

5. Завольский Н. А., Реутов В. П., Рыбушкина Г. В. Возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга при рассеянии акустических и вихревых возмущений в пограничном слое на волнистой поверхности. — ПМТФ, 1983, № 3.
6. Жигулев В. Н., Сидоренко Н. В., Тумин А. М. О генерации волн неустойчивости в пограничном слое внешней турбулентностью. — ПМТФ, 1980, № 6.
7. Тумин А. М., Федоров А. В. Пространственное развитие возмущения в пограничном слое сжимаемого газа. — ПМТФ, 1983, № 4.
8. Жигулев В. Н. О возбуждении и развитии неустойчивостей в трехмерных стационарных пограничных слоях. — ПМТФ, 1983, № 4.
9. Федоров А. В. Возбуждение волн неустойчивости в пограничном слое сжимаемого газа под действием акустического поля. — ЧММСС, 1982, т. 13, № 3.
10. Fedorov A. V. Excitation of the Tollmien — Schlichting waves by the acoustic disturbances in the compressible boundary layer. — In: Proc. IUTAM Symp. Berlin: Springer, 1985.
11. Боголенов В. В., Нейланд В. Я. Обтекание малых неровностей на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком вязкого газа. — Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1363.
12. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. — Новосибирск: Наука, 1980.

Поступила 26/XI 1985 г.

УДК 532.527

ДИНАМИКА ЛАМИНАРНЫХ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

В. С. Беллев, А. М. Савинков, Ю. Д. Чашечкин

(Москва)

Изучение изолированных вихрей и взаимодействующих между собой вихревых образований различных масштабов (основных структурных элементов развитой турбулентности) — традиционная задача гидродинамики. В последние годы наблюдается значительный прогресс в объяснении природы устойчивости вихрей, обусловленной стабилизирующим влиянием центробежных сил, подавляющих перенос в радиальном направлении [1]. Экспериментально установлено, что внутри турбулентных кольцевых вихрей существует ламинарное ядро [2]. Обзор теоретических и экспериментальных работ по движению вихрей в однородной жидкости приведен в [3]. Динамика изолированного вихря в значительной степени определяется вовлечением окружающей жидкости в циркуляционное течение и потерей завихренности в слутный след.

Более сложен вопрос об устойчивости и эволюции вихря в стратифицированной среде, где наряду с центробежными действуют силы плавучести, подавляющие движение в вертикальном направлении. В большинстве экспериментальных работ изучается вертикальное движение вихревых колец в неоднородной жидкости [4], моделирующих движение термик в стратифицированной атмосфере [5, 6], вихревых жгутов за крылом самолета [7, 8], структурных элементов свободных турбулентных течений [9]. Визуализация ламинарного вихревого кольца, движущегося вдоль поверхности раздела смешивающихся жидкостей, проведена в [10]. Взаимодействие наклонно движущегося вихревого кольца со скачком плотности экспериментально изучалось в [11]. Из анализа феноменологических и численных моделей следует, что вихревое кольцо, движущееся вдоль поверхности раздела, должно наклоняться и ложиться горизонтально [12]. Цель данной работы — экспериментальное исследование динамики и структуры ламинарных кольцевых вихрей в жидкости с линейным распределением плотности.

1. Эксперименты проведены в прямоугольном бассейне размером $140 \times 40 \times 46$ см, боковые стенки которого изготовлены из оптического стекла. Бассейн послойно заполнялся водным раствором поваренной соли переменной концентрации. Толщина слоя 4 см. Через 2 сут после заполнения молекулярная диффузия сглаживала ступенчатый профиль плотности. Контроль однородности градиента проводился по теневой картине (методом вертикальная или горизонтальная щель — нож Фуко) с помощью плотностной метки [13], а также по распределению удельной электропроводности, измеренной микроконтактным преобразователем [14]. Картина течения визуализировалась теневым прибором ИАБ-451 и регистрировалась кинокамерой ИКСР или автоматической фотокамерой РФК-5 с частотой съемки от 4 до 10 кадр/с и выдержкой $1/250$ с. Геометрические характеристики вихрей измерялись по теневым кинограммам стереокомпаратором STECOMETER (ГДР) с погрешностью (с учетом

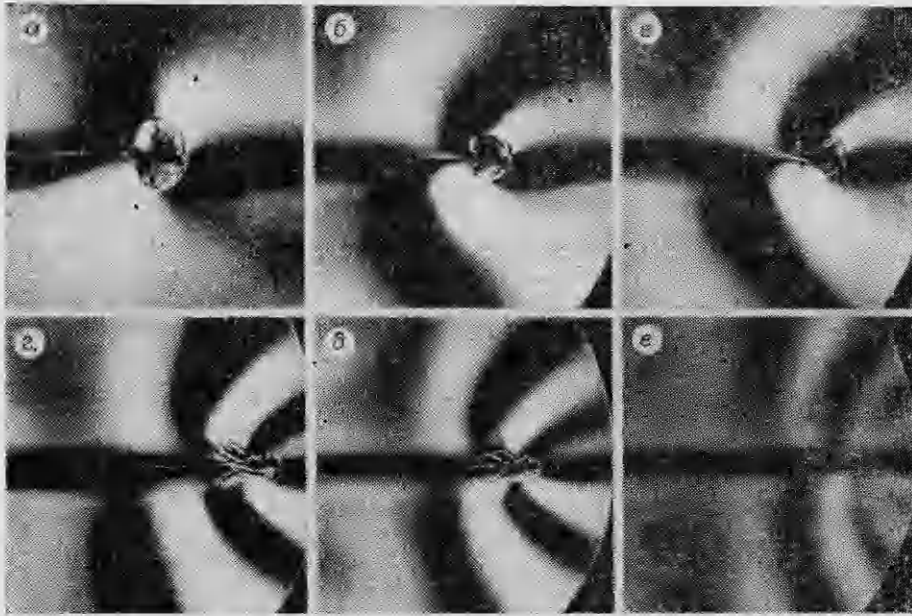
масштаба изображения) $\pm 4\%$, а амплитуды внутренних волн — «одно-электродным» датчиком удельной электропроводности [14] с погрешностью не более $\pm 10\%$.

