

Для предотвращения появления неустойчивых режимов можно рекомендовать уменьшение глубины слоя жидкого алюминия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pearson J. R. A.* On convection cells induced by surface tension // *J. Fluid. Mech.* 1958. V. 4. № 5. P. 489–497.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидромеханика. М.: Наука, 1986. 736 с.
3. *Левич В. Г.* Физико-химическая гидромеханика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
4. *Sternling C. V., Seriven L. E.* Intervacial turbulence: hydrodynamic instability and the Marangoni effect // *AIChE J.* 1959. V. 5. № 4. P. 514–523.
5. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Физматгиз, 1972. 392 с.
6. *Гудима Н. В., Шейн Я. П.* Краткий справочник по металлургии цветных металлов. М.: Металлургия, 1975. 535 с.

Москва

Поступила в редакцию
27.VI.1989

УДК 532.517.4

© 1990 г.

В. В. МОЖАЕВ, В. Е. СКОРОВАРОВ, А. А. ШЕРОНОВ

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ ГЛУБИНЫ ПОТОКА СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ НА ОБРАЗОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ ЗАВИХРЕННОСТИ В СЛЕДЕ ЗА ЦИЛИНДРОМ

Приводятся экспериментальные результаты исследования влияния конечной глубины канала линейно стратифицированной жидкости на образование турбулентных областей, возникающих при горизонтальном движении цилиндра. Найденны границы области внутреннего числа Фруда и безразмерной глубины канала (по диаметру цилиндра), при которых возникают локальные неустойчивости в распределении плотности возмущенного потока, приводящие к образованию областей завихренности. Исследована динамика образования этих областей и их эволюция. Найденны нестационарные периодические режимы.

В работе [1] приводятся экспериментальные результаты исследования особенностей в структуре волнового поля внутренних гравитационных волн, возникающих при горизонтальном движении цилиндра в линейно стратифицированной жидкости. Речь идет о двух типах особенностей: возникновение локальных неустойчивостей в распределении плотности жидкости, приводящих к обрушению внутренних волн [2, 3], и появление периодически чередующихся областей завихренности, возникающих непосредственно в следе за цилиндром. Эти результаты были получены практически для случая безграничной жидкости, при отношении глубины канала H к диаметру цилиндра d больше 10, т. е. когда влиянием дна и свободной поверхностью жидкости можно пренебречь. В этом случае влияние волновых возмущений в виде внутренних гравитационных волн на обтекание цилиндра определяется с помощью двух безразмерных параметров: внутреннего числа Фруда F_d ($F_d = U/Nd$), где U — скорость набегающего потока, N — частота плавучести, и числа Рейнольдса Re .

В случае, когда относительная глубина канала $H/d \sim \pi F_d$, структура внутренних гравитационных волн в канале имеет чисто модовый характер и определяется уже новым безразмерным параметром: числом Фруда $F_H = U/NH$ [4]. Длина внутренней волны в этом случае не зависит от диаметра цилиндра и определяется номером моды n ($n=1, 2, \dots$), U , N и H . Диаметр цилиндра влияет только на амплитуду внутренних волн, возбуждаемых цилиндром. Однако при малых значениях параметра H/d обтекание цилиндра будет определяться не только числом Рейнольдса, но и отношением H/d . Еще одним важным параметром для этого случая является глубина погружения цилиндра в канале. От этого параметра зависит эффективность возбуждения соответствующих мод [4]. Так, при движении цилиндра по центру канала в основном будет возбуждаться моды четных номеров ($n=2, 4, \dots$). В работе рассматривались два случая: движение цилиндра по центру канала и полуцилиндра по дну канала.

Эксперименты проводились в двух лабораторных бассейнах с размерами $3,0 \times 0,3 \times 0,25$ м³ и $1,5 \times 0,5 \times 0,25$ м³. Линейная стратификация рабочей жидкости достигалась заполнением лабораторного бассейна водным раствором поваренной соли пе-



Фиг. 1

ременной концентрации. Измерение вертикального профиля плотности заполненного бассейна проводилось с помощью датчика солености. Рабочий диапазон частот плавучести N составлял $0,7-1,2 \text{ с}^{-1}$. Исследуемые цилиндры диаметром $1,3-4 \text{ см}$ и длиной 21 см с помощью вертикальных подвесок крепились к самоходной тележке, которая сверху бассейна двигалась по горизонтальным рельсам.

