

молекулярного $V - V'$ -обмена также в 1,5 и 2 раза. Штриховой кривой показано изменение δp при нормальных скоростях $V - T$ - и $V - V'$ -процессов. Видно, что изменение скорости $V - T$ - или $V - V'$ -обмена на 50% приводит к существенному изменению и профиля макроскопических параметров (например, давления) в зоне поглощения (максимальное отличие δp при этом может достигать 7,5%).

Таким образом, из представленных результатов следует, что характер изменения макроскопических параметров движущегося газа в зоне поглощения резонансного излучения существенно зависит от величины скоростей $V - T$ - и $V - V'$ -процессов, что позволяет по экспериментально измеренному профилю давления, скорости или температуры в зоне поглощения определять характерные времена $V - T$ - и $V - V'$ -обмена.

Автор благодарит В. М. Хайлова за полезные обсуждения материалов работы.

Поступила 19 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Wood A. D., Camac M., Gerry F. T. Effects of 10,6 μ laser induced air chemistry on the atmospheric refractive index.— *Appl. Optics.*, 1971, vol. 10, p. 1877.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO_2 -лазера через атмосферу.— *ЖТФ*, 1974, т. 44, № 5.
3. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO_2 laser radiation.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol. 20, p. 129.
4. Гордиенко В. М., Горшков В. А. и др. Кинетическое охлаждение газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ излучением CO_2 -лазера.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 13, вып. 3.
5. Жигулев В. И. Об эффекте релаксационного пограничного слоя.— *ДАН СССР*, 1962, т. 144, № 6.
6. Левин В. А., Старик А. М. О некоторых методах получения инверсной заселенности по колебательным уровням молекулы H_2O .— В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: изд. МГУ, 1980.
7. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М. Влияние слабых возмущений на показатель усиления газодинамического лазера.— *Квант. электроника*, 1979, т. 6, № 5.
8. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
9. Dieu N., Kap T., Wolga G. G-10-laser parameters for the 10,8 μ N_2O molecular laser.— *IEEE J. Quant. Electron.*, 1968, vol. 4, N 11.

УДК 532.527

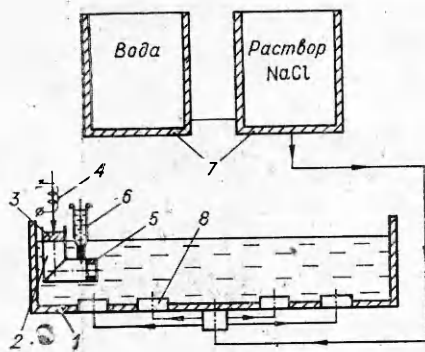
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В НЕОДНОРОДНОЙ ПО ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТИ

*В. И. Бояринцев, А. И. Леонтьев,
С. Я. Секерж-Зенькович, В. И. Сысоев
(Москва)*

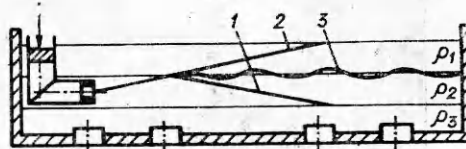
Исследованию закономерностей распространения вихревых колец в однородных газах и жидкостях посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ (см., например, [1—5]). Значительно меньшее внимание уделяется вопросам распространения вихревых колец в средах, неоднородных по плотности, в частности в средах со скачками плотности. Между тем в этих случаях имеет место целый ряд специфических свойств движения вихревых колец [6—10].

В данной работе исследуются особенности распространения вихревых колец в жидкостях со скачками плотности.

Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде, схема которого представлена на фиг. 1. На одной из стенок кюветы 1, изготовленной из оргстекла и имеющей размеры 1500×500×300 мм, устанавливался генератор вихрей 2, в верхней части которого расположен ударный механизм в виде мембраны 3 и электромагнита 4, а в нижней (цилиндрической) части — сопловой насадок 5. Электромагнит через трансформатор