Вихри создавались выталкиванием жидкости из металлической трубки, согнутой под прямым углом. Подводная часть трубки устанавливалась горизонтально. Контроль точности установки проводился с помощью оптического квадранта КО-10 с погрешностью $\pm 20'$. На конец трубки надевался цилиндрический насадок с выходным отверстием диаметром 0,75 и 1 см. Выталкивающий поршень размещался в надводной части генератора и приводился в движение пружиной с регулируемой степенью сжатия и длиной хода. Количество выталкиваемой жидкости, начальные скорость и диаметр вихря зависят от высоты уровня воды в трубке, длины и скорости хода поршня. Регулируя эти величины, удавалось получить вихревые кольца с заданными начальными параметрами. Погрешность воспроизводимости начальной скорости кольца $\pm 5\%$. Для получения медленных ламинарных колец внутри горизонтальной части трубки помещалась дополнительная решетка. Опыты проведены в жидкости, с линейным распределением плотности с периодом плавучести $T_R = 3-15$ с.

По теневым кинограммам измерялись следующие параметры вихревого кольца: пройденный путь x (по положению резкого переднего фронта вихря), поступательная скорость U , диаметр D (максимальное вертикальное расстояние между слоями с резким градиентом плотности на внешней границе вихря). С помощью ЭВМ «Электроника ДЗ-28» данные опытов аппроксимировались методом наименьших квадратов степенной и экспоненциальной зависимостями. Выбор представления производился из условия максимума коэффициента корреляции и минимума дисперсии уклонений. Основные безразмерные характеристики: локальное число Рейнольдса $Re = U(x)D(x)/\nu$ и внутреннее число Фруда $Fr = U^2(x) T_R^2 / 4\pi^2 D^2(x)$ (ν — кинематическая вязкость, равная 0,01 см²/с). В данных опытах начальная скорость вихря $U_0 = 2,5-20$ см/с, начальные $Re_0 = 300-3200$, $Fr_0 = 0,65-840$. В этом диапазоне параметров наблюдались ламинарные и турбулентные кольца. Систематическое изучение влияния стратификации на устойчивость движения в кольце не проводилось, однако качественно можно сказать, что горизонтально движущиеся кольца будут ламинарными, если $Re_0 < 1000$. В однородной жидкости ламинарное кольцо устойчиво при $Re_0 < 600$, неустойчиво и распадается с образованием нового уже устойчивого кольца при $Re_0 \geq 1000$ и теряет устойчивость с самого начала при $Re_0 \sim 20\,000$ [15]. Стратификация несколько стабилизирует движение в кольце. При $1000 < Re_0 < 3000$ кольцо, двигаясь как единое целое, частично турбулизуется, спиральная структура нарушается, наблюдается перемешивание жидкости в самом кольце и в его спутном следе. При $Re_0 > 3000$ кольцо полностью турбулентное.

2. При выталкивании жидкости на острой кромке генератора происходит отрыв пограничного слоя, который сворачивается в спираль, являющуюся основой ядра образующегося вихря. На этой стадии расстояние между центрами завихренности примерно равно диаметру выходного отверстия. Спустя $t \approx 0,2$ с спираль закручивается вокруг ядра, линии тока замыкаются, образуя атмосферу кольца. За это время оно успевает пройти путь, примерно равный своему диаметру. На начальном участке траектории в течение 0,5—0,7 с кольцо движется, сохраняя свои размеры, практически не замедляясь.

Структура ламинарного кольца на последующих этапах его движения показана на рис. 1 (начальный диаметр сформировавшегося кольца $D_0 = 1,47$ см, $U_0 = 2,5$ см/с, $T_R = 3$ с, $Re_0 = 366$, $Fr_0 = 0,65$). На основной стадии движения (рис. 1, а, $t = 1,8$ с) структура течения подобна наблюдаемой в однородной жидкости [15, 16]. На теневой кинограмме можно выделить тонкое тороидальное ядро и атмосферу вокруг него. По форме вихревое кольцо напоминает эллипсоид с регулярной внутренней спиральной структурой. Передняя часть кольца более выпуклая. Темные



Р и с. 1

(во втором и четвертом квадрантах) и светлые (в первом и третьем квадрантах) отходящие от кольца диффузные полосы — внутренние волны. Их амплитуда на этом этапе движения невелика, и при выбранной чувствительности прибора они регистрируются только на расстояниях, сравнимых с диаметром кольца. Вдоль линии движения позади вихря видна тонкая светлая полоска, градиент плотности в которой превышает градиент плотности в невозмущенной среде — плотностной след толщиной 1—1,5 мм. В зоне контакта с плотностным следом на задней поверхности вихря наблюдается конический выступ.

Вблизи среза выходного отверстия генератора формируется тонкий кольцевой присоединенный вихрь, диаметр которого в 1,5 раза превышает диаметр отошедшего вихря. Тонкие воронкообразные свили соединяют атмосферу присоединенного вихря с ламинарным плотностным следом уходящего кольца. В дальнейшем присоединенный вихрь медленно разрушается с образованием кольцевой структуры плотностных неоднородностей вблизи среза генератора. Нестационарное движение жидкости в зоне формирования кольца порождает систему нестационарных конических внутренних волн малой (по сравнению с другим типом внутренних волн) амплитуды. Вертикальный размер кольца сначала увеличивается, затем начинает убывать. В конце этой стадии кольцо интенсивно тормозится и излучает внутренние волны.

