

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ РЕЙНОЛЬДСА ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ДВУГРАННОГО УГЛА

К. Грайхен, В. И. Корнилов

(Берлин, Новосибирск)

Изучение структуры так называемых сложных турбулентных течений, которые не могут быть достаточно точно рассчитаны методами классической теории тонкого сдвигового слоя, продолжает вызывать большой интерес в гидроаэромеханике. Типичный пример сдвиговых течений такого рода — трехмерный поток вдоль линии пересечения двух поверхностей, образующих двугранный угол. Известно, что подобные течения встречаются в различных технических приложениях, например в области сопряжения крыла и фюзеляжа или других элементов летательного аппарата, в турбомашинах, а также в призматических каналах.

Изучению структуры турбулентных течений в угловых конфигурациях посвящен целый ряд теоретических и экспериментальных работ. В частности, детально изучены особенности развития и взаимодействия пограничных слоев [1, 2], протяженность пространственной области в поперечном направлении [2, 3], структура вторичных потоков [4], влияние различных факторов на характер этих сложных течений [3, 5]. Однако для правильного описания основных физических явлений в таких течениях необходима полная информация не только о поле осредненных скоростей, но и о распределении всех компонент тензора напряжений Рейнольдса. Подобная информация необходима также для дальнейшего совершенствования и развития расчетных методов и, в частности, для разработки модели турбулентности.

В практике эксперимента существует целый ряд приемов и методов измерений компонент напряжений Рейнольдса ниточным датчиком термоанемометра [6]. Анализ этих методов применительно к течению в двугранном угле показал, что методика измерений датчиком термоанемометра с единственной наклонной нитью, поворачиваемой вокруг оси корпуса [7], имеет ряд неоспоримых преимуществ. В частности, она не требует введения какого-либо предположения на эффективную скорость в модифицированном законе Кинга, а также предварительной информации о направлении вектора скорости потока и освобождает от необходимости использования многоканальной аппаратуры.

Ранее авторами апробировалась указанная методика для случая, когда ось вращения датчика составляет прямой угол с вектором скорости набегающего потока. При этом максимальная погрешность напряжений Рейнольдса порядка 25—30% от верхнего измеренного значения соответствующей компоненты. Оказалось, что основной источник погрешностей обусловлен условиями аэродинамического взаимодействия датчика с потоком.

Цель настоящей работы — получение уточненных данных о распределении напряжений Рейнольдса в пространственном несжимаемом турбулентном течении двугранного угла на базе усовершенствованной методики эксперимента.

Опыты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР [8] при скорости невозмущенного потока 30 м/с, что соответствует числу Рейнольдса в исследуемом поперечном сечении $Re_x = 1,8 \cdot 10^6$ ($x = 910$ мм). Эскиз модели двугранного угла представлен на рис. 1. Модель угла состоит из двух плоских шлифованных граней, установленных друг относительно друга под углом 90° . Носовая и хвостовая части пластин изготовлены в виде полуэллипса с отношением полуосей $b : a = 1 : 12$ ($b = 8$ мм). При этом, за исключением области, расположенной в непосредственной окрестности передней кромки, на поверхности модели реализован безградиентный характер течения. На каждой грани угла выполнена группа приемников давления диаметром 0,5 мм. Полностью развитый турбулентный пограничный слой достигался с помощью искусственного турбулизатора, который представлял собой полосу наждачной бумаги толщиной 0,8 мм, наклеенной по размаху двугранного угла на расстоянии 10 мм от передней кромки.

Для измерений осредненных параметров пограничного слоя и характеристик турбулентности применялся комплект термоанемометрической аппаратуры 55М фирмы DISA. В качестве первичного преобразователя использовался однониточный миниатюрный датчик термоанемометра с наклонной нитью Волластона [9] с диаметром и длиной рабочего участка соответственно 3 мкм и 0,6 мм. При этом угол γ между нитью и осью датчика варьировался от 45° до 70° . Ряд экспериментов выполнен

