростом угла раскрытия α) при увеличении расстояния от входа в канал при общем сохранении зависимости (1.1) в распределении скоростей значения постоянной C в (1.1) монотонно уменьшаются, как было отмечено и в [16].

Для отрывных режимов ($n > 2,0$) на некотором расстоянии от входного сечения зависимость (1.1) в распределении скоростей также соблюдается, однако значение постоянной C уменьшается более интенсивно, чем для безотрывных режимов (см. рис. 2, а и 3, а для одних и тех же значений X). На определенном этапе развития течения универсальная логарифмическая зависимость (1.1) в пристеночной части слоя нарушается, что свидетельствует о нарушении в этой зоне энергетического равновесия. Следует, однако, отметить, что это нарушение происходит задолго до возникновения собственно отрыва. В частности, для $n = 2,4$ в [11] показано, что полное отделение потока происходит в сечении $X = 0,62$.

На рис. 4 представлены распределения средних скоростей в пограничном слое в координатах $U/U_\infty = f[(y/\delta_p)^{1/2}]$. Экспериментальные точки 1—6 на рис. 4, а соответствуют сечениям $X = 0,02; 0,18; 0,29; 0,69; 0,83$ и $0,97$ при $n = 2,0$, а точки 1—5 на рис. 4, б — сечениям $X = 0,02; 0,06; 0,154; 0,2$ и $0,294$ при $n = 2,4$.

Любопытно отметить, что для $n = 2,0$ экспериментальные точки при $X = 0,69; 0,83$ и $0,97$ с малым разбросом ложатся на одну кривую, причем по всей высоте слоя, а в области $5 \leq y_p^{1/2} \leq 10$, которая отвечает изменению координаты Y в пределах $0,15 \leq Y \leq 0,55$, относительная скорость линейно зависит от $y_p^{1/2} = (y/\delta_p)^{1/2}$. Это означает, что в данной области течения в пограничном слое характерными масштабами, определяющими характер течения, являются величины δ_p и $u_p = [(dP/dx)y/\rho]^{1/2}$. Здесь u_p — динамическая скорость градиента давления. Характер распределения скорости на рис. 4, а подтверждает равновесность течения во внешней части пограничного слоя для $n = 2,0$ в сечениях $X = 0,69; 0,83; 0,97$, а также результаты анализа течения в пограничном слое с положительным градиентом давления, проведенного в [9, 25].

Для $n = 2,4$, как видно из рис. 5 (кривая 3), изменение dP/dx при переходе в область неустановившегося отрыва носит волнообразный характер, в этом случае «закон квадратного корня» в соответствии с [9] в турбулентном пограничном слое не выполняется, что подтверждают приведенные на рис. 4, б распределения скорости для $n = 2,4$.

4. На рис. 5 представлены распределения dP/dx вдоль отклоняющейся стенки. Кривые 1—4 отвечают степеням расширения $n = 1,3; 2,0; 2,4; 2,65$.

В [26] все наиболее распространенные локальные критерии отрыва представлены в виде