Ф и г. 1

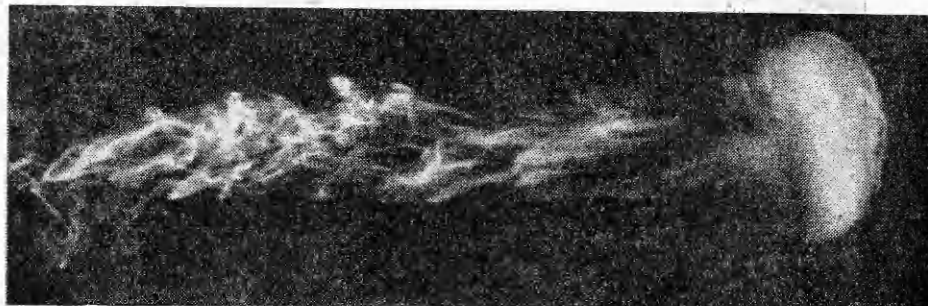


Ф и г. 2

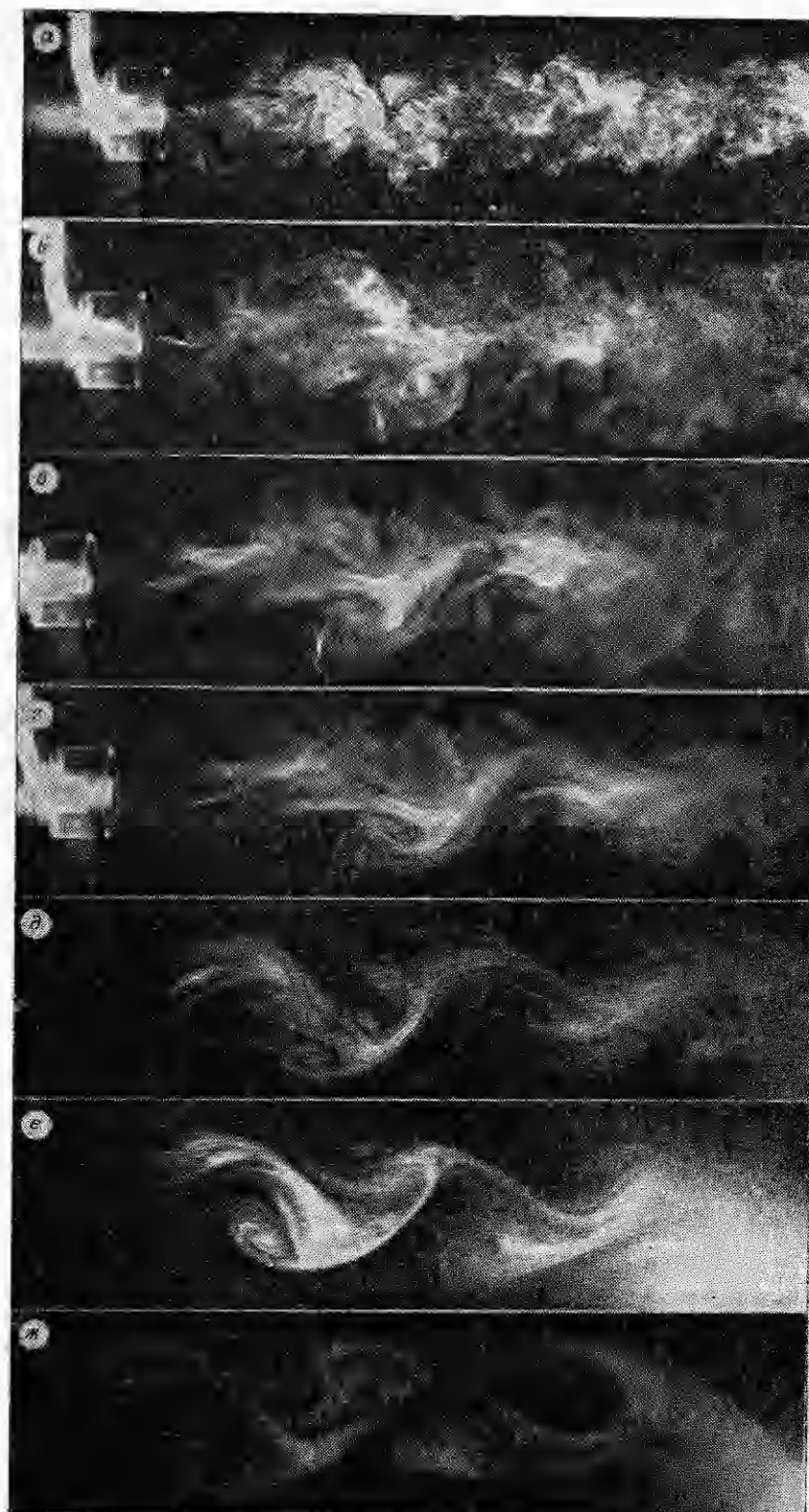
подключался к электрической цепи. При замыкании цепи пусковой кнопкой сердечник электромагнита производил удар по мембране, в результате которого из цилиндрической части генератора через сопловой насадок инжестировалась струя жидкости, формирующая вихревое кольцо. Величина импульса, создаваемого ударным механизмом и величина поступательной скорости вихревого кольца регулировались напряжением на катушке электромагнита. Для визуализации процесса развития и перемещения вихревого кольца к генератору вихрей крепилась пробирка *б* с красителем. Пробирка имела мерную шкалу, что позволяло осуществлять подачу красителя строго определенными порциями. Над кюветой располагались смесительные баки *7*, в которых приготавливался водный раствор поваренной соли заданной концентрации. Из смесительных баков соляной раствор через успокоители *8* поступал в кювету, растекался по дну и вытеснял вверх предварительно залитую, менее плотную воду. При исследовании движения вихревого кольца по границе раздела сред с различной плотностью высота слоя соляного раствора выбиралась так, что граница раздела слоев вода — соляной раствор совпадала с осью генератора вихрей. Регистрация процесса движения вихревого кольца и определение его параметров осуществлялись с помощью кинофотосъемки.

