

3. Мышенков В. И. Численное исследование течения вязкого газа в следе плоского тела. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 3.
4. Viviani H., Berger S. A. The base-flow and near-wake problem at very low Reynolds numbers, pt 1. The Stokes approximation. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt 3.
5. Viviani H., Berger S. A. The base-flow and near-wake problem at very low Reynolds numbers, pt 2. The Oseen approximation. J. Fluid. Mech., 1965, vol. 23, pt 3.

УДК 532.517.4

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ТЕЛА НА ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ СЛЕДЕ

В. И. БУКРЕЕВ, А. В. ГУСЕВ, В. А. КОСТОМАХА,
Ю. М. ЛЫТКИН

(Новосибирск)

Приводятся экспериментальные данные о распределении коэффициента перемежаемости γ турбулентного течения несжимаемой жидкости в осесимметричных следах за сферой и за телом вращения с удлинением 8:1. Измерения выполнялись при числе Рейнольдса $Re = U_\infty D / \nu = 10^4$ (U_∞ — скорость набегающего потока, D — диаметр миделевого сечения). Показано, что форма тела существенно влияет на характер перемежаемости дальнего автомоделльного следа.

1. Особенностью свободных турбулентных потоков, в частности следов за телами, являются извилистость и хаотичные перемещения границы, отделяющей область турбулентного течения от окружающей нетурбулизованной жидкости. В зоне флуктуаций этой границы имеет место перемежаемость течения, т. е. чередование турбулентного и нетурбулентного движений. Важной характеристикой перемежаемости является коэффициент перемежаемости γ , который в рассматриваемом здесь случае статистически стационарного движения равен относительной доле времени, в течение которого в данной точке пространства движение является турбулентным. Измерения коэффициента перемежаемости в осесимметричных следах за телами выполнялись ранее в [1-4].

Экспериментальное оборудование и условия проведения опытов в настоящей работе были такими же, как и в работах [5, 6]. Коэффициент перемежаемости γ определялся следующим образом. Выходной сигнал термоанемометра с линеаризатором, пропорциональный продольной компоненте скорости u , дифференцировался (при постоянной времени 0,5 мсек), пропускался через фильтр нижних частот (с полосой прозрачности 0-8 кгц и с крутизной -30 дб на октаву) и фиксировался на экране запоминающего осциллографа. Дифференцирование имеет своей целью более четкое выделение флуктуаций турбулентного происхождения [7]. Однако при дифференцировании происходит значительное усиление высокочастотных электронных шумов аппаратуры, для подавления которых использовался фильтр. Как показал спектральный анализ флуктуаций скорости, выполненный с помощью аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер», спектральная плотность производной du/dt в данных опытах не выходила за пределы указанной выше полосы пропускания фильтра.

Коэффициент перемежаемости γ подсчитывался по фотоснимкам реализаций с экрана запоминающего осциллографа как относительная доля времени, в течение которого флуктуации имели турбулентный характер. Аналогичная методика оценки γ применялась в [2]. Общее время анализа перемежающегося сигнала выбиралось экспериментально из тех соображений, чтобы при оценке γ среднее квадратичное значение абсолютной ошибки, связанной с недостаточной длительностью наблюдения, не превышало 0,01.

2. Результаты измерения коэффициента перемежаемости в следах за удлиненным телом вращения и за сферой приведены на фиг. 1 и 2 соответственно. На этих фигурах $r' = r/l_c$, где r — радиальная координата цилиндрической системы отсчета x, r, φ , связанной с телом (ось x направлена вниз по потоку и совпадает с осью симметрии следа); l_c — характерная ширина следа, определяемая формулой

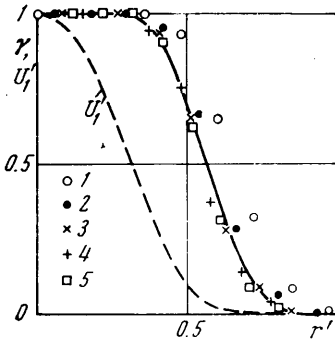
$$l_c = \sqrt{c_x S} [(x - x_0) / \sqrt{c_x S}]^{1/2}.$$

