

9. Новиков Е. А., Седов Ю. Б. Стохастизация вихрей. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 12.
 10. Гешев П. И., Черных А. И. Движение вихрей в двумерной односвязной области. — Препринт № 65, Новосибирск: изд. ИГФ СО АН СССР, 1980.
 11. Кирхгоф Г. Механика. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
 12. Routh E. J. Some application of conjugate function. — Proc-Lond. Math. Soc., 1881, vol. 12, p. 73.
 13. Lin C. C. On the motion of vortices in two dimension. Toronto: Univ. Toronto Pres., 1943.
 14. Свешников А. Г., Тихонов А. Н. Теория функций комплексной переменной. М.: Наука, 1967.
 15. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1965.
-

УДК 532.51

ДВА ТИПА ВИХРЕВЫХ ТРУБОК

B. A. Бубнов, A. A. Соловьев, X. Z. Усток
(Москва)

Эффективным средством в решении проблемы вихреобразования является экспериментальное и теоретическое моделирование [1—7].

В ряде работ отмечается, что вертикальные потоки в линейных вихрях направлены снизу вверх всюду, начиная от оси вплоть до границы твердого вращения и лишь вдали, на периферии, направление изменяется на противоположное [8, 9]. В других исследованиях замечались нисходящие осевые потоки и восходящие вдоль стенок вихревой трубки [10, 11], структуру вихря называют соответственно одноячеистой и двухъячеистой [10]. В [10] сделана попытка классифицировать вихревые трубы в зависимости от соотношения интенсивности вертикальных потоков и циркуляции. В данной работе сообщается об экспериментальном изучении перехода от одноячеистого вихря к двухъячеистому.

Вихревые трубы возбуждались в вихревой камере. Высота камеры 0,665 м. Диаметр 0,382 м.

В верхней части устанавливался четырехлопастный завихритель, насаженный на ось двигателя. Высота прямоугольных лопаток составляла 0,07 м, ширина в некоторых опытах равнялась 0,05 м, в остальных — 0,10 м. Завихритель крепился на оси двигателя после массивной цилиндрической платформы. Диаметр платформы 0,21 м, высота 0,05 м. Она предназначалась для отклонения потока, который подходил к двигателю после взаимодействия с нижней поверхностью. Кроме того, с помощью этой платформы поддерживалась стабильность частоты вращения завихрителя. Сверху камера закрывалась крышкой. Опыты производились как в закрытой, так и открытой камере, причем кольцевой зазор нужных размеров задавался изменением диаметра крышки.

С помощью зазора в крышке можно было изменить размер зоны, на которой потоку придается угловой момент. Кроме того, с изменением за-

зора варьировался секундный расход Q вдоль оси вихря:
$$Q = 2\pi \int_0^R v_z r dr,$$

где R — протяженность зоны восходящих потоков.

Контроль частоты двигателя осуществлялся тахометром. Он состоял из источника света, фотодиода и осциллографа. Измерения скорости и давления производились пятиканальным шаровым зондом с диаметром шарика 0,003 м, укрепленным на стержне диаметра 0,015 м.

Давления в отверстиях зонда измерялись микроманометрами Прандтля. Зонд фиксировался на определенном расстоянии и имел возможность перемещаться по радиусу, по высоте и вращаться вокруг оси державки на угол φ .

В потоке зонд ориентировался по углу φ так, чтобы давления в отверстиях 4 и 5, расположенных поперек державки, становились одинаковыми, т. е. $p_m = p_4 = p_5$. В процессе измерений регистрировались: угол φ расположения вектора скорости относительно выбранной плоскости от-

счета; давления p_1, p_3 в меридиональных отверстиях 1 и 3, а также давление p_2 в центральном отверстии 2.

Модуль скорости v , статическое давление p_0 и угол скоса δ потока в плоскости меридиана 1—2—3 далее вычислялись из уравнений: $q = kp_{2m}$, $p_0 = p_2 - f(\delta)q$, $\delta = cp_{31}/p_{2m}$, где $q = \rho v^2/2$; $p_{2m} = p_2 - p_m$; $p_{31} = p_3 - p_1$; $f(\delta)$, c , k — константы, которые определялись по тарировочным кривым.

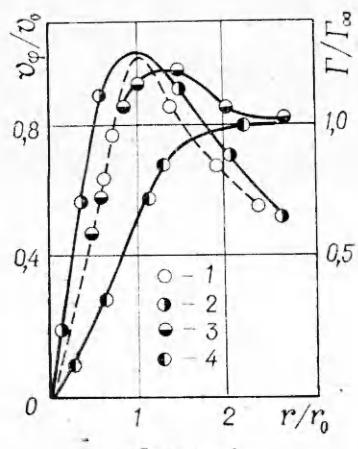
Относительная ошибка измерений скорости шаровым зондом, обусловленная неоднородностью потока, $\delta_v = \frac{p_2 - p_m}{2p_{2m}^*} \frac{d}{y}$, где d — расстояние между отверстиями 2 и 4 или 2 и 5 зонда; p_{2m}^* — разность давлений между отверстиями 2 и 4, которая отмечается в области значительных градиентов скорости; y — размер зоны существенных перепадов скорости (в наших измерениях y — размер ядра вихря).