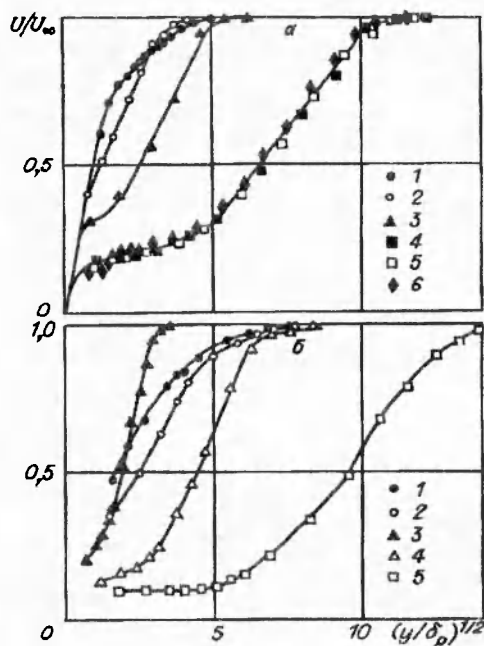


Рис. 4

$$(4.1) \quad \frac{z}{\rho U_\infty^2} \frac{dP}{dx} \geq B \text{Re}^{-1/m},$$

где z — характерная толщина пограничного слоя; B и m — постоянные, определяемые эмпирически в зависимости от числа Маха и Re . При $z = \delta_1$ и достаточно больших значениях Re , что соответствует рассматриваемому случаю, значения B и m равны соответственно 0,015 и ∞ [27]. При этих допущениях неравенство (4.1) примет вид

$$(4.2) \quad \frac{\delta_1}{\rho U_\infty^2} \frac{dP}{dx} \geq 0,015.$$

Умножая левую и правую части неравенства (4.2) на $\rho U_\infty^2 / \tau_w$, получим

$$(4.3) \quad \Pi = \frac{\delta_1 dP/dx}{\tau_w} \geq \frac{0,03}{c_f}.$$

Неравенство (4.3) определяет условия возникновения отрыва. Вообще говоря, параметр Π обычно используется для характеристики градиентности течения. Однако в [23] показано, что параметр Π может быть использован в качестве меры устойчивости течения в пограничном слое. В этом смысле неравенство (4.3) может служить критерием устойчивости существования отрывных и безотрывных течений в пограничном слое.

Применительно к течениям в диффузорных каналах возможна реализация двух устойчивых состояний потока, а именно: течение без отрыва и с отрывом. Устойчивость отрывного течения здесь следует понимать в том смысле, что при определенных условиях отрыв возникает всегда.

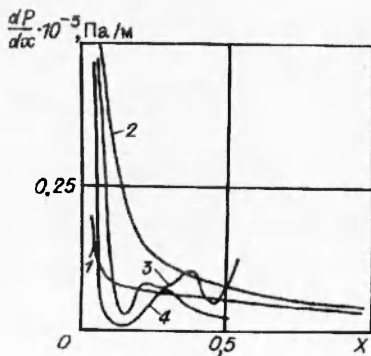
Устойчивость этих двух классов течения подтверждается наличием гистерезисных явлений при переходе течения под внешним воздействием от безотрывного к отрывному и обратно. Для примера можно привести описанный в [28] случай течения в кольцевом диффузоре с вдувом потока нормально к направлению внешних стенок. При угле раскрытия внешней образующей диффузора $\alpha = 50^\circ$ и относительном расходе вдуваемой жидкости порядка 5 % отмечалось снижение потерь энергии на 35 %, и на внешних стенках диффузора устанавливалось безотрывное течение.

Однако при снижении количества вдуваемой жидкости кризисное увеличение потерь и переход обратно к отрывному режиму течения происходили при относительном расходе вдуваемой жидкости, равном 2—2,5 %. Этот своеобразный гистерезис указывает на значительную устойчивость как отрывного, так и безотрывного течения.

В рассматриваемом случае во входном сечении диффузорного участка значение параметра Π практически внезапно изменялось от 0 до 1,55; 3,1; 7,84 и 10,7 в сечении $X = 0,02$ для $n = 1,3; 2,0; 2,4$ и 2,65 соответственно. На рис. 6 показано изменение Π вдоль отклоняющейся стенки. Кривые 1—4 отвечают степеням расширения $n = 1,3; 2,0; 2,4; 2,65$.

