

4. Распределения скоростей. Результаты численных расчетов. При $\varepsilon = 0$ решения уравнений (2.1) с граничными условиями (2.2) имеют вид

$$v_r = -\frac{\alpha\theta_0}{2}(e^{ik_1z} - e^{ik_2z}), \quad v_\theta = i\frac{\alpha\theta_0}{2}(e^{ik_1z} + e^{ik_2z})$$

$$\omega_r = \frac{\alpha\theta_0}{2} \left[\frac{k_1}{a^2k_1^2 + i\alpha + 1 + i\Omega_0} \left(e^{ik_1z} - \frac{1 - ik_1\phi}{1 - ik_3\phi} e^{ik_3z} \right) + \frac{k_2}{a^2k_2^2 + i\alpha + 1 - i\Omega_0} \left(e^{ik_2z} - \frac{1 - ik_2\phi}{1 - ik_4\phi} e^{ik_4z} \right) \right]$$

$$\omega_\theta = -\frac{i\alpha\theta_0}{2} \left[\frac{k_1}{a^2k_1^2 + i\alpha + 1 + i\Omega_0} \left(e^{ik_1z} - \frac{1 - ik_1\phi}{1 - ik_3\phi} e^{ik_3z} \right) - \frac{k_2}{a^2k_2^2 + i\alpha + 1 - i\Omega_0} \left(e^{ik_2z} - \frac{1 - ik_2\phi}{1 - ik_4\phi} e^{ik_4z} \right) \right]$$

Выражение для ω_z слишком громоздко и здесь не приводится. Его легко можно получить, решая последнее уравнение системы (2.1).

Подставляя полученные выражения в уравнения (2.6), находим зависимость логарифмического декремента затухания от скорости вращения жидкости. На фигуре представлен график этой зависимости; в точке $\omega = \Omega_0$ кривая претерпевает излом (были приняты следующие значения параметров: $\phi = 10$, $\chi = 0$, $\varepsilon = 0$, $a = 1$, $b = 100$, $s = -0.5$, $\delta^\circ = 0.1$, $q = 1$).

Институт механики МГУ

Поступило 8 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамаладзе Ю. Г., Матинян С. Г. К гидродинамике колебаний диска во вращающейся жидкости. ПММ, 1960, т. 24, вып. 3.
2. Мамаладзе Ю. Г., Месоед К. Б., Цакадзе Д. С. Глубокопроникающие вязкие волны во вращающейся жидкости. II Всес. съезд по теор. и прикл. механ., М., 1964, Аннотации докладов.
3. Мамаладзе Ю. Г. Глубокопроникающие поперечные волны во вращающейся вязкой жидкости. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
4. Шлиомис М. И. К гидродинамике жидкости с внутренним вращением. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 1.
5. Аэро Э. Л., Булыгин А. Н., Кувшинский Е. В. Асимметричная гидромеханика. ПММ, 1965, т. 29, вып. 2.
6. Condiff D. W., Dahler J. S. Fluid mechanical aspects of antisymmetric stress. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 6.

О ВОЗВРАТНОМ ТЕЧЕНИИ ЗАКРУЧЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ

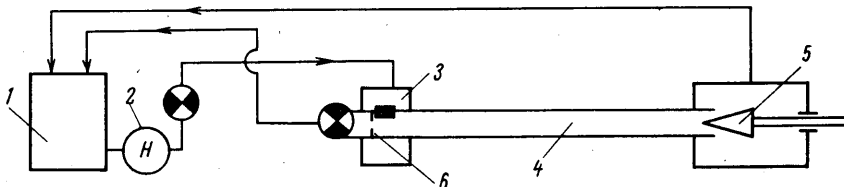
В. Н. КАЛАШНИКОВ, Ю. Д. РАЙСКИЙ, Л. Е. ТУНКЕЛЬ

(Москва)

Если жидкость тангенциально вводится в полуограниченную цилиндрическую трубу по каналам, расположенным в начальном сечении трубы по касательным к образующей, то внутри трубы можно наблюдать две формы закрученного течения. При относительно малых тангенциальных составляющих скорости жидкость по всему сечению трубы будет удаляться от места ввода, однако с ростом тангенциальных скоростей такая форма течения становится неустойчивой, и в ядре потока возникает зона возвратного течения. В этом случае жидкость удаляется от начального сечения только по периферии потока, тогда как в центральной части осевые составляющие скорости направлены в противоположную сторону. Возникновение зоны возвратного течения обусловлено затуханием вращательного движения жидкости и увеличением давления по оси трубы по мере удаления от начального сечения.

