

ности. Кривая 1 характеризует обтекание тела с острым носком ( $r=0$ ), а кривые 2, 3, 4, 5 соответственно — обтекание тела с затупленным носком при относительной величине затупления  $r=0.01, 0.02, 0.05$  и  $0.10$ . Возмущения параметров  $u, v, p, \rho$  вызванные затуплением, практически полностью затухают к концу второго прямолинейного участка контура ( $x=X$ ), если  $r \leq 0.02$ . При  $r=0.1$  влияние затупления на параметры течения вблизи поверхности тела остается заметным вплоть до сечения  $x=X$ . Непосредственно на поверхности тела при всех величинах затупления значения плотности и скорости отличаются от случая обтекания остроугольного тела из-за наличия высокоэнтропийного слоя, образующегося от затупления носка. Положение ударной волны относительно затупленного вогнутого тела в случаях  $r \leq 0.05$  совпадает при  $x \geq X$  с ее положением для случая  $r=0$  (острое тело).

Поступила 31 I 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом, М., «Наука», 1964.
2. Кацкова О. Н., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д., Шулишнина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., ВЦ АН СССР, 1961.
3. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отсепедшей ударной волной. Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, № 4.
4. Дьяконов Ю. Н., Пахомова Э. С., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д., Усков В. И. К расчету пространственных течений невязкого газа методом сеток. III съезд по теоретической и прикладной механике, М., 1968.
5. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., Физматгиз, 1959.

УДК 536.25

### ТЕРМОКОНВЕКТИВНЫЕ ВОЛНЫ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОЛОСТИ

Б. М. БЕРКОВСКИЙ, А. К. СИНИЦЫН

(Минск)

В [1, 2] впервые было указано, что в вязких теплопроводных, термически сжимаемых жидкостях при наличии параллельного силе тяжести градиента температуры (нагрев снизу) возможно слабое затухание термоконвективных волн. Анализируя условия, при которых данное явление имеет место, авторы ранее [3] показали, что горизонтальные границы слоя, в котором поддерживается заданный градиент температуры, оказывают существенное влияние на распространение этих волн. В данной работе приводятся результаты численных экспериментов, проведенных с целью выяснения механизма и особенностей распространения термоконвективных волн в полуограниченном слое жидкости.

Рассматривается плоский горизонтальный полуограниченный слой жидкости толщиной  $h$ , нижняя и верхняя границы которого поддерживаются при постоянных температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно ( $T_1 > T_2$ ). На боковой стенке температура изменяется со временем по гармоническому закону. Температурные колебания при определяющих условиях генерируют слабозатухающие термоконвективные волны, которые описываются уравнениями естественной конвекции. Оси  $x$  и  $y$  выбираются в плоскости сечения, ось  $x$  направлена горизонтально, ось  $y$  — вертикально вверх. Тогда безразмерные уравнения в приближении Буссинеска [4] и граничные условия имеют вид

$$(1) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \varphi = \Delta \varphi + \text{Gr} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad \text{Gr} = \frac{\beta g h^3 (|\gamma h| + A_0)}{\nu^2}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \theta = \frac{1}{\text{Pr}} \Delta \theta + \alpha v_y, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{a}, \quad \varphi = \text{rot } \mathbf{V} = -\Delta \psi,$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = v_x, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -v_y$$

$$(2) \quad \theta = \frac{1 - |\alpha|}{2} \sin \pi y \sin \omega t, \quad V=0 \quad \text{при } x=0$$

$$\theta=0, \quad V=0 \quad \text{при } y=0, \quad y=1$$

$$x=x'/h, \quad y=y'/h, \quad V=h/\nu V', \quad t=\nu/h^2 t'$$

$$\theta = (T-T_1)/(|\gamma h| + A_0) + \alpha y, \quad \gamma = (T-T_1)/h, \quad \alpha = \gamma h/(|\gamma h| + A_0)$$

Здесь  $v_x, v_y$  — составляющие скорости  $V$  по осям  $x$  и  $y$  соответственно,  $\psi$  — функция тока,  $A_0$  — максимальная амплитуда температурных колебаний на боковой стенке,  $\gamma$  — вертикальный градиент температуры,  $\alpha$  — параметр, характеризующий соотношение между амплитудой температурных колебаний на боковой стенке и вертикальным перепадом температуры в слое,  $Gr, Pr$  — числа Грасгофа и Прандтля; штрихом помечены размерные величины.