Картина вихря на стадии интенсивного волнового торможения показана на рис. 1, б ($t = 5$ с). Вихрь теряет эллиптическую форму, на его внешней поверхности образуются ребра, задняя кромка становится плоской, затем вогнутой, ламинарный след расширяется, спиральная структура внутри вихря смещается к его периферии. Зона резких градиентов коэффициента преломления n и плотности ρ (в водном растворе NaCl эти величины связаны линейным соотношением $\partial n / \partial z = 0,231 \partial \rho / \partial z$ [13]) смещается к внешней границе вихря. На этой стадии вихрь интенсивно излучает внутренние волны, фазовая структура которых близка к фазовой структуре присоединенных внутренних волн [17]. Вследствие торможения скорость вихревого кольца убывает и одновременно уменьшается длина генерируемой волны.

По мере уменьшения поступательной скорости течение внутри кольца вырождается, и на его форму начинает существенно влиять излученное

поле внутренних волн. Волны растягивают кольцо в области гребней и сжимают в окрестности впадин. Тонкие плотностные свили, оставшиеся от атмосферы кольца, соответствующим образом искривляются (рис. 1, *в*, $t = 6$ с). Остатки атмосферы кольца медленно продвигаются в невозмущенную среду. При этом диаметр головной части остается без изменений.

В дальнейшем диаметр головной части уменьшается (причем отдельные элементы спиральной структуры прослеживаются на периферии сгустка), а тыльная часть кольца продолжает расширяться, образуя характерную коническую структуру (рис. 1, *г*, $t = 9$ с). Такая форма распадающегося кольца устойчива и наблюдалась во всех проведенных опытах при различных стратификациях. Она существует в течение 2—3 с. В дальнейшем крылья конуса поджимаются к оси движения, форма границы сгустка становится более изрезанной (рис. 1, *д*, $t = 10$ с). Его вертикальный размер пульсирует во времени синхронно с вариациями плотности на границе сгустка, индуцированными волнами. На больших временах ($t > 10$ с) вихрь практически останавливается ($U < 0,1$ см/с) и остатки его атмосферы существуют в виде системы кольцевых и конических свилей (рис. 1, *е*, $t = 15$ с). На этой стадии внутренние волны перестают излучаться, их амплитуда в окрестности сгустка меньше, чем амплитуда ранее излученных волн на некотором расстоянии от него. Форма волновых фронтов постепенно переходит в коническую, типичную для коротких нестационарных внутренних волн типа Коши — Пуассона. На последующих стадиях остатки кольца медленно диффундируют в окружающую среду и тают без изменения формы.

Перемешивание жидкости внутри кольца нарушает исходное распределение плотности, и после затухания движений вдоль всей трассы кольца остается столб жидкости с диаметром, равным диаметру выходного отверстия, градиент плотности внутри которого меньше, чем в окружающей среде; он проявляется в виде темной горизонтальной полосы на приведенных теневых кинограммах. Зона повышенных по сравнению с начальным градиентов плотности заключена между двумя цилиндрическими поверхностями с внутренним диаметром $d_c = d$, внешним $D_c \approx 2d$, где d — диаметр выходного отверстия генератора вихрей. Внешняя граница области возмущенных градиентов отчетливо выделяется «на глаз» (рис. 1, *е*) и при микрофотометрировании теневых кинограмм. Реликтовые свилевые слоистые структуры — остатки атмосферы кольца — существуют в течение 100—150 с. Крупномасштабные и более гладкие возмущения плотности прослеживаются в течение 6—8 ч.

Вариации длины внутренней волны, возбуждаемой по мере продвижения кольца, показаны в табл. 1. Приведены значения полудлины волны $\lambda/2$ — расстояния между соседними гребнем и впадиной для верхнего и нижнего полупространства (ширина соответствующей темной или светлой полосы на теневых кинограммах). Номер волны отсчитывается от передней кромки вихря, $\lambda_0 = U(x)T_k$ — текущее значение длины присоединенной внутренней волны [17].

3. В движении вихревого кольца в стратифицированной жидкости по горизонтальной траектории можно выделить четыре участка: начальный (включающий этап формирования кольца), основной (зависимость скорости от пройденного пути экспоненциальная, от времени — степенная), интенсивного волнового торможения и распада. На начальном участке длительностью 0,3—0,5 с скорость и размер кольца практически не меняются. Длительность основного участка зависит от скорости движения и составляет 5—7 с. За это время кольцо успевает пройти большую часть (70—90%) своего пути. На зависимости $U(t)$, показанной на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе, этот участок выделен прямой линией (варианты 1—4 соответствуют $T_k = 4,5; 4,5; 3; 10$ с, $u_0 = 10,6; 6,5; 2,5; 3,13$ см/с; разными значками отмечены отдельные реализации с одинаковыми начальными условиями). Для варианта 1 измерения прекращены при $x > 30$ см, поскольку частично турбулизованное кольцо ($Re_0 = 1600$) выходило из поля зрения теневого прибора. Эволюция остальных колец