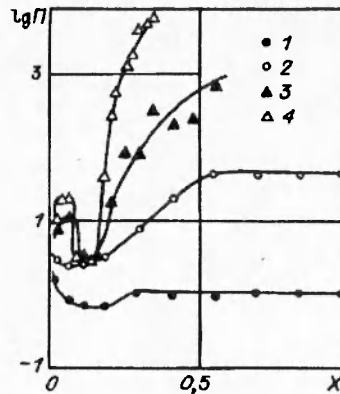
В сечении $X = 0,02$ для всех n выполняется условие $\Pi < 0,03/c_f$, т.е. исходное безотрывное течение в пограничном слое, согласно принятой концепции, можно считать устойчивым. Тогда в соответствии с ПМУ [7] во всех случаях значение Π вниз по потоку должно уменьшаться. Действительно, в начальном участке канала для всех n отмечается уменьшение значений Π , причем для $n = 2,4$ и 2,65 при $0,1 < X < 0,2$ довольно значительное (до Π порядка 3,5).

Из анализа структуры параметра Π следует, что это возможно при уменьшении δ_1 ,



Р и с. 5

росте τ_w и уменьшении dP/dx . Первые два условия в диффузорных каналах без внешних воздействий невозможны. Следовательно, уменьшение значений Π в рассматриваемом случае непосредственно связано с уменьшением значения dP/dx . Однако известно, что нарастание пограничного слоя оказывает существенное влияние на изменение значения dP/dx по сравнению с тем, которое можно определить с учетом только геометрии канала, особенно перед отрывом. В этой связи необходимо провести анализ изменения δ_1 и $d\delta_1/dx$ с целью определения значений этих изменений в механизме возникновения отрыва потока.



Р и с. 6

5. Для простоты выкладок и с целью большей наглядности анализ удобно провести для течения несжимаемой жидкости в одномерной постановке. Для качественного анализа можно без ущерба предположить отсутствие пограничных слоев на боковых (параллельных) стенках, а также на прямой стенке, противоположной отклоняющейся. Тогда уравнения движения и неразрывности запишем в виде

$$(5.1) \quad \frac{dP}{dx} = -\rho c \frac{dc}{dx};$$

$$(5.2) \quad G = \rho a h_e c.$$

Из (5.1) и (5.2) величину dP/dx можно представить как

$$(5.3) \quad \frac{dP}{dx} = \frac{G^2}{\rho a^2 h_e^2} \frac{dh_e}{dx},$$

где c — скорость в ядре потока в сечении с координатой x вдоль отклоняющейся стенки; G — расход через канал; h_e — эффективная высота сечения. Согласно принятым допущениям, эффективная высота сечения с координатой x $h_e = h_1 + x \sin \alpha - \delta_1 / \cos \alpha$.

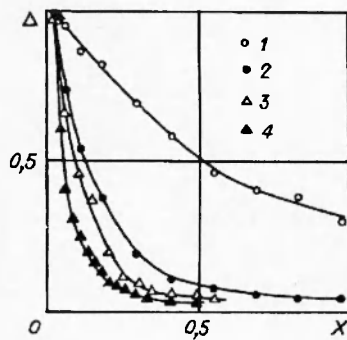
С учетом этого (5.3) примет вид

$$(5.4) \quad \frac{dP}{dx} = \frac{G^2 [\sin \alpha - (d\delta_1/dx)(1/\cos \alpha)]}{\rho a^2 (h_1 + x \sin \alpha - \delta_1 / \cos \alpha)^3}.$$

Из (5.4) видно, что нарастание пограничных слоев оказывает неоднозначное влияние на значение dP/dx . В одном и том же сечении пограничного слоя ($x = \text{const}$) при постоянном расходе через канал ($G = \text{const}$) с увеличением δ_1 значение dP/dx растет, а с увеличением $d\delta_1/dx$ уменьшается.

На рис. 7 показано изменение величины $\Delta = \delta_{10} / \delta_{1x}$ вдоль отклоняющейся стенки. Кривые 1—4 соответствуют степеням расширения $n = 1,3; 2,0; 2,4$ и $2,65$. Здесь δ_{10} — толщина вытеснения при $X = 0,02$, δ_{1x} — толщина вытеснения в сечении с координатой X .