Эксперименты проводились в жидкостях с границей раздела плотностей в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = D_0 U_0 / \nu = 3 \cdot 10^3 - 1,5 \cdot 10^4$, что соответствует турбулентному режиму течения в вихревом кольце (согласно [2, 5], $Re_{кр} \sim 10^3$); D_0 и U_0 — начальные параметры вихревого кольца, в экспериментах $D_0 = 32$ мм, $U_0 = 0,1 - 0,43$ м/с.

Движение вихревых колец в трехслойной жидкости показано на фиг. 2. На схеме верхний слой — чистая вода (ρ_1), средний (ρ_2) и нижний (ρ_3) слои — растворы соли различной концентрации ($\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$). Разность плотностей воды и соляного раствора составляла 1,25%, а двух соляных растворов 1,9%. Коэффициент диффузии соли в воде весьма мал ($D_m = 1,1 \cdot 10^{-5}$ см²/с), поэтому во время всех экспериментов граница раздела сред была резко выраженной (изменение плотности происходило скачком), что подтверждалось и добавлением небольшого количества кра-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

сителя в верхний и нижний слои сред (резкое изменение цвета при переходе от слоя к слою).

В этом случае наблюдаются следующие основные режимы распространения вихревых колец: 1) вихревое кольцо отражается от границы раздела; 2) вихревое кольцо проходит через границу раздела, выходит на свободную поверхность (или достигает дна) и разрушается; 3) вихревое кольцо разрушается на границе раздела сред, порождая внутреннюю волну.

В данной серии экспериментов вихревые кольца направлялись к границе раздела со скоростями 0,2 и 0,4 м/с. Установлено, что для скорости 0,4 м/с предельный угол наклона оси кольца к границе раздела сред, начиная с которого кольцо проходит сквозь границу раздела, составил 7° . Меньшим углом соответствовал режим отражения. При скорости вихревого кольца 0,2 м/с величина предельного угла смещалась в сторону больших величин и достигала 10° .

При скоростях, меньших 0,1 м/с, наблюдалось разрушение вихревого кольца при взаимодействии с границей раздела плотностей; при этом на границе раздела возникали слабые внутренние волны. Наблюдения показывают, что внутренние волны, образованные распадом вихревого кольца, далеки от опрокидывания. Предельный угол наклона в этом случае не определялся. При больших углах наклона (см. например, [9], вниз под углом 45°) после взаимодействия с границей раздела вихревое кольцо медленно перемещалось вверх и схлопывалось. Таким образом, видимо, для конкретных условий экспериментов (разность плотностей сред, скорость вихревого кольца) существует предельный угол наклона оси вихревого кольца к границе раздела плотностей, при котором устойчивость кольца сохраняется. Существенного изменения формы вихревого кольца при движении его из более плотной среды в менее плотную и наоборот в экспериментах не наблюдалось.

В экспериментах с двухслойной жидкостью ось вихревого кольца лежала в плоскости скачка плотности. Разность плотностей среды вода — соляной раствор составляла 1%. Контроль за движением вихревого кольца по границе раздела осуществлялся с помощью фотокиносъемки.