Таблица 1

| x , см | U , см/с | t , с | K ξ | | η_* , мм | λ_0 | $\lambda_{1/2}$ | $\lambda'_{1/2}$ | $\lambda_{2/2}$ | $\lambda'_{2/2}$ | $\lambda_{3/2}$ | $\lambda'_{3/2}$ |
|-------------|---------------|------------|--|------|------------------|-------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|
| | | | $\eta(\tau) =$ $= K \exp\{-\xi\tau\}$, мм | | | | | | | | | |
| 7,5 | 3,5 | 1,4 | 0,12 | 0,30 | 0,142 | 15,75 | 2,1 | — | | | | |
| | | | | | | | — | 1,8 | | | | |
| 9,5 | 2,9 | 2,0 | 0,15 | 0,27 | 0,187 | 13,05 | 2,2 | — | | | | |
| | | | | | | | — | 2,5 | | | | |
| 11,5 | 2,3 | 2,8 | 0,18 | 0,22 | 0,221 | 10,35 | 2,5 | — | | | | |
| | | | | | | | — | 3,1 | | | | |
| 13,5 | 1,9 | 3,6 | 0,30 | 0,19 | 0,322 | 8,55 | 3,1 | 4,2 | | | | |
| | | | | | | | — | 3,1 | | | | |
| 15,5 | 1,3 | 5,0 | 0,39 | 0,19 | 0,393 | 5,85 | 2,0 | 4,1 | | | | |
| | | | | | | | — | 3,0 | | | | |
| 17,5 | 1,0 | 6,6 | 0,56 | 0,22 | 0,468 | 4,5 | 1,7 | 3,3 | 3,0 | | | |
| | | | | | | | — | 2,9 | — | | | |
| 19,5 | 0,8 | 8,2 | 0,53 | 0,23 | 0,459 | 3,6 | 1,6 | 2,8 | 3,3 | | | |
| | | | | | | | — | 2,2 | — | | | |
| 21,5 | 0,45 | 11,4 | — | — | 0,382 | 2,0 | 1,1 | 2,2 | 2,6 | 4,0 | | |
| | | | | | | | 1,7 | 1,7 | 3,0 | 2,5 | | |
| 23,5 | 0,1 | 16,5 | — | — | 0,307 | 0,45 | 0,5 | 1,5 | 1,8 | 2,1 | 2,5 | 3,7 |
| | | | | | | | 1,0 | 0,9 | 1,8 | 1,9 | 2,5 | 2,5 |

прослежена до полной остановки. На основном участке зависимость $U(t)$ аппроксимируется приближенной формулой $U(t) = At^{-\alpha}$ (см/с), где коэффициенты A и α определяются методом наименьших квадратов. Их значения приведены в табл. 2. Показатель степени α убывает с увеличением скорости и периода плавучести. В однородной жидкости для $Re_0 < 600$ $\alpha = 1$ [15]. На участке активного волнового торможения зависимость $U(t)$ экспоненциальная, затем на стадии распада кольца более точно аппроксимируется степенной $U(t) = A_+ t^{-\alpha_+}$ (см/с), $\alpha_+ = 4,3$.

Зависимость скорости от пройденного пути приведена на рис. 3 в полулогарифмическом масштабе (значения параметров для 1, 2, 4 совпадают с соответствующими на рис. 2, 3 — $T_R = 3$ с, $U_0 = 3,84$ см/с). Обозначения для вариантов 1—4 те же, что и на рис. 2. Основной участок аппроксимируется зависимостью $U(x') = B \exp\{-\beta x'\}$ (см/с), где $x' = x/d$. Коэффициенты B и β , определенные по методу наименьших квадратов, даны в табл. 2. Характер зависимости $U(x')$ согласуется с измерениями в однородной жидкости, коэффициент β , рассчитанный по рис. 5 [15], равен 0,19. На участке торможения $U(x') = B_+ \exp\{-\beta_+ x'\}$ (см/с), причем показатель экспоненты возрастает до $\beta_+ = 0,55; 0,53; 0,62$ (варианты 2—4).