Визуализация поля возмущений при движении цилиндра в линейно стратифицированной жидкости осуществлялась двумя методами: методом темного поля с помощью теневого прибора ИАБ-451 и тeneвым методом. В первом случае через оптические окна диаметром 20 см , вмонтированные в боковые стенки бассейна проводилось горизонтальное просвечивание жидкости в направлении, перпендикулярном скорости цилиндра. Теневой прибор использовался в режиме визуализации горизонтального нулевого градиента плотности жидкости. Этот способ визуализации позволяет одновременно отчетливо наблюдать как фазовую картину внутренних волн, так и области завихренности, однако пространственно ограничен.

Для второго метода нет необходимости в использовании оптических окон, в этом случае достаточно иметь оптически однородные и прозрачные боковые стенки, например из оргстекла. При просвечивании световым пучком (желательно слабо расходящимся) в направлении, перпендикулярном боковым стенкам бассейна, на экране (калька, расположенная на задней стенке) возникает теневая картина. В этом случае происходит визуализация второй производной плотности по r , где r — радиус-вектор в плоскости боковых стенок. Это оказывается достаточным для хорошей визуализации турбулентных областей, но фазовая картина внутренних волн при этом не воспроизводится. Этот недостаток сполна компенсируется возможностью с помощью перемещения светового пучка проследить динамику образования этих областей в течение всего проезда цилиндра.

Типичная фотография, полученная методом темного поля для внутренней волны второй моды в канале с $H=10 \text{ см}$ и частотой плавучести $N=1 \text{ с}^{-1}$, показана на фиг. 1. Цилиндр диаметром $2,9 \text{ см}$ движется слева направо со скоростью $U=1,2 \text{ см/с}$. Линии нулевого градиента плотности (темные вертикальные полосы) одновременно являются линиями, проходящими через впадины (первая за цилиндром) и гребни (вторая) внутренней волны, распространяющейся вдоль U с фазовой скоростью, равной скорости цилиндра.

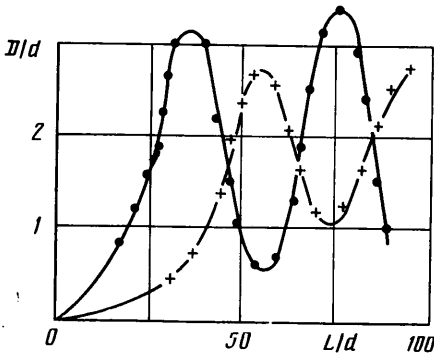
На фотографии видны три области завихренности: две из них расположены симметрично на линии впадины у свободной поверхности и у дна канала, а третья — на пересечении линии горба с осью движения цилиндра. Остальные аналогичные области расположены дальше вниз по потоку в периодической последовательности с периодом, равным длине внутренней волны. Все эти области являются зонами застоя, градиенты давления в них направлены внутрь области и создают необходимые условия для образования завихренности. В зоны застоя, расположенные у свободной поверхности и у дна, подтекает завихренность из пограничного слоя, а в зоны, лежащие по центру канала, — завихренность, образовавшаяся при обтекании цилиндра.