Возвратное движение при определенных условиях наблюдается не только в закрученном потоке в трубе, но и в вихревых форсунках, в циклонных сепараторах и в закрученных свободных струях, являясь характерной особенностью всех этих видов течения.

Во многих работах отмечается, что определяющим для закрученного потока, а также для движения в зоне возвратного течения является величина параметра Россби. Этот параметр, вводимый разными авторами по-разному, можно представлять как отношение окружной скорости потока к осевой. Параметр Россби для описания закрученного течения у мощного источника или стока на оси вращения был введен Лонгом [1]. Бинни, исследуя ламинарный закрученный поток в трубе, установил зависимость характера течения от двух чисел Рейнольдса: одного — подсчитанного по тангенциальной составляющей скорости, другого — по осевой [2]. (Отношение этих чисел представляет собой число Россби). Гор и Рэнз заметили, что возвратное течение в свободной турбулентной закрученной струе возникает при определенном значении числа Россби [3]. В работах [4, 5] было установлено, что вихревой эффект существенно зависит от числа Россби.



Фиг. 1

Нисен и Брисен измерили поле скоростей в закрученном турбулентном потоке воды в трубе [6]. Результаты их работы и данные многих исследователей эффекта Ранка показывают, что зона возвратного течения обладает значительной протяженностью по оси трубы. Однако отсутствуют экспериментальные данные, устанавливающие длину зоны возвратного течения и зависимость этой длины от параметров потока.

Был поставлен эксперимент, целью которого явилось определение длины зоны возвратного течения и зависимости ее от числа Россби и числа Рейнольдса. Параметр Россби в соответствии с работой [4] был принят равным

$$N_{Ro} = \rho_1' M_0 D / G_0^2 \quad (1)$$

Здесь ρ_1' — плотность жидкости в центре начального сечения трубы, M_0 — осевая составляющая потока момента количества движения, G_0 — массовый расход жидкости, D — диаметр трубы. Число Рейнольдса подсчитывалось по скорости w на срезе вводимых каналов, $N_{Re} = wD / \nu$. Эксперименты были проведены на воде. При этом величину параметра Россби можно находить из соотношения

$$N_{Ro} = Dr / s \quad (2)$$

получаемого из (1) в случае $\rho = \text{const}$. В последнем выражении s — суммарная площадь сечения тангенциальных каналов, по которым вводилась в трубу вода, r — расстояние, на которое отстоят от оси трубы оси сопел. Использование в опытах несжимаемой жидкости позволило легко варьировать параметры потока N_{Ro} и N_{Re} . Параметр Россби можно было менять, изменяя площадь проходного сечения вводных каналов, а число Рейнольдса — изменяя расход жидкости через каналы. (Процедура по изменению этих параметров при течении газа не была бы столь простой и трудно было бы варьировать их независимо друг от друга.)

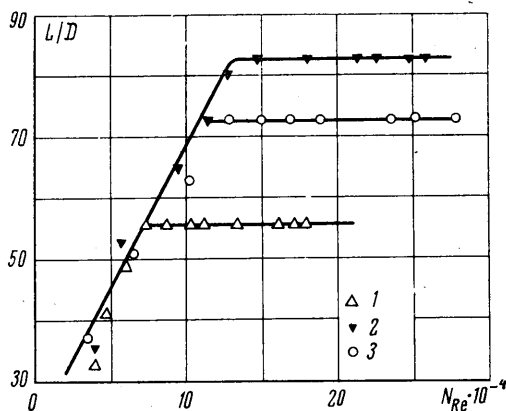
Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Вода из емкости 1 подавалась насосом 2 через форкамеру 3 к вводным соплам. По выходе из сопел закрученный поток распространялся по прозрачной трубе 4. В зависимости от режима работы вода выводилась из этой трубы в емкость через конусную задвижку 5 ($\mu = 0$), через диафрагму 6 ($\mu = 1$), или одновременно через диафрагму и задвижку ($0 < \mu < 1$); здесь μ — отношение расхода жидкости, вытекающей через диафрагму, расположенную рядом с вводными каналами, к расходу жидкости, подаваемой насосом. Труба 4 была изготовлена из оргстекла и имела внутренний диаметр $D = 3.2$ см, длина ее $L = 285$ см. Диаметр диафрагмы 1.6 см. Тангенциальные каналы были прямоугольного сечения с постоянной высотой 0.6 см. В зависимости от эксперимента жидкость вводилась в трубу через четыре или шесть тангенциальных каналов различной ширины. Внешние стороны вводных каналов выходили на образующие трубы, и расстояние от оси трубы до осей каналов во всех случаях было одним и тем же, равным $r = 1.3$ см. В экспериментах реализовывались следующие значения числа Россби: 0.50, 0.58, 0.77, 0.90, 1.05. Величина суммарного расхода воды через установку регулировалась с помощью вентиля за насосом. Остальные вентили использовались для изменения доли расхода жидкости через диафрагму трубы.