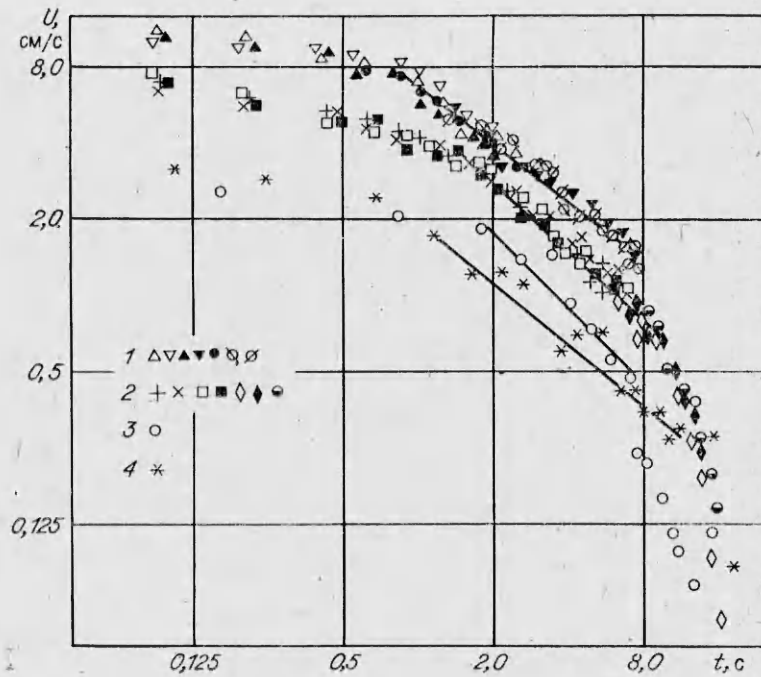


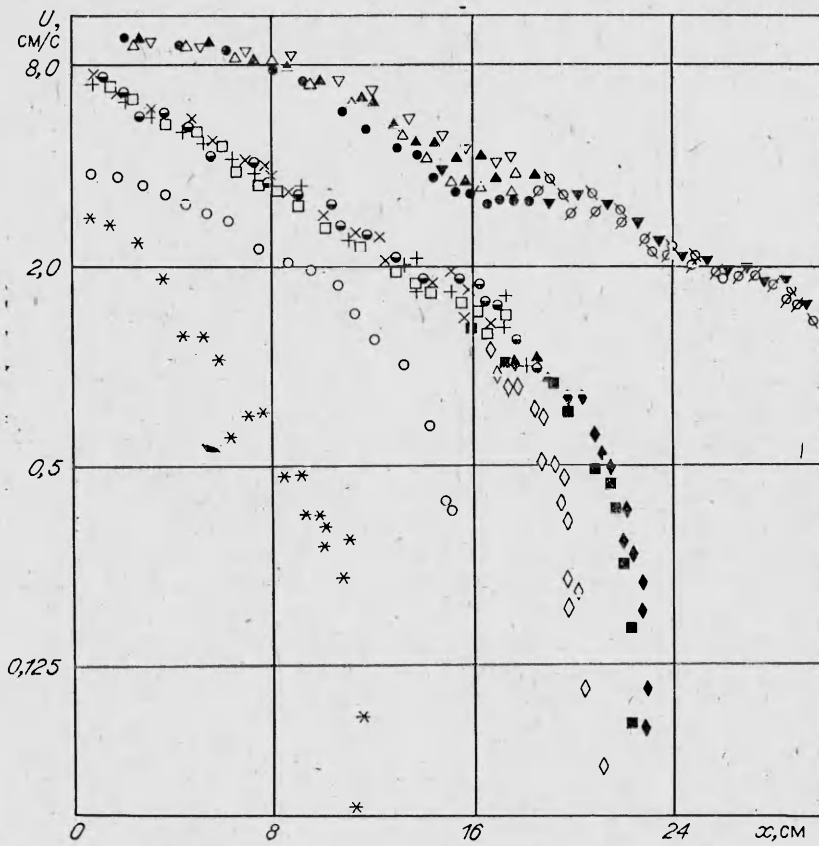
Рис. 2

На начальном участке зависимости $U(t)$ и $U(x)$ гладкие, на основном — значение скорости меняется скачками, которые растут с увеличением начальной скорости кольца и длины пройденного пути. Эти флуктуации в основном обусловлены изменением формы и пульсацией геометрических размеров кольца. Период пульсаций горизонтальных размеров $0,1-0,2$ с, вертикальных — $0,8-1,2$ с.

Зависимость вертикального размера кольца от времени в жидкостях с различными периодами плавучести показана на рис. 4 ($T_R = 15; 10; 4,5$ с, $U_0 = 20; 3,13; 6,5$ см/с — варианты 1—3), на каждой из кривых различными значками обозначены отдельные реализации с одинаковыми

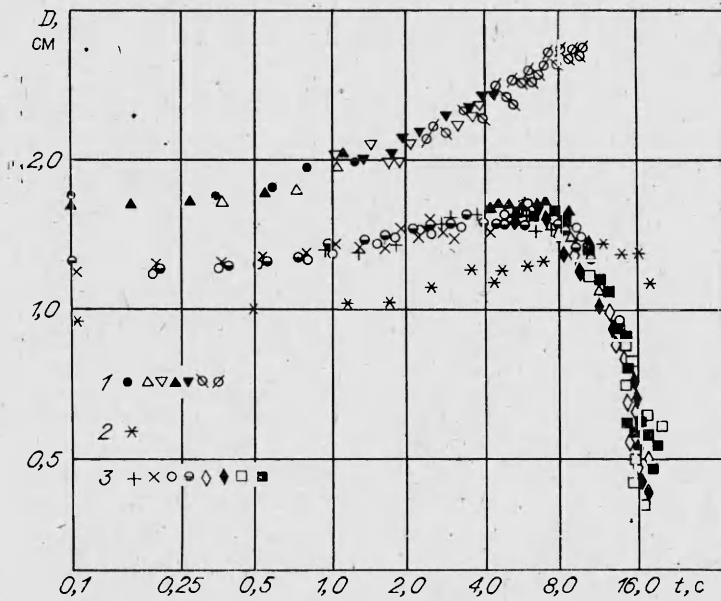
Таблица 2

| T_R , с | U_0 , см/с | A | | α | | B | | β | | C | | γ | | D_* , см | D_*/D_0 | t_* , с | τ_* |
|--------------|-----------------|----------------------------------|------|-------------------------------------|------|--------------|-------------|---------------|--------------------------------|--------|------|----------|-----|---------------|-----------|--------------|----------|
| | | $U(t) = A t^{-\alpha}$, см/с | | $U(x) = B \exp(-\beta x)$, см/с | | t_+ , с | L , см | D_0 , см | $D(t) = CN$, см, $t < t_*$ | | | | | | | | |
| 3 | 2,5 | 4,9 | 1,21 | 9,5 | 0,28 | 11 | 12 | 1,47 | 1,5 | 0,0004 | 1,5 | 1,02 | 2,0 | 0,67 | | | |
| | 3,84 | 5,1 | 0,95 | 5,2 | 0,11 | (10) | (15,5) | 1,4 | 1,5 | 0,04 | 1,65 | 1,18 | 2,5 | 0,83 | | | |
| | 13 | 5,9 | 0,62 | 16,2 | 0,09 | 16 | 33 | 1,4 | 1,9 | 0,19 | 2,4 | 1,7 | 2,6 | 0,87 | | | |
| 4,5 | 6,5 | 5,2 | 0,85 | 10,0 | 0,13 | 17 | 23 | 1,2 | 1,3 | 0,15 | 1,65 | 1,375 | 4,5 | 1,0 | | | |
| | 10,6 | 6,0 | 0,7 | 14,4 | 0,08 | — | — | 1,5 | 1,7 | 0,17 | 2,3 | 1,53 | 4,5 | 1,0 | | | |
| 10 | 3,13 | 1,9 | 0,79 | 4,6 | 0,21 | 16 | 11,5 | 0,96 | 1,0 | 0,12 | 1,35 | 1,4 | 11 | 1,1 | | | |
| 15 | 20 | 10,1 | 0,77 | 25,2 | 0,06 | (10) | (49) | 1,6 | 1,8 | 0,25 | 3,3 | 2,06 | — | — | | | |