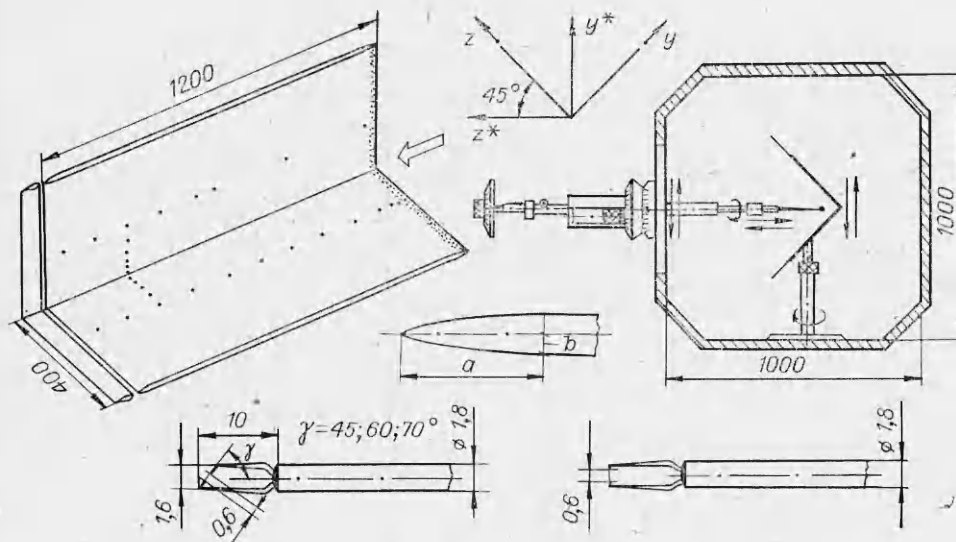


Рис. 1

датчиком типа пограничного слоя с нормально расположенной нитью (рис. 1).

Необходимая исходная информация для определения компонент среднего вектора скорости и напряжений Рейнольдса получается путем вращения вокруг оси корпуса датчика термоанемометра с единственной наклонной нитью в исследуемой точке потока. Особое внимание уделялось тому, чтобы при повороте датчика середина нити оставалась совмещенной с центром вращения. В процессе эксперимента корпус датчика мог ориентироваться под произвольным углом к вектору скорости потока, что позволяло определять рациональное положение датчика в потоке, обеспечивающее пониженный уровень искусственных возмущений при его обтекании. По окончании измерительной процедуры в зависимости от дискретного угла поворота датчика α_m в искомой точке пространства получаются зависимости $\bar{E}(\alpha_m)$ и $\sqrt{\overline{e'^2}}(\alpha_m)$, где \bar{E} и $\sqrt{\overline{e'^2}}$ — среднее и среднеквадратичное напряжение на выходе анемометра. При наличии соответствующих данных о тарировках используемых датчиков [10], которые выполнены в достаточно широком диапазоне изменения условий течения, этой информации в принципе достаточно для определения средней скорости потока и напряжений Рейнольдса.

На рис. 2 представлены безразмерные профили нормальных и касательных напряжений (нормированных по скорости u_e на внешней границе пограничного слоя), измеренные на расстоянии $z \approx 10\delta$ от угловой линии, где характер течения аналогичен случаю плоской пластины. Точки 1–6 соответствуют компонентам напряжений Рейнольдса $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e, \sqrt{\overline{v'^2}}/u_e, \sqrt{\overline{w'^2}}/u_e, \overline{u'v'}/u_e^2, \overline{u'w'}/u_e^2, \overline{v'w'}/u_e^2$. Для сравнения приведен также профиль пульсаций (зачерненные кружки), который в определенном смысле можно считать тестовым, так как измерен датчиком, корпус и токоподводы которого ориентировались почти параллельно потоку, а нить Волластона располагалась по