Здесь c_x — коэффициент сопротивления, определенный с использованием площади $S = \pi D^2/4$; $x_0 = \text{const}$ — начало автомоделльного следа, которое согласно [5] можно при-

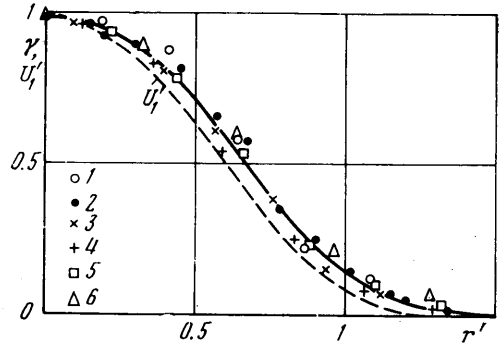
пять равным нулю в обоих рассматриваемых случаях; цифрами 1-5 обозначены данные, относящиеся к сечениям $x/D=50, 100, 150, 200, 250$.

Из фиг. 1 и 2 видно, что при $x/D \geq 100$ профили γ становятся автомодельными и их можно представить в виде $\gamma(x, r) = f(r/l_c)$. В то же время функция f существенно зависит от формы тела.

Пунктирными кривыми на фиг. 1 и 2 нанесены для сравнения (по данным [5]) автомодельные профили $U_1' = U_1/U_1$. Здесь $U_1 = U_\infty - U$ — дефицит осредненной продольной скорости U в следе, U_1^0 — значение дефицита на оси следа. Сплошными кривыми на фиг. 1 и 2 нанесена функция $\gamma = 1 - \Phi[(r-r_0)/\sigma]$ (Φ — нормальная функция



Фиг. 1



Фиг. 2

распределения вероятностей) при следующих значениях параметров r_0 и σ : для следа за удлиненным телом $r_0 = 0.57l_c$, $\sigma = 0.12l_c$ (фиг. 1), для следа за сферой $r_0 = 0.67l_c$, $\sigma = 0.30l_c$ (фиг. 2). Можно видеть, что, как и в турбулентных пограничных слоях, струях и плоском следе (см., например, [7, 8]), эта функция хорошо аппроксимирует экспериментальные профили коэффициента перемежаемости.

Параметр r_0 характеризует среднее положение границы следа. Согласно приведенным данным величина r_0/l_c слабо зависит от формы тела. Параметр σ характеризует размах флуктуаций границы относительно ее среднего положения и зависит от формы тела весьма существенно. В следе за удлиненным телом значение σ/l_c сравнительно невелико, и в значительной части поперечного сечения следа сохраняется ядро, в котором перемежаемость турбулентности отсутствует. В случае сферы впадины границы достигают в отдельные моменты времени оси следа. Однако коэффициент перемежаемости на оси следа вниз по потоку не уменьшается. По-видимому, и в следе за сферой вплоть до весьма больших расстояний, на которых начинается ламинаризация течения, существует непрерывное турбулентное ядро, но с сильно искривленной мгновенной «осью».

На фиг. 2 цифрой 6 обозначены также результаты измерений γ из работы [2], полученные в следе за нагретой сферой при $Re = 4300$ в сечении $x/D = 136$. Хотя в [2] коэффициент перемежаемости γ был подсчитан по осциллограммам флуктуаций температуры, эти данные вполне удовлетворительно согласуются с полученными в настоящей работе.

Заметим, что в работе [3], в отличие от результатов настоящей работы и работы [2], коэффициент перемежаемости на оси следа за сферой убывал вниз по потоку приблизительно пропорционально $x^{-0.15}$, начиная с $x/D = 25$. Возможно, это явилось следствием влияния продольного градиента давления, который имел место в [3], так как измерения выполнялись в конфузурной части аэродинамической трубы. Как показано в [8], продольный градиент давления может существенно влиять на перемежаемость турбулентного течения.