Динамика заполнения завихренностью центральных областей происходит следующим образом. При движении цилиндра с него одновременно сползают два вихря с противоположными по знаку завихренностями, в системе координат, связанной с цилиндром, они плывут вниз по потоку и попадают в область застоя. Периодически срываясь парами, эти вихри сначала заполняют ближайшую к цилиндру область, а затем, вытекая из первой области, они заполняют вторую и т. д. Здесь

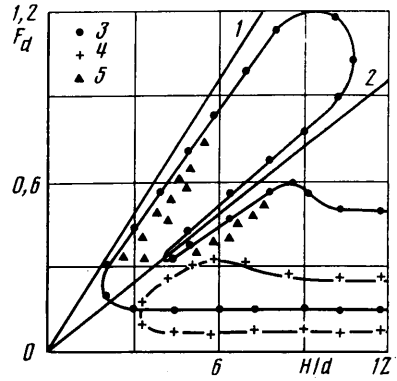
следует отметить интересный факт: до тех пор, пока происходит образование областей завихренности, вихри из кормовой части цилиндра вытекают парами, а не поодиночке, как в случае образования дорожки Кармана [5].

Максимальное количество областей завихренности в следе за цилиндром, которое наблюдалось в экспериментах, было равно пяти. Такой режим можно наблюдать, например, при движении цилиндра диаметром 3,9 см со скоростью $U=1$ см/с в канале с $H=12$ см и $N=1$ с⁻¹. В основном при малых значениях H/d устанавливался стационарный режим, а в остальных случаях нестационарный — периодические пульсации размеров областей завихренности. Пульсации двух соседних областей сдвинуты по фазе на π : сброс завихренности в след и уменьшение размера одной области приводит к заполнению завихренностью и росту размера соседней области и т. д.

На фиг. 2 показана типичная зависимость относительного вертикального размера (D/d) двух первых областей завихренности, расположенных в следе на оси движения цилиндра диаметром $d=2,9$ см от длины пути, выраженного в калибрах (L/d). Цилиндр двигался со скоростью $U=2,2$ см/с в канале высотой $H=20$ см,



Фиг. 2



Фиг. 3

с частотой плавучести $N=1,0$ с⁻¹. Точки 1, 2 соответствуют первой и второй области. Время выхода на установившийся режим, период и амплитуда колебаний относительного размера областей завихренности в сильной степени зависят от H/d и F_d и могут изменяться в широких пределах. Максимальный относительный размер первой области, который наблюдался во всех экспериментах, составлял $\sim 3,5$.

Все экспериментальные результаты в широком диапазоне H/d показаны на фиг. 3 в координатах внутреннего числа Фруда F_d и относительной высоты канала H/d . В этих координатах прямые линии, проходящие через начало координат, соответствуют режимам движения цилиндра с постоянным значением F_N . Прямые 1 и 2 соответствуют критическим значениям F_N для второй и четвертой моды внутренних волн в канале. Численные значения этих критических чисел равны $1/2\pi$ и $1/4\pi$ соответственно. Точками 3 на этом графике показана граница области существования турбулентных пятен, а точки 4 фиксируют область существования обрушений. Как видно из графика, нижняя граница (по F_d) для обрушений не меняется при переходе в область малых значений H/d , слабо меняется и верхняя граница, а при $H/d < 3$ обрушения не наблюдаются. Слабое влияние конечной высоты канала на режим обрушений связано с тем, что обрушения происходят при малых значениях F_d и вблизи цилиндра, а в этой области структура внутренних волн близка к случаю безграничной жидкости и только по мере удаления от цилиндра постепенно начинает проявляться модовый характер внутренних волн.

Совсем иная картина наблюдается в случае образования областей завихренности. При относительных высотах канала $H/d > 10$ мы имеем дело практически с безграничной жидкостью. В этом случае верхняя граница $F_d=0,5$, а нижняя 0,15. При $H/d < 10$ начинает сильно сказываться влияние конечной глубины потока на структуру внутренних волн в канале. Поскольку зависимость граничных значений F_d от H/d на фиг. 3 показана для случая движения цилиндра по центру канала, то основными модами, возбуждаемыми движущимся цилиндром, являются вторая и четвертая. Справа вблизи прямой 2 длина внутренней волны четвертой моды резко возрастает, возмущения начинают сосредоточиваться вблизи цилиндра, области завихренности не возникают. Слева от прямой 2 четвертая мода не существует, здесь начинает работать вторая мода. При подходе справа к прямой 1 теперь уже вторая мода попадает в критический режим, а слева от этой прямой она не существует. Верхнее граничное значение F_d , расположенное между прямыми 1 и 2, в 2,4 раза больше аналогичного значения при $H/d > 10$. Указанные границы существования областей завихренности относятся к областям, расположенным непосредственно в следе за цилиндром, а области, расположенные вне следа цилиндра,

на фиг. 3 отмечены точками 5. Эти области специфичны для чисто модовой структуры внутренних волн в канале.