Как видно из рис. 7, значение $d\delta_1/dx$ для отрывных режимов ($n > 2,0$) значительно больше, чем для безотрывных. Именно этим можно объяснить столь резкое уменьшение значений dP/dx для $n = 2,4$ и $2,65$ в начальном участке канала (см. рис. 5), где значения δ_1 еще сравнительно невелики. В свою очередь, резкое уменьшение dP/dx обуславливает уменьшение параметра Π в этой области, что свидетельствует о стремлении течения в пограничном слое к сохранению исходного состояния, т.е. о реализации ПМУ в этом случае.



Р и с. 7

Однако, что совершенно естественно, при больших значениях $d\delta_1/dx$ вниз по потоку начинает резко возрастать значение δ_1 , что в соответствии с (5.4) должно приводить к росту dP/dx .

Здесь следует остановиться на одной особенности изменения dP/dx вдоль отклоняющейся стенки для отрывных режимов течения ($n = 2,4$ и $2,65$). Как видно из рис. 5, в обоих этих случаях после резкого уменьшения dP/dx в начальном участке канала при $X > 0,15$ отмечается местное увеличение dP/dx . В соответствии с локальной теорией отрыва [26] причиной последнего является местное увеличение dP/dx , индуцируемое взаи-

модействием пограничного слоя и внешнего потока. Однако, как показано в [29], отрыв турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости представляет собой довольно сложный процесс перехода от устойчивого безотрывного течения к полностью развитому отрыву и не локализован в области местного увеличения давления. Характер распределения dP/dx на рис. 5 является экспериментальным подтверждением этого теоретического вывода [29]. Как показали измерения в пограничном слое [11], полное отделение пограничного слоя наступает для $n = 2,4$ и $2,65$ в сечениях $X = 0,62$ и $0,41$ соответственно.

Рост δ_1 приводит к тому, что расстояние от стенки, где располагается внешняя область генерации энергии турбулентности, совпадающая с зоной, в которой турбулентные напряжения трения проходят через максимум, увеличивается, и все меньшее количество энергии доносится до стенки. Между тем в пристеночную область нужен дополнительный приток энергии, чтобы компенсировать ту ее часть, которая необходима для движения жидкости против возрастающего давления. Как указывалось выше, этот приток обеспечивается за счет усиления пульсационного движения и роста производства энергии во внешней части слоя.

В случае достижения за счет поперечного переноса равновесия процессов производства и диссипации энергии в пристеночной зоне исходное безотрывное осредненное течение в пограничном слое вниз по потоку сохраняет устойчивость. В рассматриваемом случае это происходит при $n = 1,3$ и $2,0$, и условие $\Pi < 0,03/c_j$ выполняется на всей длине отклоняющейся стенки, причем вниз по потоку при $X > 0,3$ и $0,55$ для $n = 1,3$ и $2,0$ соответственно устанавливаются постоянные значения Π .

В том случае, когда равновесие этих процессов не достигается, согласно [23], вниз по потоку параметр Π будет бесконечно возрастать. Для $n = 2,4$ и $2,65$ в сечениях $X = 0,55$ и $0,35$ соответственно значения Π порядка 10^3 и $6 \cdot 10^3$. При этом для $n = 2,4$ при $X > 0,41$, а для $n = 2,65$ при $X > 0,27$ реализуется условие неравенства (4.3), и безотрывное течение становится неустойчивым.

6. При диффузорном течении в турбулентном пограничном слое в предотрывных областях всегда наблюдается характерная деформация профилей осредненной скорости в зоне $0,2 < Y < 0,4$.

В [30] на основе анализа уравнения движения показано, что эта деформация непосредственно связана со стремлением потока к сохранению исходного безотрывного течения, так как приводит к росту значений тех членов уравнения движения, которые уравнивают тормозящую силу давления, и отмечена стабилизирующая роль турбулентных касательных напряжений, проявляющаяся при диффузорном течении в пристеночной зоне пограничного слоя, где $d\tau/du > 0$, что в соответствии с тем же уравнением движения также означает их действие против тормозящей силы давления.