По данным наших опытов в наиболее неблагоприятных для измерений ситуациях ($y = 0,017$ м) перепад давлений на границе ядра по сравнению с перепадом давлений на оси вихря составлял $p_{2m}^* = 20$ делений шкалы микроманометра. На расстоянии $d = 0,001$ м из-за неоднородности потока возможная неопределенность показаний манометра составляла 1,2 делений.

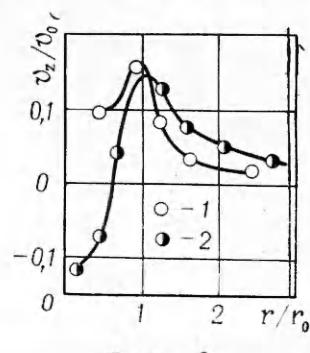
При измерениях в точках, удаленных от оси вихря на расстояниях $(0,3—0,4)y$, величина $p_{2m}^* \approx 8$ делений. В результате находим $\delta_v = (1,2/16) 100\% = 7,5\%$. В целом ошибки измерений скорости в неблагоприятных для измерений случаях не превышали 10%.

Вихревые трубки, возбуждаемые в камере, отличались достаточно хорошей стабильностью. Визуальные наблюдения показали незначительное, в пределах $(0,2—0,3) D$, отклонение нижнего конца вихря от оси. Частота этих отклонений была достаточно большой и не отражалась на показаниях микроманометров. В средней части вихря его колебание около оси значительно меньше, чем у основания. Как правило, при одних и тех же условиях измерения производились независимым образом 3 раза. Разброс измеренных данных не превышал 5% по трем измерениям.

Из большого числа исследованных вихревых трубок наблюдались два типичных случая. Качественная картина течений в вихревых трубках изучалась при визуализации испарений. Случай 1 — равномерное распределение частиц конденсата. Случай 2 — уплотненный слой частиц, формирующих стенку вихревой трубы. Случай 1 соответствовал длине вихря $l = 0,32$ м, диаметру завихрителя $d_0 = 0,1$ м, угловой скорости вращения лопаток $\Omega = 6700$ об/мин. Случай 2 наблюдался при $l = 0,64$ м, $d_0 = 0,05$ м, $\Omega = 5900$ об/мин. В первом случае в камере сверху был оставлен зазор, во втором — камера плотно закрывалась. На фиг. 1, 2 приведены результаты измерений скорости в первом случае на высоте $z = 0,1$ м, во втором $z = 0,14$ м (на фиг. 1 тангенциальная скорость (кривые 1, 2) и циркуляция (кривые 3, 4) в вихре-



Фиг. 1



Фиг. 2

Параметр типа вихря	Одноячеи- стый (измере- ния авторов)	Одноячеи- стый [10]	Двухъячеи- стый (измере- ния авторов)	Двухъячеи- стый [10]
$\Gamma_\infty, 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	7,9	11,0	1,5	16,7
$v_0, 10^2 \frac{\text{см}}{\text{с}}$	24,4	19,8	10,8	20,4
$r_0, \text{ см}$	3,8	7,6	1,7	8,4
$l, \text{ см}$	32	183	64	183
$\Delta p, \text{ Па}$	1300	3800	350	500
$Q, 10^4 \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$	15,9	44,0	2,3	4,0
$Re_r, 10^4$	96	18,8	2,5	1,6
ϵ	0,53	0,53	0,90	0,029
s	0,24	0,33	0,59	0,65

вых трубках, 1, 3 — вихревая трубка одноячеистой структуры, 2, 4 — двухъячеистой; на фиг. 2 1 — одноячеистый вихрь, 2 — двухъячеистый). Измерялись компоненты скорости v_ϕ, v_z . На графиках эти величины отнесены к скорости ядра вихря v_0 . Расстояния от оси вихря на фиг. 1, 2 отсчитываются в безразмерных единицах, которые получены делением на характерный размер r_0 — радиус ядра.

В одноячеистом вихре существуют восходящие потоки вдоль оси, в двухъячеистом — осевые потоки нисходящие. В одноячеистом вихре частицы приближаются к центру, в двухъячеистом — в пределах ядра перемещаются от центра к границе. В потенциальной части этого вихря частицы также приближаются к границе ядра. В результате притоков к границе ядра формируется аксиальный поток.

Вычисления циркуляции $\Gamma = 2\pi r v_\phi$ на разных расстояниях от оси вихря выявляют различную зависимость для двух случаев. На фиг. 1 представлены значения циркуляции, отнесенные к циркуляции Γ_∞ , измеренной вдали от оси вихря. В двухъячеистом вихре обнаруживается заметное превышение циркуляции. Оно приходится на область перехода от оси твердого вращения к потенциальному течению.