Задача (1), (2) решалась численно методом сеток. Полубесконечная полоса заменялась достаточно длинным прямоугольником, на задней стенке которого задавалось условие:  $V=0, \theta=0$ . Длина прямоугольника выбиралась таким образом, чтобы исключить влияние задней стенки на поведение термоконвективных волн. Соотношение  $h/l$  ( $l$  — длина прямоугольника) варьировалось в пределах от 1:5 до 1:15. Система (1) аппроксимировалась системой конечно-разностных уравнений.

Применялась монотонная консервативная схема переменных направлений второго порядка точности, при построении которой были использованы идеи, развитые в [5-7]. Расчеты проводились на равномерной сетке с шагом  $\Delta h = 1/10$  до установления режима стационарных периодических колебаний, после чего снимались характеристики термоконвективных волн. На фиг. 1 приведена амплитуда температурных колебаний в слое при  $\omega=1$  для различных расстояний  $x$  от боковой стенки, которая получалась по формуле

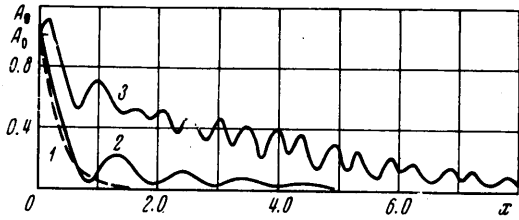
$$A_0(x) = \max \theta(x, 1/2, t) - \min \theta(x, 1/2, t),$$

$$t \in [t_1, t_2], \quad t_1 - t_2 = 2\pi/\omega$$

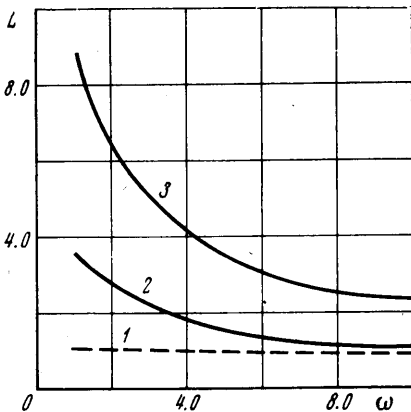
На фиг. 2 представлена зависимость глубины  $L$  проникновения температурной волны в слой, которая определяется как расстояние  $x$ , на котором амплитуда температуры в 20 раз меньше, чем амплитуда на боковой стенке. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям числа Рэлея  $Ra=0, 1650, 10^4$ . Через равные промежутки времени проводились распределения функции тока и температуры в слое.

Анализируя результаты вычислений, можно выделить два качественно различных режима распространения термоконвективных волн в слое жидкости. Границы этих режимов приближенно можно установить следующим образом: для первого режима  $0 < Ra < R_*$ , для второго режима  $R_* < Ra$ . Здесь  $Ra = Gr \propto Pr$  — число Рэлея,  $R_*$  — критическое значение числа Рэлея, соответствующее возникновению неустойчивости механического равновесия слоя при отсутствии колебаний температуры на боковой стенке ( $R_* = 1707.8$ ). Рассмотрим каждый режим по отдельности.

Первый режим характеризуется тем, что при наличии периодических колебаний температуры на боковой стенке в слое имеется многоячейковое течение. Интенсивность вращения в ячейках убывает с увеличением расстояния от боковой стенки. В течение полного периода колебания ячейки практически «стоят» на месте; изме-



Фиг. 1



Фиг. 2

няется лишь интенсивность и направление вращения, которые определяются изменением температуры на стенке. Расстояния между центрами соседних ячеек одинаковы и в зависимости от параметров изменяются в пределах  $h \div 1.2h$ .