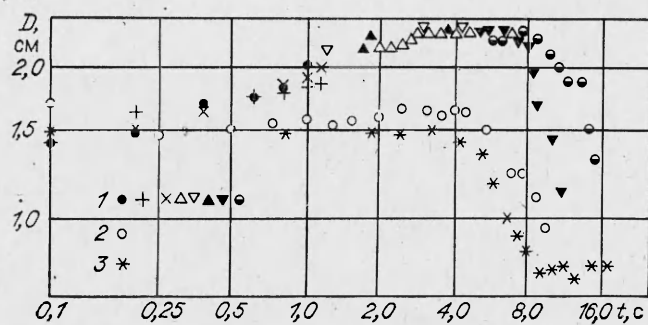


Р и с. 3

начальными скоростями). Как и на рис. 2, 3, можно выделить начальный участок ($t < 0,5$ с), на котором размер кольца практически не меняется; участок увеличения вертикального размера кольца ($0,5 \text{ с} < t < t_*$, где t_* — время прекращения роста диаметра), на котором $D(t)$ аппроксимируется приближенной формулой $D(t) = Ct^\nu$ (см) (значения коэффициентов



Р и с. 4



Р и с. 5

C , γ и времени t_* приведены в табл. 2); участок движения с постоянным диаметром (длительностью 2—3 с); участок схлопывания и распада кольца, наступающий на стадии активного торможения. Длительность стадии увеличения размеров кольца растет с увеличением периода плавучести среды. На участке схлопывания вертикальный размер кольца убывает со временем экспоненциально: $D(\tau) = C_+ \exp\{-\gamma_+ \tau\}$ (см), где $\tau = t/T_R$ (для 2 на рис. 4 при $t > 8$ с $C_+ = 2,0$, $\gamma_+ = 0,3$; для 3 при $t > 7$ с $C_+ = 2,5$, $\gamma_+ = 0,34$). Зависимость вертикального размера кольца от пройденного пути подобна приведенной на рис. 4. На участке расширения кольца $D(x') = M \exp\{\kappa x'\}$ (см), где для $T_R = 4,5$ с, $U_0 = 6,5$ см/с $M = 1,1$, $\kappa = 0,03$; в фазе схлопывания $D(x') = M_+ \exp\{-\kappa_+ x'\}$ (см), где для тех же начальных условий $M_+ = 22,3$, $\kappa_+ = 0,15$. Максимальный путь, проходимый этими кольцами, 21—23 см. Относительный разброс данных лежит в пределах $\pm 10\%$, что согласуется с погрешностью воспроизводимости начальной скорости кольца. Для варианта 2 $M = 0,89$, $\kappa = 0,02$, $M_+ = 6,0$, $\kappa_+ = 0,08$.

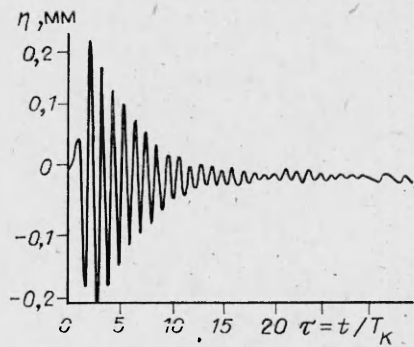
С увеличением начальной скорости кольца в жидкости с $T_R = 3$ с несколько уменьшается его начальный диаметр, возрастает максимальный размер кольца (что свидетельствует о росте вовлечения окружающей жидкости в вихревое движение), увеличивается продолжительность фазы движения с максимальным вертикальным размером (рис. 5, $T_R = 3$ с, варианты 1—3 при $U_0 = 13$; 3,84; 2,5 см/с). Время достижения максимального вертикального размера t_* также увеличивается с повышением скорости (см. табл. 2). На стадии расширения кольца его вертикальный размер $D(t) = Ct^{\gamma}$ (см), где показатель степени заметно растет с увеличением скорости (от 0,0004 до 0,19, см. табл. 2). На стадии торможения $D(\tau) = C_+ \exp\{-\gamma_+ \tau\}$ (см), где $C_+^{(1)} = 4,9$, $\gamma_+^{(1)} = 0,3$; $C_+^{(2)} = 2,5$, $\gamma_+^{(2)} = 0,3$; $C_+^{(3)} = 2,2$, $\gamma_+^{(3)} = 0,3$ — варианты 1—3. Показатель экспоненты $\gamma_+ = 0,3$ ($t > t_*$) практически не зависит от начальной скорости и масштаба плавучести. График $D(x')$ может быть аппроксимирован экспоненциальной зависимостью как на стадии расширения, так и на стадии схлопывания (для 1 $M = 1,3$, $\kappa = 0,036$, $M_+ = 15,2$, $\kappa_+ = 0,07$; 2 — $M = 1,4$, $\kappa = 0,014$, $M_+ = 13,6$, $\kappa_+ = 0,17$; 3 — $M = 1,5$, $\kappa = 0,00009$, $M_+ = 17,1$, $\kappa_+ = 0,27$).

