

$$P_k - 1 = (P_k - 1)_0 (1 - \xi / \xi_k), \quad \xi = \frac{dp}{dx} \frac{\delta^*}{\rho_e u_e^2} \quad (5)$$

Здесь  $\xi$  — для турбулентного режима,  $\xi_k$  — критерий отрыва, индекс 0 соответствует течению с  $dp/dx=0$ . Основываясь на этом линейном соотношении, запишем зависимость  $P_k$  от  $dp/dx$  в несколько другом виде

$$P_k = P_{k0} - \left( \frac{dp}{dx} \right)_1 \frac{l}{p_1} \quad (6)$$

Здесь  $P_{k0}$  — критический перепад давлений для безградиентного течения на пластине. Если в уравнение (6) подставить выражение для  $lT$ , то оно совпадет с уравнением (5) с тем отличием, что  $\xi_k$  будет представлять собой не константу, а некоторую функцию коэффициента трения.

Таким образом, полученное в [5] соотношение для  $P_k$ , основанное на использовании отношения чисел Маха на скачке:  $M_2/M_1 = 1,42C_{f_1}^{0,1}$ , и уравнение (4) для  $lT/\delta_1^*$  позволяют приблизительно определить основные параметры области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения. — Тр. ЦИАМ, 1952. № 224. 28 с.
2. Chapman D. A., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. — NASA, Rep. 1958, № 1356, 40 p.
3. Spaid F. W., Frisshett J. C. Incipient separation of a supersonic, turbulent boundary-layer, including effects of heat transfer. — AIAA Journal, 1972, v. 10, № 7, p. 915–922.
4. Settles G. S., Bogdonoff S. M. Scaling of two- and three-dimensional shock/turbulent boundary-layer interactions at compression corners. — AIAA Journal, 1982, v. 20, № 6, p. 782–789.
5. Тагиров Р. К. Расчет критического перепада давлений на скачке уплотнения, возникающего при отрыве турбулентного пограничного слоя. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 4, с. 38–45.
6. Гогин Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
7. Erdos J., Pallone A. Shock-boundary layer interaction and flow separation. — Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Washington, 1962, Stanford, Calif., Univ. Press, p. 239–254.
8. Gai S. L. On the upstream influence associated with the critical pressure rise in shock-boundary layer interactions. — Z. Flugwissenschaften, 1970, № 1, p. 8–12.
9. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. — Изв. АН СССР. ОТН, 1954, № 12, с. 68–85.
10. Herbert M. V., Herd R. J. Boundary-layer separation in supersonic propelling nozzles. — Aeronaut. Res. Couns., Rep. and Mem., 1966, № 3421, 71 p.
11. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
12. Sasman P. K., Cresci R. J. Compressible turbulent boundary layer with pressure gradient and heat transfer. — AIAA Journal, 1966, v. 4, № 1, p. 19–25.

Москва

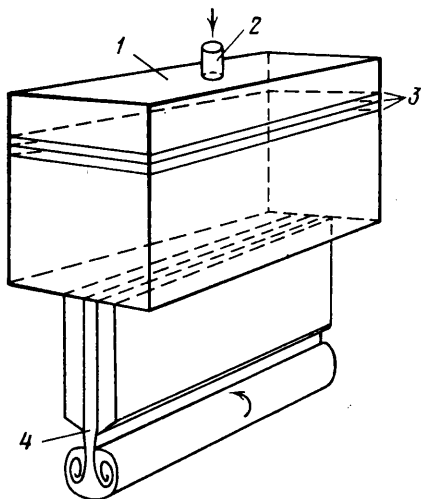
Поступила в редакцию  
13.III.1986

УДК 532.527

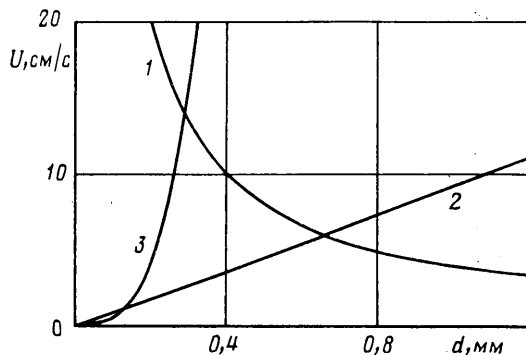
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЛАМИНАРНЫХ ВИХРЕВЫХ ПАР В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

ИВАНОВ А. В., ЛЕБЕДЕВ А. В., ОСТРОВСКИЙ Л. А., ПИСКАРЕВ А. Л.