Как следует из рассмотрения результатов, представленных в настоящей работе, процесс интенсификации роста пограничного слоя, т.е. роста $d\delta_1/dx$, изначально направлен на уменьшение значения dP/dx и, следовательно, также связан со стремлением потока к сохранению исходного безотрывного течения.

Вообще говоря, все изменения в турбулентном пограничном слое при переходе к диффузорному течению, в том числе и изменение характера пульсационного движения, отмеченные в [18—24], направлены на сохранение исходного безотрывного течения, так как приводят к увеличению притока к стенке слоев жидкости, обладающих большим запасом кинетической энергии и, значит, более устойчивых по отношению к отрыву.

Однако на определенном этапе развития течения, определяемом условием неравенства (4.3), всех этих изменений оказывается недостаточно для сохранения исходного безотрывного течения. Классическое течение в пограничном слое уже не может обеспечить адекватную реакцию потока на внешнее воздействие, определяемое геометрией канала, и происходит отрыв потока.

В этой связи отрыв можно считать специфической реакцией потока, направленной на снижение градиента давления, изначально определяемого геометрией канала, и рассматривать как переход течения в новое устойчивое состояние, так как геометрия канала перестает влиять на характер течения и изменение давления в оторвавшемся потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
2. Clauser F.H. Turbulent boundary layers in adverse pressure gradient // J. Aeronaut. Sci. — 1954. — V. 21, N 2. — P. 91—108.
3. Klebanoff P.S., Diehl Z.W. Some features of artificially thickened fully developed boundary layers with zero pressure gradient. — Wash., 1952. — (Rept / NACA; N 1110).
4. Ludwig H., Tillman W. Untersuchungen über die Wandhubspannung in turbulenten Reibungsschichten // Ing. — Arch. 17. 1949. — S. 288—299.
5. Кутателадзе С.С. Пристенная турбулентность. — Новосибирск: Наука, 1973.
6. Гольдштик М.А. Принцип максимальной устойчивости осредненных турбулентных течений // ДАН СССР. — 1968. — Т. 182, № 5. — С. 1026—1028.
7. Лятхер В.М. Вероятностная природа турбулентных течений и пути замкнутого описания турбулентности // Турбулентные течения. — М.: Наука, 1974. — С. 136—140.
8. Гольдштик М.А., Штерн В.Н. Гидравлическая устойчивость и турбулентность. — Новосибирск: Наука, 1977.
9. Кадер Б.А., Яглом А.М. Турбулентность в области применимости «закона стенки $1/2$ » замедляющегося пограничного слоя // ДАН СССР. — 1978. — Т. 242, № 6. — С. 1273—1276.
10. Зарянкин А.Е., Грибин В.Г., Дмитриев С.С. Исследование структуры потока в плоских диффузорных каналах и метод повышения их эффективности // Изв. вузов. Энергетика. — 1989. — № 9. — С. 87—92.
11. Дмитриев С.С. О механизме отрыва турбулентного пограничного слоя от гладкой стенки // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1990. — № 6. — С. 69—77.
12. Зарянкин А.Е., Грибин В.Г., Дмитриев С.С. Сравнительная эффективность диффузорных каналов при различных методах аэродинамического воздействия на поток // Изв. вузов. Энергетика. — 1991. — № 4. — С. 67—73.
13. Горлин М.С. Аэромеханические измерения. — М.: Наука, 1964.
14. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. — М.: Энергия, 1978.
15. Сандборн, Клайн. Модели потока при отрыве пограничного слоя // Тр. амер. о-ва инж.-мех. Техническая механика. — 1961. — С. 3—17.
16. Ефименко Г.И., Хабахпашева Е.М. Влияние положительного градиента давления на структуру пристенной турбулентности // Градиентные и отрывные течения. — Новосибирск, 1976. — С. 49—65.
17. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Исследование прерывистой структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя // Турбулентные течения. — М.: Наука, 1974. — С. 172—184.
18. Shubauer G.B., Klebanoff P.S. Investigation of separation of the turbulent boundary layer. — Wash., 1950. — (Techn. Note/NACA; N 2133).
19. Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Белов В.М., Афанасьев В.Н. Средние и пульсационные характеристики теплового турбулентного пограничного слоя и теплообмен в диффузорной области // Теплообмен в пристеночных турбулентных течениях. Ч. 1. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по тепломассообмену. — Минск, 1976. — С. 77—86.