Измерения вертикальных смещений частиц, вызванных внутренними волнами, производились в вертикальной плоскости, проходящей через линию движения центра кольца на высоте $z = 3,0$ см на различных удалениях от среза сопла. Типичная регистрограмма приведена на рис. 6 ($T_R = 4,5$ с, $U_0 = 8,5$ см/с, координаты точки измерения 21,5; 0; 3 см). Зависимость вертикального смещения η от безразмерной величины τ имеет колебательный характер с постоянной частотой и экспоненциально спадающей амплитудой. В жидкости с $T_R = 4,5$ с период колебаний составляет $T = 4,9$ с и сохраняется при удалении точки измерения от среза сопла (длительность первых 7 колебаний 34,25 с для $x = 7,5$ и 17,5 см). Значения коэффициента затухания ξ в зависимости $\eta(\tau) = K \exp\{-\xi \tau\}$ (мм) ($\tau = t/T_R$) на различных расстояниях от отверстия, максимального

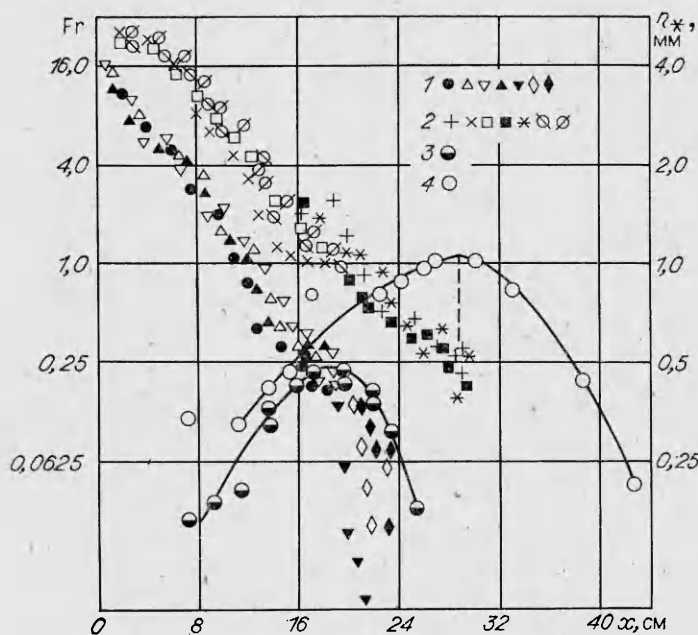
размаха смещений частиц в первом гребне и впадине η_* , длины присоединенной внутренней волны $\lambda_0 = U(x)T_K$ и полудлин волн, измеренных по теньвым кинограммам, приводятся в табл. 1 ($T_K = 4,5$ с, $U_0 = 6,5$ см/с). Коэффициент K возрастает по мере удаления от источника, показатель ξ минимален при $x \approx 15,5$ см. Длина волны становится сравнимой с λ_0 при $x > 17,5$ см, где $Fr < 0,25$. Коэффициент затухания ξ превышает рассчитанный для присоединенных внутренних волн [17], если для его оценок использовать измеренные значения длины волны. Такое различие может быть объяснено малой продолжительностью стадии активного волнового торможения. Кольцо является сравнительно кратковременным излучателем внутренних волн.

Этот вывод подтверждается рассмотрением зависимости локального Fr и максимального зарегистрированного размаха смещения частиц в соседних гребне и впадине от расстояния до источника (рис. 7, $T_K = 4,5$ с). На основном участке $Fr(x') = E \exp\{-\mu x'\}$, $E_1 = 13$, $\mu_1 = 0,23$, $U_0 = 6,5$ см/с (вариант 1, $x < 20$ см), $E_2 = 26$, $\mu_2 = 0,18$, $U_0 = 10,6$ см/с (вариант 2, $x < 28$ см). Здесь же представлена зависимость максимального размаха смещения частиц η_* от расстояния до выходного отверстия x , на котором производились измерения, при $T_K = 4,5$ с, $d = 1$ см и тех же начальных параметрах (3, 4 для $U_0 = 6,5; 10,6$ см/с). Интенсивность волнообразования растет по мере удаления кольца от источника и достигает максимума в тех точках траектории, в окрестности которых локальное внутреннее число Фруда кольца равно 0,25. Степень выраженности максимума повышается с уменьшением начальной скорости вихря. Максимальная амплитуда внутренних волн растет с увеличением начальной скорости.

Основные характеристики исследованных колец приведены в табл. 2, где отмечено предельное время существования кольца t_+ (при $t > t_+$



Р и с. 6



Р и с. 7

поступательная скорость кольца меньше 0,1 см/с; для значений, приведенных в скобках, эта скорость превышает указанную величину), проходимое расстояние L (определенное аналогично t_+), начальный диаметр кольца D_0 , максимальный диаметр D_* и время его достижения $t_*, \tau_* = t_*/T_K$.

На основном участке движения кольца показатель степени α зависимости $U(t) = At^{-\alpha}$ убывает с увеличением скорости для данной стратификации, соответственно убывает значение коэффициента β в зависимости $U(x') = B \exp\{-\beta x'\}$. Предельное время жизни кольца t_+ и проходимое им расстояние L растут с увеличением начальной скорости. Начальный диаметр D_0 слабо зависит от размерных параметров задачи (U_0 и T_K). Показатель степени γ в зависимости $D(t) = Ct^\gamma$ существенно растет с увеличением скорости кольца, одновременно увеличивается и максимальный вертикальный размер D_* . Время достижения максимального диаметра (t_*, τ_*) растет с увеличением начальной скорости и масштаба плавучести.