Фотографии движущегося вихревого кольца показывают, что краситель, первоначально содержащийся в «атмосфере» кольца, по мере его движения быстро теряется, попадает в след и тем самым визуализирует пространственную структуру, образующуюся за вихревым кольцом (фиг. 3). Однако после прохождения вихревого кольца эта пространственная структура трансформируется в вихревую дорожку, по внешнему виду похожую на дорожку Кармана, лежащую в плоскости скачка плотности. На фиг. 4 изображена последовательность развития вихревой дорожки. Устойчивость формы такой вихревой структуры в эксперименте сохранялась в течение нескольких часов. Порядок скоростей в следе в настоящем эксперименте не оценивался. Аналогичная вихревая структура наблюдалась при исследовании движения твердой сферы в среде с линейным законом распределения плотности [10].

Авторы выражают глубокую благодарность С. А. Христиановичу за постоянное внимание к работе.

Поступила 10 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т., Христианович С. А. Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце.— ДАН СССР, 1976, т. 229, № 1.
2. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973.
3. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Структура турбулентности вблизи ядра кольцевого вихря.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 6.
4. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Формирование вихревых колец.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1980, вып. 1, № 3.
5. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. О движении турбулентного вихре-

- вого кольца.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 3. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1969.
6. Meng J. C. S. The physics of vortex ring evolution in a stratified and shearing environment.— J. Fluid Mech., 1978, vol. 84, N 3.
 7. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex-ring.— J. Fluid Mech., 1977, vol. 81, N 3.
 8. Linden P. F. The interaction of a vortex ring with a sharp density interface: a model for turbulent entrainment.— J. Fluid Mech., 1973, vol. 60, N 3.
 9. Honji H., Tatsuno M. Vortex rings in a stratified fluid.— J. Phys. Soc. Jap., 1976, vol. 41, N 6.
 10. Pao H.-P., Kao T. Vortex structure in the wake of a sphere.— Phys. Fluids, 1977, vol. 20, N 2.

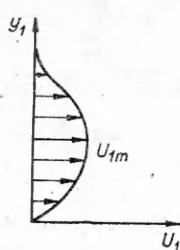
УДК 533.6.12

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ СТЕНКИ СТРУИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

О. С. Рыжов
(Москва)

Рассматривается плоская струя несжимаемой вязкой жидкости, которая граничит с твердой стенкой. Для изучения ее устойчивости применяется теория свободного взаимодействия пограничного слоя с внешним потенциальным потоком. Дисперсионное соотношение, связывающее частоту свободных колебаний с волновым числом, оказывается в точности таким же, какое определяет устойчивость течения Пуазейля в безграничном канале. От положения корней дисперсионного соотношения зависят свойства решения задачи о гармонических возмущениях, порождаемых установленным на стенке осциллятором. Отмечается, что анализ колебаний с нарастающей во времени амплитудой может основываться на нелинейных уравнениях Прандтля с включенным в них самоиндуцированным давлением.

1. Пусть плоская струя несжимаемой вязкой жидкости распространяется вдоль расположенной снизу твердой стенки. Всю толщину струи можно рассматривать в качестве пограничного слоя, распределение безразмерной скорости U_1 по сечению которого изображено на фиг. 1. Существование, что сверху на выходе из пограничного слоя обращаются в нуль как сама скорость, так и ее производная по поперечной координате y_1 . Профиль скорости подобного вида присущ не только струям; как известно, аналогичные поля скоростей могут быть получены в стационарных движениях жидкости на подогреваемой вертикальной пластинке [1] и вращающемся диске [2]. Для исследования особенности этих движений вблизи кромок твердых тел использована теория свободного взаимодействия пограничного слоя с внешним потенциальным потоком [3]. Дальнейшие примеры обсуждаются в [4], где построено решение уравнений Прандтля, которое описывает отрыв струи и последующее развитие зоны рециркуляционного течения. Применим названную теорию к анализу устойчивости струи по отношению к длинноволновым возмущениям с прилегающим к обтекаемой стенке критическим слоем нейтральных колебаний [5, 6]. Эти возмущения определяют в линейном приближении асимптотику кривых, дающих зависимость волнового числа от числа Рейнольдса при неограниченном увеличении последнего [7].



Фиг. 1

Для поставленной цели разобьем все поле скоростей на две области. Согласно основным представлениям теории свободного взаимодействия [8, 9], влияние вязкости на структуру возмущенного течения в верхней области 1 пренебрежимо мало. Введем малый параметр $\epsilon = \text{Re}^{-1/4}$, где число Рейнольдса $\text{Re} = \rho^* U_m^* L^* / \lambda^*$ выражается через плотность ρ^* и коэффициент вязкости λ^* жидкости, максимальную скорость U_m^* частиц в струе и ее характерную длину L^* . Для времени t^* и декартовых координат x^* , y^* пространства справедливы равенства