По длине трубы на расстоянии 6,4 см (2D) одно от другого были сделаны отверстия, через которые в трубу можно было вводить тонкие медицинские иглы и, впрыскивая через иглу тушь, определять направление течения воды на оси трубы. Это позволило визуально определять длину зоны возвратного течения с точностью до величины диаметра трубы. В ходе экспериментов измерялся расход и температура воды. Расход измерялся объемным способом на сливе жидкости в емкость.

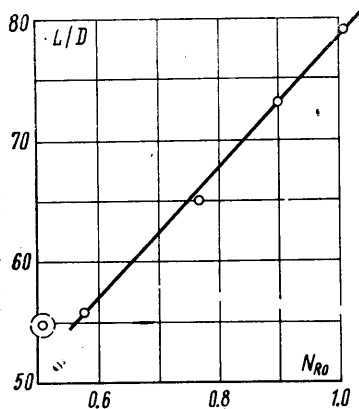
Эксперименты показали, что зона возвратного движения жидкости обладает значительной длиной, простираясь на несколько десятков диаметров трубы. При небольших числах Рейнольдса наблюдается увеличение длины зоны возвратного движения с ростом числа N_{Re} . Однако по достижении некоторого значения числа Рейнольдса дальнейшее его увеличение не приводит к изменению длины зоны. Это иллюстрируется данными, приведенными на фиг. 2. По оси абсцисс отложено число Рейнольдса, по оси ординат — безразмерная длина зоны возвратного движения жидкости. Точки 1 и 3 сняты в режиме, когда отсутствует течение через диафрагму ($\mu = 0$), точки 2 — при одинаковых расходах через конусную задвижку и диафрагму ($\mu = 0.5$). Величина чисел Россби для точек 1, 2 и 3 составляет 0,58, 0,77, 0,90 соответственно.

Наблюдающаяся автомодельность по числу Рейнольдса, по-видимому, связана с тем, что при больших числах Рейнольдса в струях, истекающих из тангенциальных каналов в начальном сечении трубы, возбуждается высокий уровень турбулентности, превышающий на всей длине зоны возвратного течения уровень турбулентности, который порождается в пограничном слое на стенках трубы. Как известно, турбулентность в струях, начиная с некоторого числа Рейнольдса, перестает зависеть от молекулярной вязкости, а следовательно, и от числа N_{Re} .

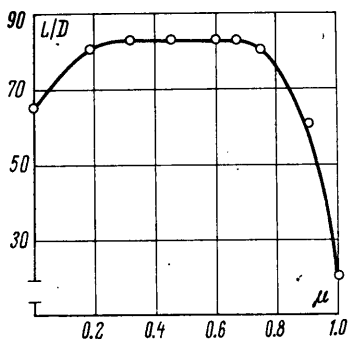
Наблюдается увеличение длины зоны возвратного течения по мере увеличения числа Россби, что можно видеть по данным фиг. 3. На этой фигуре приведены данные, полученные при $\mu = 0$ и числе Рейнольдса, обеспечивающем автомодельный режим движения. При числах Россби, меньших 0,58, возвратное течение жидкости неустойчиво. Так, при вводе жидкости в трубу через каналы с большой площадью сечения (обведенная на фиг. 3 пунктиром точка $N_{Ro} = 0,50$) зона возвратного течения то возникала, то пропадала совсем. Этот факт согласуется с данными работы [3] о появлении и исчезновении вторичного течения в свободных закрученных струях при определенных значениях параметра Россби.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Данные на фиг. 4 дают представление об изменении длины зоны возвратного течения в зависимости от величины μ . Эти данные получены при числе Россби, равном 0,77, и числах Рейнольдса, соответствующих автомодельному режиму.