Сравнивая закономерности движения вихревого кольца в однородной идеальной жидкости [18], вязкой однородной жидкости [15] и в стратифицированной среде, можно отметить следующее: в первом случае циркуляция Γ , поступательная скорость движения U и диаметр кольца D не меняются в процессе движения. В однородной вязкой среде $D \sim t^{1/3}$, $U \sim t^{-1}$, $\Gamma \sim UD \sim t^{-2/3}$, $U \sim e^{-\beta x}$ [15]. В стратифицированной среде соответствующие показатели — функция начальных значений чисел Фруда и Рейнольдса. Вертикальный размер кольца — немонотонная функция времени или проходимого расстояния. Волновое сопротивление оказывает определяющее влияние на динамику кольца при $Fr \leq 0,25$. Длительное существование спиралеобразных или кольцевых свилей с повышенными значениями градиента плотности (которые не являются поверхностями концентрации завихренности) свидетельствует о подавлении перемешивания в радиальном направлении. На всех этапах своего существования ламинарное вихревое кольцо сохраняет симметрию относительно линии движения своего центра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т., Христианович С. А. Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце. — ДАН СССР, 1976, т. 229, № 1.
2. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Структура турбулентности вблизи ядра кольцевого вихря. — ДАН СССР, 1979, т. 245, № 6.
3. Онуфриев А. Т. Об особенностях вихревого движения в ядре вихревого кольца. — В кн.: Физическая механика. Динамические процессы в газах и твердых телах. Вып. 4. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
4. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings. — J. Fluid Mech., 1977, v. 81, N 3.
5. Wang C. P. Motion of a turbulent buoyant thermal in a calm stably stratified atmosphere. — Phys. Fluids, 1973, v. 16, N 6.
6. Shni Ven H., Weyl Guy M. Motion of a rising thermal. — Phys. Fluids, 1975, v. 18, N 1.
7. Hecht A. M., Bilanin A. J. et al. Turbulent vortices in stratified fluids. — AIAA J., 1980, v. 18, N 7.
8. Hecht A. M., Bilanin A. J., Hirsh J. E. Turbulent trailing vortices in stratified fluids. — AIAA J., 1981, v. 19, N 6.
9. Linden P. F. The interaction of a vortex ring with a sharp density interface: a model for turbulent entrainment. — J. Fluid Mech., 1973, v. 60, N 3.
10. Honji H., Tatsuno M. Vortex rings in a stratified fluid. — J. Phys. Soc. Jap., 1976, v. 41, N 6.
11. Бояринцев В. И., Леонтьев А. И. и др. Распространение вихревых колец в неоднородной по плотности жидкости. — ПМТФ, 1982, № 2.
12. Meng J. C. S. The physics of vortex — ring evolution in a stratified and shearing environment. — J. Fluid Mech., 1978, v. 84, N 3.
13. Некрасов В. И., Чашечкин Ю. Д. Измерение скорости и периода колебаний жидкости методом плотностных меток. — Метрология, 1974, № 11.
14. Левцов В. И., Чашечкин Ю. Д. Высококочувствительный контактный преобразователь удельной электропроводности жидкости и установка для его статической градуировки. — В кн.: Метрология гидрофизических измерений. Тез. докл. Всесоюз. конф. 1980 г. М.: ВНИИФТРИ, 1980.

15. Maxworthy T. The structure and stability of vortex rings.— J. Fluid Mech., 1972, v. 51, N 1.
 16. Magarvey R. H., Maclatchy C. S. The formation and structure of vortex rings.— Can. J. Phys., 1964, v. 42, N 4.
 17. Макаров С. А., Чашечкин Ю. Д. Присоединенные внутренние волны в вязкой несжимаемой жидкости.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 9.
 18. Ламб Г. Гидродинамика.— М.: ОГИЗ, 1947.

Поступила 6/XII 1985 г.

УДК 536.253

МОЩНЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТЕРМИК В УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник
(Москва)

Теоретическому исследованию нестационарного конвективного турбулентного течения, возникающего при подъеме в неограниченной среде объема жидкости или газа, обладающего дефицитом плотности (термика), посвящено большое количество работ, обзоры которых приведены в [1, 2]. Эти исследования позволили качественно описать газодинамическую структуру течения и механизм тепломассообмена термика с окружающей средой. Основная сложность изучения рассматриваемых течений заключается в отсутствии данных об интенсивности турбулентного обмена в термике, что приводит к произволу в выборе значений коэффициентов турбулентного переноса.

Настоящая работа посвящена определению условий, необходимых для адекватного численного моделирования турбулентного термика, и расчету динамики его подъема с момента образования до зависания в устойчиво стратифицированной атмосфере.

1. Постановка задачи. Система турбулентных уравнений, описывающая осесимметричное нестационарное конвективное движение газа в концентрационно-тепловом термике в приближении Буссинеска, имеет вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial \Omega}{\partial x} \frac{\partial \psi}{r \partial r} - \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} E \frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{\partial \omega}{\partial r}, \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial \psi}{r \partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \omega \frac{\partial \psi}{\partial x} = \text{Pr}^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial x} E \frac{\partial \omega}{\partial x} + \right. \\ \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) - \frac{N^2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \frac{\partial \psi}{r \partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \text{Pr}^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial x} E \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \right. \\ \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) - \frac{N^2}{g\beta r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \frac{\partial \psi}{r \partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} = \text{Sc}^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial x} E \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right), \\ \Omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \quad \omega = g \frac{\rho_a - \rho}{\rho} \approx g \left[\beta \vartheta + \varepsilon \left(\frac{\mu_a}{\mu} - 1 \right) \right], \\ \Omega = \psi = \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0, \quad r = 0, \quad \Omega = \\ = \psi = \omega = \vartheta = \varepsilon \rightarrow 0, \quad r^2 + x^2 \rightarrow \infty, \end{aligned}$$

Здесь x и r — вертикальная и радиальная координаты; Ω — составляющая вектора завихренности, перпендикулярная плоскости (x, r) ; ψ — функция тока; g — проекция ускорения свободного падения на ось x ; $\vartheta = T - T_a$, $\varepsilon = Y - Y_a$ — избыточные температура и массовая концентрация газа с молекулярным весом μ по отношению к окружающей среде; $\beta \approx 1/T_a$ — температурный коэффициент расширения; $N^2 = g\beta(dT_a/dx + g/c_p)$ — коэффициент Вэйсяля — Брента, характеризую-