К задаче о движении пары двумерных вихрей приводит изучение спутных самолетных следов [1–3], процессов всплытия термиков [4], выброса продуктов горения и сточных вод [5]. Однако трудности экспериментального исследования вихревых пар, связанные, в частности, с трехмерной неустойчивостью, не позволяли до сих пор достичь полной ясности даже в отношении их качественного поведения [1].



Фиг. 1



Фиг. 2

В статифицированной среде на вихревую пару действует сила плавучести, которая при движении с уровня равновесной плотности оказывает тормозящее действие. Вместе с тем перепад плотности на границе движущейся области приводит к генерации вихревой пелены. Взаимодействуя с первоначальной завихренностью, эта пелена вследствие конвективного сноса завихренности вдоль границы рециркуляционной зоны создает обратную тенденцию — ускорение вихрей за счет их сближения. Наконец, генерируется объемная завихренность — внутренние волны. «Конкуренция» этих факторов чрезвычайно сложна для анализа в случае идеальной и тем более вязкой жидкости. Простое аналитическое описание движения вихревой пары заданной формы под действием силы плавучести дано в [6]. В этом случае вихри совершают незатухающие колебания относительно уровня равновесной плоскости.

В численных расчетах [7] при учете динамики завихренности в вихревой пелене вихри сближаются и при достаточно слабой стратификации не останавливаются на всем расчетном времени. Недавние численные расчеты одного из авторов [8], проведенные непосредственно для уравнения Навье — Стокса, показали, что в широком диапазоне начальных скоростей вихревая пара замедляется и останавливается, почти не меняя первоначальной формы, причем характер движения на этом этапе, несмотря на наличие схемной вязкости, близок к предсказанному в [6].

Известные экспериментальные данные относятся к поведению турбулентных вихревых пар в стратифицированной среде [1–5]. В этом случае переносимая вихрями жидкость замедляется, останавливается и всплывает на уровень равновесной плотности, где в конце концов схлопывается. Первоначальная вихревая структура способна сохраняться в течение некоторого времени после остановки, однако трехмерная неустойчивость может значительно ускорить ее разрушение и диссипацию [1]. Уровень турбулентных пульсаций при этом не измерялся, а влияние трехмерной неустойчивости количественно не исследовалось.

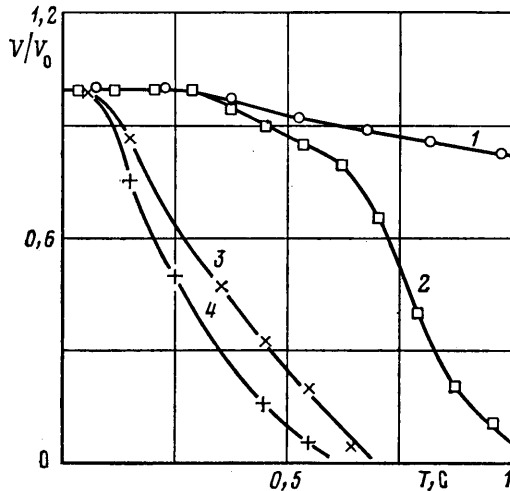
В связи с этим представляет интерес постановка эксперимента в контролируемых и по возможности простых условиях. Целью данной работы и явилось изучение движения вихревой пары в линейно стратифицированной среде в условиях, когда турбулентность отсутствует, а роль трехмерной неустойчивости мала.

Эксперименты выполнялись в лотке из оргстекла, внутри которого располагался генератор вихревых пар, представляющий собой полупогруженную в жидкость камеру 1 с размерами  $0.2 \times 0.06 \times 0.075 \text{ м}^3$  (фиг. 1). В верхней части камеры имеется отверстие 2, через которое насосом вталкивается воздух. Решетки 3 предназначены для выравнивания струи воздуха [9]. В нижней части камеры, заполненной жидкостью, расположено узкое регулируемое по ширине сопло 4, через которое выталкивается формирующаяся вихревая пара жидкостью.