20. Хабахпашева Е.М., Ефименко Г.И., Руди Ю.А. Развитие сдвигового слоя при безотрывном течении в диффузоре // Турбулентные струйные течения: Тез. докл. 4-го Всесоюзного совещания по теоретическим и прикладным аспектам турбулентных течений. Ч. 2. — Таллин, 1982. — С. 152—163.
21. Леонтьев А.И., Шишов Е.В. Закономерности пристенной турбулентности в градиентной области течения и при сложных тепловых граничных условиях // Пристенные турбулентные течения. — Новосибирск, 1984. — С. 105—111.
22. Роганов П.С., Заболоцкий В.П., Шишов Е.В. Исследование процессов турбулентного переноса в пристенных потоках на основе анализа транспортных уравнений турбулентности // Пристенные турбулентные течения. — Новосибирск, 1984. — С. 121—126.
23. Ротта И.К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1967.
24. Dengel P., Fernholz H.H. An experimental investigation of an incompressible turbulent boundary layer in the vicinity of separation // J. Fluid Mech. — 1990. — V. 212. — P. 615—636.
25. Кутателадзе С.С. Анализ подобия в теплофизике. — Новосибирск: Наука, 1982.
26. Гогош Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. — М.: Наука, 1979.
27. Бам-Зеликович Г.М. Расчет отрыва пограничного слоя // Изв. АН СССР. ОТН. — 1954. — № 16. — С. 68—85.
28. Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. Газодинамика. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
29. Сычев Вик.В. К теории самоиндуцированного отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1987. — № 3. — С. 51—60.
30. Зарянкин А.Е., Грибин В.Г., Дмитриев С.С. О механизме возникновения отрыва потока от стенок гладких каналов // ТВТ. — 1989. — Т. 27, № 5. — С. 913—919.

г. Москва

Поступила 22/IX 1993 г.,
в окончательном варианте — 25/III 1994 г.

УДК 532.517.3

Ю.Н. Беляев

ОБ ОДНОМ ПОДХОДЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ТЕЧЕНИЯХ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ

Попытаться понять природу турбулентности путем изучения процессов, сопровождающих ее возникновение, по-видимому, проще в случае замкнутых течений, где эти процессы отражают собственные свойства течений и в какой-то мере мало и предсказуемым образом осложняются внешними случайными воздействиями. Такие течения обычно переходят в турбулентные через ряд бифуркаций и стадии динамического хаоса — режимы течения с непредсказуемым поведением во времени.

Поскольку путем прямого «интегрирования» уравнений Навье—Стокса продвинуться достаточно далеко в описании эволюции течений с изменением параметров в настоящее время не представляется возможным, весьма желательным привлечение более общих моделей. Именно это и предложено в [1]: не акцентировать внимание на специфических чертах конкретных течений и, используя идею версальности, изучать в общем виде типы бифуркаций, свойственные нелинейным динамическим системам общего положения. Этот подход, конечно, требует более серьезных обоснований, поскольку, во-первых, пространство состояний для уравнений Навье—Стокса бесконечномерно и, во-вторых, не ясно, типичны ли свойства динамических систем, получающихся в результате редукции исходных уравнений. Первыми шагами в этом направлении были бы доказательства существования и единственности глобальных решений уравнений Навье—Стокса, а затем доказательства конечномерности аттракторов этих уравнений и получение оценок сверху и снизу их хаусдорфовой размерности. В

© Ю.Н. Беляев, 1995