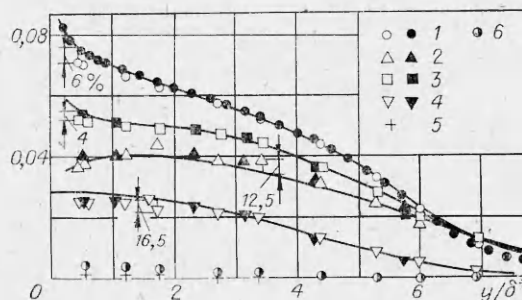
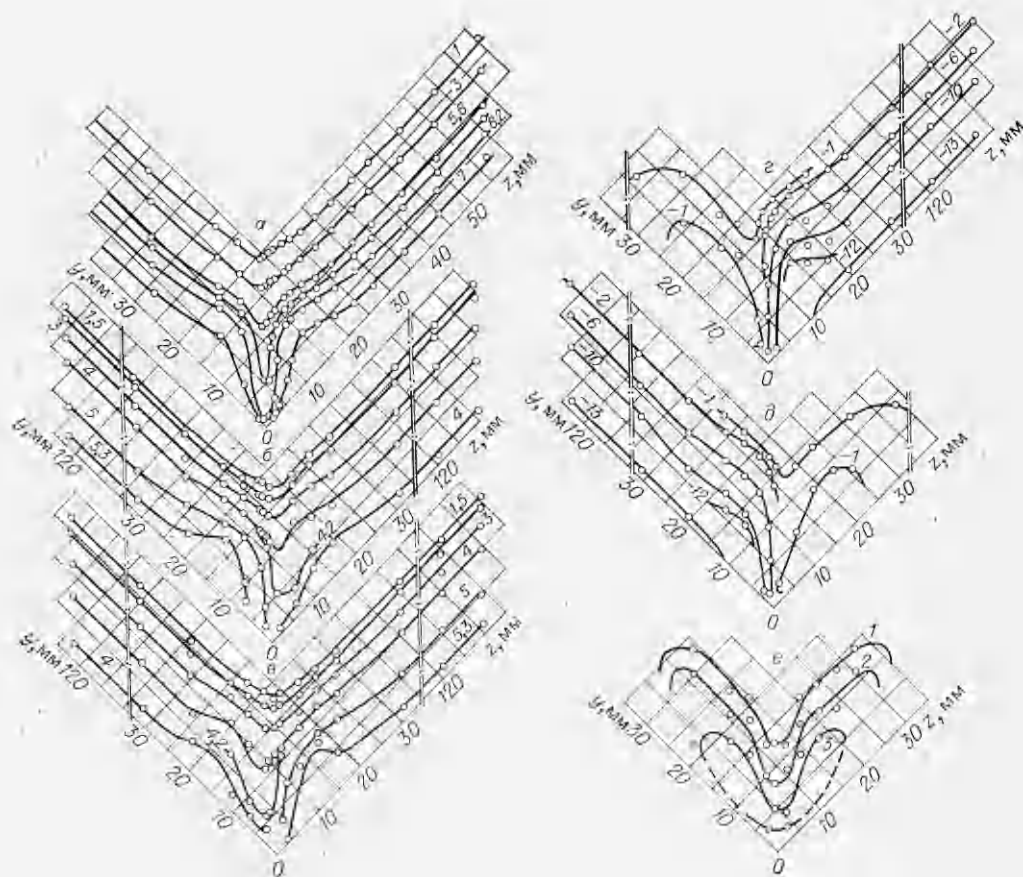


Рис. 2



Р и с. 3

нормали к вектору скорости. Точками 2—4 показаны результаты измерений, выполненные однотипными датчиками с целью проверки воспроизводимости результатов, линиями — осредненные данные Клебанова [11] для полностью развитого турбулентного пограничного слоя на плоской пластине при $Re_x \approx 4,1 \cdot 10^6$. Можно видеть хорошее количественное и качественное согласие сравниваемых профилей нормальных напряжений.

Максимальное отклонение измеренных значений продольной компоненты пульсаций скорости $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e$, обусловленное случайным разбросом экспериментальных значений $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e$, от результатов, полученных датчиком с нормальной нитью, а также от данных [11] не превышает 6%, а компонент $\sqrt{\overline{v'^2}}/u_e$ и $\sqrt{\overline{w'^2}}/u_e$ — соответственно 12,5 и 4%. При рассмотрении касательных напряжений обращает на себя внимание заниженный уровень компоненты $\overline{u'v'}/u_e^2$ в пристенной части пограничного слоя. Отклонение экспериментальных значений $\overline{u'v'}/u_e^2$ достигает 16,5%. Кроме того, хорошо известно, что компоненты $\overline{u'w'}/u_e^2$ и $\overline{v'w'}/u_e^2$ в случае двумерного течения должны быть тождественно равны нулю. Нельзя утверждать, что в данном случае они в точности нулевые, по, по крайней мере, близки к нулю.