Положение и структура создаваемых вихрей регистрировались кинокамерой и фотоаппаратом. Визуализация осуществлялась подкрашиванием инжектируемой жидкости перманганатом калия. Для контроля стратификации и градиентов плотности использовался метод муаровых полос [10]. По результатам фото- и киносъемки определялись временные зависимости положения, структуры и размера вихревых пар.

Определенную проблему представляет выбор параметров эксперимента. Создаваемые на данной экспериментальной установке вихри ламинарны, если средняя скорость течения внутри сопла  $U$  и ширина сопла  $d$  удовлетворяют условию  $Ud/\nu < 400$ , где  $\nu$  — кинематическая молекулярная вязкость. На фиг. 2 этому условию со-

ответствует область под гиперболой 1. Сильная стратификация препятствует отрыву вихрей от сопла. Будем считать, что сопло слабо влияет на формирование и движение вихревой пары, если энергии поступательного движения достаточно для того, чтобы опуститься в линейно стратифицированной среде по крайней мере на вертикальный размер вихревой пары. На фиг. 2 этому условию соответствует область, расположенная выше линии 2. Для изучения действия стратификации на вихревую пару необходимо, чтобы при ее движении до остановки влияние вязкой диффузии было достаточно слабым. Параметры, при которых это условие выполняется, были определены в экспериментах при различных размерах сопла в однородной и в стратифицированной жидкостях. Если сопло узкое ( $d=2 \cdot 10^{-3}$  м), то время движения до остановки в однородной и в стратифицированной средах примерно одинаково (кривые 3 и 4 на фиг. 3), что говорит о сильном влиянии вязкости на характер движения вихрей в этом случае. При размере сопла  $d=3,5 \cdot 10^{-3}$  м остановка в стратифицированной жидкости происходила через  $T_m=0,9-1,2$  с (кривая 2 на фиг. 3). За то же время скорость движения  $V$  в однородной среде падает на 15–20% (кри-



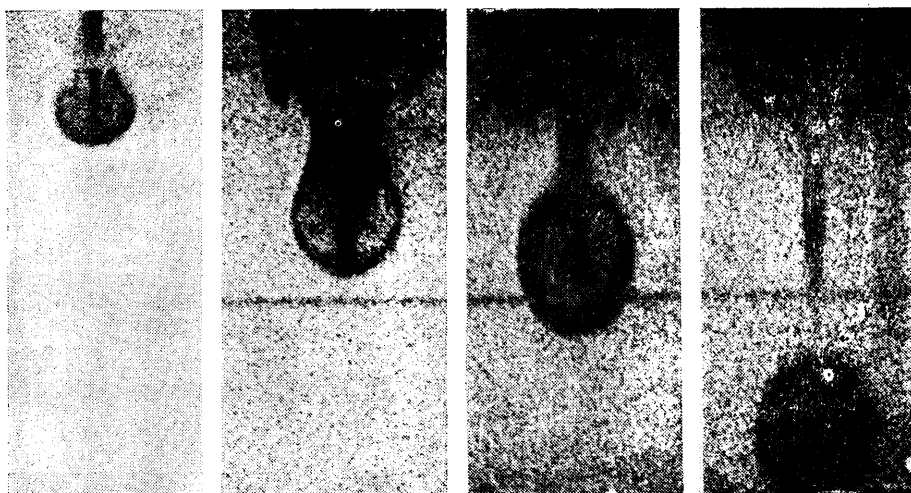
Фиг. 3

вая 1 на фиг. 3). В этом случае можно считать, что характер движения вихревой пары до остановки определяется стратификацией. Анализ данных при различных начальных скоростях и размерах сопла показал, что необходимым условием пренебрежения вязкой диффузией является  $T_v \Omega > 1$  (область ниже кривой 3 на фиг. 2), где  $T_v = s^{3/2} / v^{1/2} V_0^{1/2}$  — время жизни вихревой пары в однородной жидкости, определяемое диффузией завихренности в ядрах вихрей,  $2s$  — расстояние между центрами ядер,  $V_0$  — начальная скорость поступательного движения пары,  $\Omega = N / (1+f)^{1/2}$  — частота осцилляций вихревой пары в идеальной среде [6],  $f$  — безразмерный параметр порядка единицы.