Поступило 10 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Long R. R. Sources and sinks at the axis of rotating liquid. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 1956, vol. 9, pt 4, p. 385.
2. Binnie A. M. Experiments on the slow swirling flow of a viscous liquid through a tube. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 1957, vol. 10, pt 3, p. 276.
3. Gore R. W., Ranz W. E. Backflows in rotating fluids moving axially through expanding cross sections. *AIChE Journal*, 1964, vol. 10, No. 1, p. 83.
4. Ентов В. М., Калашников В. Н., Райский Ю. Д. О параметрах, определяющих вихревой эффект. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 3.
5. Калашников В. Н. О некоторых закономерностях температурного разделения газа в вихревой трубе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 2.
6. Nissan A. H., Bresan V. P. Swirling flow in cylinders. *AIChE Journal*, 1961, vol. 7. No. 4, p. 543.

II МЕЖДУНАРОДНЫЙ КОЛЛОКВИУМ ПО ГАЗОДИНАМИКЕ ВЗРЫВА И РЕАГИРУЮЩИХ СИСТЕМ

С 24 по 29 августа 1969 года в Новосибирском Академгородке проходил II Международный коллоквиум по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Первый коллоквиум был в Брюсселе в сентябре 1967 года. Коллоквиум проводился совместно Академией наук СССР и Международной Академией Астронавтики. В Организационный комитет коллоквиума вошли крупные ученые из многих стран мира.

Председатель Оргкомитета — М. А. Лаврентьев, председатель программного комитета — А. К. Оппенгейм (Беркли, США), председатель технического комитета — Р. И. Солоухин. В работе коллоквиума приняло участие около 100 иностранных и 200 советских ученых.

К коллоквиуму было приурочено Международное совещание по численным методам газовой динамики как отдельная секция коллоквиума. Секция численных методов проходила в Академгородке с 19 по 23 августа, председатель секции — О. М. Белоцерковский.

Работа коллоквиума в этой части была посвящена рассмотрению новых численных методов в гидроаэродинамике и результатов исследования с их помощью течений жидкостей и газов и проходила в семи подсекциях:

- 1) течение вязкой жидкости;
- 2) сверхзвуковые и транзвуковые течения газа;
- 3) пространственные течения;
- 4) нестационарные задачи;
- 5) математические модели и другие методы;
- 6) течения с химическими реакциями. Задачи о взрыве;
- 7) течение с излучением.

Можно отметить несколько основных направлений, которым было уделено особое внимание.

1. Во-первых, это задачи, связанные с обтеканием разного рода тел при различных условиях в набегающем потоке с учетом физико-химических эффектов. Это направление было представлено работами ученых О. М. Белоцерковского, В. Б. Миносцева, П. И. Чупкина, В. П. Стулова и др.

2. Другое направление — это дальнейшая разработка и применение разностных методов для решения нестационарных задач о движении сплошных сред с большими деформациями. В этом направлении с очень интересными сообщениями выступили американские ученые М. Л. Уилкинс, К. В. Хирт и советский ученый Н. Н. Яненко. Так, доклад М. Л. Уилкинса был посвящен применению конечно-разностной схемы для решения задач, зависящих от двух пространственных координат и времени. Были продемонстрированы примеры расчета вязкопластического разрушения образца, модель развития землетрясения, отражение сферической взрывной волны от твердой стенки с образованием ножки Маха и др. Причем решения некоторых задач (о землетрясении и разрушении образца) демонстрировались в виде цветного кинофильма, снятого с пульта управления ЭВМ.

3. И, наконец, направление, связанное с разработкой численных методов повышенного порядка точности и методов, обладающих большой аппроксимационной вязкостью (В. В. Русанов, Н. Н. Яненко, С. З. Бурштейн, Г. Моретти).

В целом работа секции прошла успешно. Можно лишь сожалеть о весьма низком качестве перевода докладов.