Деформация границ свободных турбулентных течений определяется наиболее крупными вихрями, которые не содержат значительной кинетической энергии, наименее подвержены влиянию молекулярной вязкости и слабо взаимодействуют с менее крупными, в том числе энергонесущими вихрями. Характерные размеры наиболее крупных вихрей и распределение в них энергии по направлениям определяются условиями образования следа, в частности формой тела.

В данной работе диаметры миделевых сечений обтекаемых тел были равны друг другу, а их силы сопротивления были почти одинаковыми [3]. Но из-за разных условий отрыва потока от тел характерная ширина следа и соответственно размер наиболее крупных вихрей в следе за сферой оказались заметно больше, чем в следе за удлиненным телом. Это, по-видимому, и привело к существенному различию в харак-

тере перемежаемости в следах за рассматриваемыми телами, что в свою очередь определило различный характер вовлечения жидкости в след и, в конечном счете, обсуждавшееся в работах [5, 6] непосредственное влияние формы тела на другие характеристики течения в автомоделном осесимметричном следе.

Авторы благодарят О. Ф. Васильева за полезное обсуждение работы, В. В. Зыкова за помощь в использовании измерительной аппаратуры и В. Д. Бибикова за участие в измерениях.

Поступила 5 X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldwin L. V., Sandborn V. A. Intermittency of far wake turbulence. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 6. (Рус. перев.: Перемежаемость дальнего турбулентного следа. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 6.)
2. Freymuth P., Uberoi M. S. Temperature fluctuations in the turbulent wake behind an optically heated sphere. Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 2.
3. Riddhagni P. R., Bevilacqua P. M., Lykoudis P. S. Measurements in the turbulent wake of a sphere. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 7. (Рус. перев.: Измерения в турбулентном следе за сферой. Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 7.)
4. Demetriades A. Turbulent front structure of an axisymmetric compressible wake. J. Fluid Mech., 1968, vol. 34, pt 3.
5. Букреев В. И., Васильев О. Ф., Лыткин Ю. М. О влиянии формы тела на характеристики автомоделного осесимметричного следа. Докл. АН СССР, 1972, т. 207, № 4.
6. Букреев В. И., Костомарова В. А., Лыткин Ю. М. О балансе энергии турбулентности в осесимметричных следах за телами различной формы. ПМТФ, 1974, № 1.
7. Corrsin S., Kistler A. L. The free-stream boundaries of turbulent flows. Nat. Advis. Comm. Aeronaut., Techn. Notes, 1954, No. 3133.
8. Fiedler H., Head M. R. Intermittency measurements in the turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, pt 4.

УДК 532.525.2:534.83

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ДИСКРЕТНОГО ТОНА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ КОНИЧЕСКОГО СОПЛА

А. В. АНЦУНОВ, В. Г. ПИМШТЕЙН

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования излучения дискретного тона сверхзвуковыми струями, истекающими из конических сверхзвуковых сопел. Показано, что изменение угла раскрытия сопла при неизменных остальных параметрах существенно влияет на структуру течения в начальном участке струи, что приводит к изменению частоты дискретного тона и диапазона степени нерасчетности, при которой он возникает.

В спектре шума свободной сверхзвуковой струи на нерасчетных режимах истечения могут появляться дискретные составляющие, уровень которых может превышать уровень сплошного шума на 15–20 дБ. Впервые это явление наблюдалось на струях, истекающих из сходящихся сопел при сверхкритических перепадах давления [1]. С тех пор появилось много работ по исследованию механизма излучения дискретного тона, и в частности при истечении сверхзвуковых струй из конических сопел [2–5].

Для определения частоты дискретного тона, излучаемого сверхзвуковой струей, предложен ряд эмпирических выражений, причем в качестве характерного размера в них используется, как правило, диаметр выходного сечения сопла. В качестве характерного размера предлагается также использовать диаметр критического сечения сопла [3], длину первой ячейки периодической структуры струи, выраженную через диаметр критического сечения сопла [4] или диаметр струи, рассчитанный из уравнения расхода [5]. Однако используемые линейные размеры не отражают физической