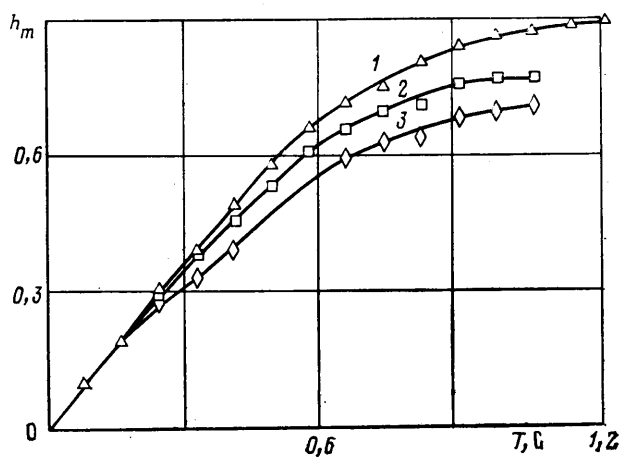
Имеется область параметров генератора вихревых пар, при которых генерируются ламинарные свободные от влияния сопла вихревые пары, динамика которых определяется стратификацией. Тщательной обработкой поверхностей и кромок сопла удалось уменьшить начальные возмущения настолько, что влиянием трехмерной неустойчивости на динамику вихревых пар в этом диапазоне параметров можно пренебречь.

Остановимся на результатах экспериментального исследования вихрей, удовлетворяющих перечисленным условиям. Ниже анализируется серия экспериментов, выполненных при размере сопла  $d=3,5 \cdot 10^{-3}$  м в линейно стратифицированной жидкости, характеризующейся частотой Вайсяля — Брента  $N=2,3$  рад/с. Начальная скорость поступательного движения исследуемых вихрей менялась от 2 до 5 см/ч, числа Фруда и Рейнольдса составляли соответственно  $Fr=2V_0/sN=5-14$  и  $Re=V_0 D/v=250-800$ , где  $D$  — горизонтальный размер вихревой пары.

Процесс формирования и вертикального движения вихрей в линейно стратифицированной среде представлен на фиг. 4, а результаты измерений координаты и скорости — на фиг. 3 и 5. Расстояние между центрами ядер  $2s$  и радиус ядра  $R$  от стратификации зависят слабо и определяются в основном размерами сопла  $d$ :  $s \approx d$ ,  $R = (0,6 \pm 0,15) s$ . Объем переносимой вихрями жидкости при движении до остановки менялся незначительно, и выброса в след не происходило. Форма рециркуляционной области на этом этапе движения менялась мало, причем в большинстве реализаций ее горизонтальный размер был несколько меньше вертикального.



Фиг. 4



Фиг. 5

Экспериментальные зависимости вертикального смещения от времени представлены на фиг. 5. Кривые 1–3 соответствуют числам  $Fr=14; 5; 10$ . Во всем исследованном диапазоне чисел Фруда безразмерное время опускания  $t_m = T_m N$  меняется мало и составляет  $2,5 \pm 0,3$  с. Расстояние, проходимое сформировавшейся вихревой парой до полной остановки, равно  $H_m = h_{ms} Fr$ , где  $h_m = 0,8 \pm 0,15$ .

В течение некоторого времени после остановки регулярная вихревая структура сохраняется, что говорит о значительной вращательной энергии в ядрах. При возвратном движении, сопровождающимся сильным вовлечением, завихренность быстро диффундирует. Регулярная вихревая структура при этом разрушается. Образующаяся в результате область неполного перемешивания растекается. Но процесс растекания здесь начинается примерно на  $\pi/N$  позже, чем при коллапсе незавихренной однородной области. Движение вихрей и растекание перемешанной области сопровождаются генерацией внутренних волн, однако энергия волн к моменту остановки вихревой пары мала по сравнению с общей энергией вихрей.