Таким образом, судя по результатам измерений в области течения с хорошо изученными свойствами, использование усовершенствованной методики эксперимента позволяет существенно уменьшить погрешность определения большинства компонент напряжений Рейнольдса.

Типичные распределения различных компонент напряжений Рейнольдса в исследуемом поперечном сечении представлены на рис. 3 в виде

линий равных значений этих величин, где $a - e$ соответствуют $(\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e) \cdot 10^2 = \text{const}$, $(\sqrt{\overline{v'^2}}/u_e) \cdot 10^2 = \text{const}$, $(\sqrt{\overline{w'^2}}/u_e) \cdot 10^2 = \text{const}$, $(\overline{u'v'}/u_e^2) \cdot 10^4 = \text{const}$, $(\overline{u'w'}/u_e^2) \cdot 10^4 = \text{const}$, $(\overline{v'w'}/u_e^2) \cdot 10^4 = \text{const}$. Значения констант показаны у линий. Распределение линий $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e = \text{const}$ получено на основе измерений датчиком с нормально расположенной нитью Волластона, корпус и токоподводы которого ориентировались параллельно потоку, а распределение остальных линий — датчиком с наклонной нитью, ось вращения которого располагалась под углом 45° к вектору скорости потока.

Результаты экспериментов позволяют отметить ряд характерных свойств и особенностей структуры турбулентного течения в исследуемом поперечном сечении:

— контур всех представленных линий существенно искажен вторичными течениями, которые, как известно [1, 5], развиваются в форме пары вихрей в пространственной области течения угла. Иными словами, поле турбулентности такого течения в значительной мере определяется величиной и направлением развивающихся вторичных потоков. Однако взаимосвязь напряжений Рейнольдса и вторичных течений, вероятно, более сложная, а именно: поперечные градиенты этих напряжений индуцируют вторичные течения, а последние, в свою очередь, перераспределяют напряжения Рейнольдса в поперечном сечении угла;

— аналогично осредненным параметрам течения [3] наблюдается отчетливо выраженный асимптотический переход характеристик турбулентности в пространственной области угла к некоторым значениям, характерным для двумерного течения. Протяженность этой переходной области в направлении оси z (или y) составляет величину порядка 3—4 толщин двумерного пограничного слоя;

— нет ничего необычного в том, что распределение линий $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e = \text{const}$ и $\overline{v'w'}/u_e^2 = \text{const}$ имеет симметричный относительно биссекторной плоскости угла характер, тогда как распределение остальных линий существенно несимметрично. Ясно, что демпфирующие свойства стенок (граней угла) по отношению к компоненте $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_e$ слева и справа одинаковы, поэтому распределение этой составляющей симметричного характера. С другой стороны, видно также, что уровень, например, компоненты $\sqrt{\overline{w'^2}}$ на грани z угла заметно выше компоненты $\sqrt{\overline{v'^2}}$, а ее распределение на этой грани в пределах погрешности эксперимента такого же характера, как распределение $\sqrt{\overline{v'^2}}$ на грани y угла. Аналогичная особенность свойственна также напряжениям $\overline{u'v'}$ и $\overline{u'w'}$ с той лишь разницей, что при переходе от грани z к грани y и наоборот наблюдается более существенное изменение этих компонент, вплоть до вероятной смены знака в пристенной области течения. Все это объясняется разными демпфирующими свойствами граней угла на указанные компоненты напряжений;

— из физических соображений ясно, что отдельные компоненты напряжений Рейнольдса, например $\overline{w'^2}$ и $\overline{u'v'}$ на грани z , должны в сходственных точках равняться соответственно компонентам $\overline{v'^2}$ и $\overline{u'w'}$ на грани y . Полученные результаты показывают, что с погрешностью не хуже 5—7% это требование действительно соблюдается. Кроме того, из простого условия симметрии в биссекторной плоскости угла компоненты $\overline{v'^2}$ и $\overline{w'^2}$, а также $\overline{u'v'}$ и $\overline{u'w'}$ должны быть одинаковыми. Такое требование с погрешностью не хуже 10% также соблюдается. Все это — дополнительное доказательство надежности и правдоподобности полученных результатов.