В работе [10] для оценки структуры течений в вихревой трубке предлагается безразмерный параметр $\epsilon = Q/R\Gamma_\infty$, причем расход Q изменялся с высотой, так как в верхней части вихревого генератора воздух, отсасываемый из вихря, удалялся через выхлопную трубу. Количество воздуха, который отсасывался из вихря, определялось по вертикальной скорости v_z на такой высоте, где радиальные потоки не изменяются с расстоянием от дна и практически равны нулю, т. е. на глубине входа h . В нашей модели вихря величина Q определялась по данным измерений v_z на высоте, равной глубине входа потока в вихрь.

В таблице приведены результаты расчета параметров, характеризующих структуру двух типов вихрей.

По предложению [10] для перехода от одноячеистого вихря к двухъячеистому необходимо обеспечить существенное уменьшение параметра ϵ . Из таблицы видно, что это условие не соблюдается. В двухъячеистых вихрях, воспроизведенных в наших измерениях, параметр ϵ имел величину, большую, чем в одноячеистых вихрях. В [7] показано, что переход от одноячеистого к двухъячеистому вихрю происходит при критическом значении вихревого отношения, рассчитываемого по формуле $s = 9,04 a^{-0,05} Re_r$, где $a = h/R$ — глубина входа потока в вихрь. Одноячеистый вихрь экспериментально наблюдался при $s < 0,45$. Наши измерения, как видно из таблицы, подтверждают этот вывод.

Поступила 28 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977.
2. Волчков Э. П., Кислых В. И., Смульский И. И. Экспериментальное исследование аэродинамики вихревой камеры с торцевым вдувом.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя. Новосибирск: изд. Ин-та теплофизики, 1978.
3. Луговцев Б. А. Тurbulentные вихревые кольца.— В кн.: Нестационарные проблемы гидродинамики. Вып. 38. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1979.
4. Гольдштих М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981.
5. Владимиров В. А. Устойчивость течений типа смерча.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 37. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1978.
6. Никулин В. В. Моделирование торнадо-подобных вихрей.— В кн.: Математические проблемы механики сплошных сред. Вып. 47. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1980.
7. Davies-Jones R. Laboratory simulated tornadoes.— In: Proc. Symp. on Tornadoes, Texas, Techol. Univ. Lubbock, Tex., 1976, p. 151.
8. Turner J. S. The constraints imposed on tornadolike vortices by the top and bottom boundary conditions.— J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, N 2.
9. Granger R. A. Laboratory simulation of weak strength tornados.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 3, N 4.
10. Wang C. A., Chang C. C. Measurement of the velocity field a simulated tornado-like vortex using a three-dimensional velocity probe.— J. Atm. Sci., 1972, vol. 29, N 1.
11. Ward N. B. Exploration of certain features of tornado dynamic using a laboratory model.— J. Atm. Sci., 1972, vol. 29, N 6.

УДК 532.526.013

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ТОЛЛМИНА — ШЛИХТИНГА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ВИБРИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ СТРЕЛОВИДНОГО КРЫЛА БЕСКОНЕЧНОГО РАЗМАХА

A. M. Тумин

(Москва)

В настоящее время в связи с решением проблемы предсказания точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный широко обсуждается задача о возбуждении волн неустойчивости (волны Толлмина — Шлихтинга) [1, 2]. В [3] рассмотрена задача о возбуждении волны Толлмина — Шлихтинга в случае двумерного пограничного слоя на вибрирующей поверхности. Данная работа посвящена решению задачи [3] в случае пространственных возмущений в пограничном слое на вибрирующей поверхности стреловидного крыла бесконечного размаха.

1. Постановка задачи. Рассмотрим течение в пограничном слое на стреловидном крыле бесконечного размаха. Выберем в качестве системы координат: x — расстояние от передней кромки вдоль обтекаемой поверхности; y — расстояние по нормали от нее; ось Oz направлена вдоль передней кромки крыла. Уравнения Навье — Стокса запишем в безразмерном виде с помощью некоторого масштаба длины l , скорости набегающего потока U_0 . Время будем измерять в единицах l/U_0 , давление отнесено к $\rho_0 U_0^2$ (ρ_0 — плотность в набегающем потоке). Температура, коэффициент вязкости также измеряются в единицах соответствующих величин в набегающем потоке. Как и в [4], предполагаем, что основное течение в отсутствие возмущений является слабонеоднородным. Для компонент скорости (U , V , W), давления и температуры (p , T) предполагается следующая зависимость от координат:

$$(1.1) \quad U = U(x_1, y), \quad V = \varepsilon V_*(x_1, y), \quad W = W(x_1, y), \\ p = p(x_1), \quad T = T(x_1, y), \quad x_1 = \varepsilon x, \quad \varepsilon \ll 1.$$

Коэффициент вязкости будем полагать зависящим только от температуры. Запишем линеаризованные уравнения Навье — Стокса с учетом