Подведем некоторые итоги. В данной работе в широком диапазоне чисел Фруда исследованы ламинарные вихревые пары, движение которых определяется стратификацией. Как и при движении турбулентных вихревых пар в стратифицированной среде, ламинарная вихревая пара замедляется, останавливается и разрушается при возвратном движении. Образующаяся в результате область неполного перемешивания схлопывается. Безразмерные величины максимального вертикального смещения  $h_m$  и времени движения до остановки  $t_m$  для ламинарных вихревых пар на 20–40% больше, чем для исследованных в [3, 5] турбулентных пар вихрей, что позволяет

оценить влияние турбулентности на их движение. Процесс движения до остановки характеризуется незначительным изменением формы и размера вихревой пары во всем исследованном диапазоне чисел Фруда и Рейнольдса, а безразмерные величины времени движения до остановки и максимального вертикального смещения лишь слабо зависят от числа Фруда. Сравнение с невязкими моделями показывает, что предположения о сохранении формы и размера [6] при движении пары вихрей до остановки реалистичны. Модель [7], которая при тех же значениях числа Фруда предсказывает сильное изменение формы и движение без остановки, не соответствует результатам экспериментов. Как показали прямые численные расчеты [8] и анализ экспериментальных данных, сближающее действие вихревой пелены, по-видимому, компенсируется влиянием вязкой диффузии, приводящей к уносу завихренности из вихревой пелены в след.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Уиднелл Ш. Структура и динамика вихревых нитей // Вихревые движения жидкости. М.: Мир, 1979. С. 126–159.
2. Hecht A. M., Bilanin A. J., Hirsh J. E., Snedecker R. S. Turbulent vortices in stratified fluids // AIAA Journal. 1980. № 7. V. 18. P. 738–746. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1980.)
3. Hecht A. M., Bilanin A. J., Hirsh J. E. Turbulent trailing vortices in stratified fluids // AIAA Journal. 1981. № 6. V. 19. P. 691–698. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1981.)
4. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
5. Tulin M. P., Schwartz J. Hydrodynamic aspects of waste discharge // J. Hydronaut. 1972. V. 6. № 1. P. 8–15.
6. Saffman P. G. The motion of a vortex pair in a stratified atmosphere // Studies in Appl. Math. 1972. V. 11. № 2. P. 107–119.
7. Hill F. M. A numerical study of the descent of a vortex pair in a stably stratified atmosphere // J. Fluid. Mech. 1975. V. 7. № 1. P. 1–13.
8. Пискарев А. Л. Эволюция термиков в устойчиво стратифицированной среде: Препринт № 119. Горький: Ин-т прикл. физики АН СССР, 1985.
9. Идельчик И. Е. Аэрогидродинамика технологических аппаратов. М.: Машиностроение, 1983. 351 с.
10. Преснухин Л. Н., Шаньгин В. Ф., Шагалов Ю. А. Муаровые растровые датчики положения и их применение. М.: Машиностроение, 1969. 203 с.

Горький

Поступила в редакцию  
17.IV.1986

УДК 532.542:536.42

#### ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КАНАЛОВ С ИНТЕНСИВНЫМ ВДУВОМ

ЛЕБЕДЕВ А. С., СПИРИДОНОВ Ф. Ф.

Течения в каналах с интенсивным вдувом со стенок реализуются в процессах современной технологии. Развитые ламинарные и турбулентные течения такого типа изучались в [1–8]. При этом было установлено [5–8], что распределенный вдув в канал в несколько раз увеличивает значение характерного числа Рейнольдса перехода от ламинарного режима течения к турбулентному по сравнению с течением в канале с непроницаемыми стенками. Кроме того, было обнаружено, что на переход влияют условия на начальном участке у закрытого переднего торца канала. Характер течения в начальном участке плоского канала исследован в [9] численным интегрированием уравнений Навье – Стокса в диапазоне изменения числа Рейнольдса вдува  $Re_b$  от 10 до 300.

В данной работе численным интегрированием уравнений Навье – Стокса в диапазоне  $10 \leq Re_b \leq 3000$  решены задачи о течениях в начальных участках плоского,