Авторы выражают искреннюю благодарность М. Хоффмайстеру и А. М. Харитонову за внимание и поддержку данной работы и В. С. Косорыгину за ценную помощь в процессе подготовки к экспериментам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mojola O. O., Young A. D. An experimental investigation of the turbulent boundary layer along a corner // AGARD — CP — 93. — 1971.
2. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Взаимодействие турбулентных пограничных слоев в прямом двугранном угле // ПМТФ. — 1978. — № 3.
3. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Взаимодействие пограничных слоев при продольном обтекании прямого двугранного угла. — Новосибирск, 1978. — (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 11).
4. Kornilov V. I., Kharitonov A. M. Investigation of the structure of turbulent flows in streamwise asymmetric corner configurations // Experiments in Fluids. — 1984. — V. 2.
5. Корнилов В. И. Взаимодействие пограничных слоев в области сопряжения аэродинамических поверхностей: Автореф. дис.... канд. техн. наук. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
6. Фагт И. Д. Экспериментальные методы исследования трехмерных турбулентных пограничных слоев // Трехмерные турбулентные пограничные слои/Под ред. Х. Фернхольца, Е. Краузе. — М.: Мир, 1985.
7. Hoffmeister M. Zur Anwendung einer einfachen Hitzdrahtsonde auf dreidimensionale turbulente Strömungsfelder // Maschinenbautechnik. — 1970. — Bd 19. N. 8.
8. Багаев Г. И., Голов В. К., Медведев Г. В., Поляков И. Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
9. Косорыгин В. С. Методика изготовления миниатюрных термоанемометрических датчиков // Докл. III Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982. — Т. 2.
10. Хоффмайстер М. Применение термоанемометрической техники к осредненным трехмерным турбулентным потокам // Успехи механики. — 1978. — Т. 1, вып. 1/2.
11. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient // NASA. — 1955. — Report 1247.

Поступила 24/III 1986 г.

УДК 532.542.2

ЭФФЕКТИВНАЯ ДИФфуЗИЯ ДИНАМИЧЕСКИ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ В УЗКИХ ТРАНШЕЯХ

А. И. Мошинский

(Ленинград)

Уравнение диффузии при наличии конвективного слагаемого, в котором компоненты скорости — сложные функции пространственных координат, редко удается решить аналитически. В случае диффузии в каналах в [1] предложен метод сведения основного уравнения к более простому виду, содержащему коэффициент эффективной диффузии (дисперсии). В дальнейшем это направление интенсивно развивалось (см., например, [2—4], где предложены другие подходы к проблеме). В данной работе получено аналогичное уравнение эффективной диффузии в узких кавернах при условии, что известна функция тока в каверне, через которую будет выражен коэффициент дисперсии. Вычисление функции тока — отдельная задача. Далее применяем полученные зависимости к проблеме извлечения вещества из узких траншей (щелей), при наличии границы каверны, через которую возможен обмен веществом с основным потоком.

При обтекании траншеи потоком маловязкой жидкости, как известно, схема течения М. А. Лаврентьева [5] лучше согласуется с опытом, чем другие модели, например модель потенциального обтекания и схема Кирхгофа. Модель течения основана на теореме [6, 7] о постоянстве завихренности в замкнутых областях. Однако при переменном значении коэффициента вязкости μ завихренность может и не быть постоянной [8]. Мы, считая, что известно распределение завихренности, получили общее выражение для функции тока в узкой каверне, ограниченной координатными линиями ортогональной системы координат. В качестве примера подробно разобран случай извлечения вещества из глубокой щели.

Предложено интегральное преобразование, с помощью которого можно решать определенный круг задач дисперсии вещества в кавернах.

1. Вывод уравнения эффективной диффузии и начального условия к нему. Будем полагать, что протяженность каверны в направлении X_1 много больше, чем в X_2 . Границы каверны считаем совпадающими с координатными линиями плоскости X_1 , X_2 . Ограничимся рассмотрением плоской задачи. Пусть известна функция тока Ψ в каверне, причем ее значение на границах каверны равно нулю. Тогда компоненты скорости жид-