В случае движения полуцилиндра по дну канала картина, приведенная на фиг. 3, практически полностью сохраняется, если заменить отношение H/d на H/R , где R — радиус цилиндра. В этом случае прямая 1 уже соответствует критическому значению F_H для первой моды, 2 — для второй.

В заключение авторы выражают благодарность А. Т. Онуфриеву за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксенов А. В., Можяев В. В., Скороваров В. Е., Шеронов А. А. Особенности обтекания цилиндра стратифицированной жидкостью при малых значениях внутреннего числа Фруда // Изв. АН ССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 175–178.
2. Miles J. W. Lee waves in a stratified flow. Pt 2. Semi-circular obstacle // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. № 4. P. 803–814.
3. Аксенов А. В., Городцов В. А., Стурова И. В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью: Препринт № 282. М.: ИПМ АН СССР, 1986. 60 с.
4. Аксенов А. В., Кириллов В. П., Можяев В. В. и др. Структура внутренних волн в канале // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 1. С. 106–110.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.VII.1989

УДК 532.517.4

© 1990 г.

Т. А. БУНГОВА, Г. Н. ВОЛЧКОВА, А. В. ЛАВРОВ

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ РАСЧЕТЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СО₂-ЛАЗЕРОВ С СЕЛЕКТИВНЫМ ТЕПЛОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

В последнее время в газодинамических СО₂-лазерах с селективным тепловым возбуждением широко используется смешение осесимметричных сверхзвуковых струй колебательно-возбужденного азота и углекислого газа в сопловых блоках сотовой конструкции (см. [1–3]). В таких блоках смешиваются струи с числами Маха $M=3-6$ и статическими давлениями $P=1-10$ кПа. Низкий уровень давления при смешении обуславливает одно из основных их преимуществ по сравнению с блоками, в которых смешение начинается выше по течению внутри плоского сопла при меньших числах Маха и больших давлениях, — малые потери колебательной энергии, вследствие чего максимальная эффективность лазера достигается при больших значениях начального давления P_0 , а следовательно, увеличивается энергоемкость единицы площади выходного сечения. Об этом свидетельствуют, в частности, экспериментальные данные [3]. Одним из основных недостатков блоков сотовой конструкции являются весьма значительные потери давления вследствие смешения с большими числами Маха.

В настоящее время процессы в блоках сотовой конструкции анализируются на основе модели мгновенного смешения или одномерной модели с фиксированной длиной смешения [1, 2]. В первой из моделей процессы смешения вообще не рассматриваются, во второй длина перемешивания является параметром, который должен задаваться заранее из общих закономерностей смешения турбулентных струй.

В данной работе для анализа смешения релаксирующих струй используется система трехмерных параболизированных уравнений Навье — Стокса. Ранее аналогичные уравнения использовались для исследования пространственного смешения инертных блочных струй [4].

Принцип действия ГДЛ с селективным тепловым возбуждением обуславливает важность корректного учета турбулентного смешения при численном моделировании. Поэтому в работе приведены также результаты расчета дозвуковых инертных и сверхзвуковых релаксирующих плоских струй, позволяющие оценить достоинства и недостатки трех моделей турбулентности и ту величину неопределенности получаемых лазерных характеристик, которая определяется выбором модели. Наряду с расчетами течений в газодинамических лазерах разработанный метод может оказаться полезным при анализе однородности потока, создаваемого в аэродинамических трубах и в других устройствах [1, 5].

1. Для получения достоверных результатов расчетов ГДЛ необходимо достаточно корректно описывать процессы турбулентного смешения. Поскольку в лите-