Амплитуда температурных колебаний имеет ряд максимумов и минимумов (см. кривую 2 на фиг. 1). Это объясняется тем, что основное взаимодействие между тепловыми и конвективными колебаниями происходит между центрами ячеек, т. е. в местах, где жидкость колеблется поперек изотерм. Механизм этого взаимодействия таков, что сила, возникающая при вертикальном смещении частицы жидкости, стремится усилить движение этой частицы, пока ее температура не сравняется с температурой окружающей среды. Ячейковая структура способствует проникновению колебаний внутрь слоя. Глубина проникновения  $L$  возрастает с уменьшением  $\omega$  (фиг. 2). Термоконвективная волна в первом режиме близка к стоячей. Расстояния между пучностями в этой волне тесно связаны с высотой слоя и изменяются от  $1.2h$  при  $Ra=10^3$  до  $h$  при  $Ra=R_*$ .

Совершенно иная картина наблюдается во втором режиме. Как известно, в этом случае в слое имеется ячейковая конвекция даже в отсутствие колебаний температуры на боковой стенке. Интенсивность этой конвекции одинакова по всему слою и определяется значением числа  $Ra$ . Колебания температуры на боковой стенке приводят к тому, что ячейка, находящаяся у стенки, периодически то расширяется, то оттесняется от стенки появившейся новой ячейкой. Эти колебания передаются от ячейки к ячейке в виде бегущей волны. Система конвективных ячеек ведет себя как пружина, стремясь всегда вернуться в исходное положение, после того как ее вывели из равновесного состояния. Температурное возмущение, как видно из фиг. 1, 2 (кривая 3), в этом режиме передается сравнительно далеко.

Кривая амплитуды имеет максимумы и минимумы, происхождение которых связано с наличием ячеек. При распространении волны ячейки периодически смещаются вдоль слоя. В тех местах, где находился центр ячейки и скорость была равна нулю, возникает течение жидкости поперек изотерм. В местах, где скорость до смещения была максимальной, она снижается и может даже изменить знак, если ячейка сдвигается на расстояние порядка  $h$ . Такие колебания жидкости, естественно, сопровождаются колебаниями температуры (механизм их взаимодействия такой же, как в первом режиме), причем, в силу того что интенсивность движения во втором режиме достаточно велика, колебания скорости и температуры сохраняют большую амплитуду довольно далеко от боковой стенки. Глубина проникновения термоконвективных волн во втором режиме значительно больше, чем в первом (см. фиг. 2). Слабое затухание наблюдается в области низких частот  $\omega$ .

Следует отметить, что в рассмотренном диапазоне чисел Рэлея  $Ra \leq 10^4$  влияние амплитуды колебаний на боковой стенке на глубину проникновения волн незначительно.

Таким образом, в горизонтальном слое жидкости слабозатухающие термоконвективные волны могут распространяться как на фоне механического равновесия (первый режим), так и на фоне развитой конвекции (второй режим). Слабое затухание волн объясняется, во-первых, своеобразным механизмом взаимодействия температурных и поперечных колебаний при наличии нагрева снизу, во-вторых, ячейковой структурой конвекции, при помощи которой колебания передаются вдоль слоя.

Поступила 8 X 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков А. В., Берковский Б. М. Слабозатухающие поперечные и тепловые волны в жидкости. Докл. АН БССР, 1969, т. 13, № 4.
2. Лыков А. В., Берковский Б. М. Термоконвективные волны в вязкоупругих жидкостях. Инж.-физ. ж., 1969, т. 16, № 5.
3. Берковский Б. М., Синицын А. К. Термоконвективные волны в слое со свободными границами. Инж.-физ. ж., 1974, т. 25, № 1.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
5. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., «Наука», 1971.
6. Берковский Б. М., Полевиков В. К. Влияние числа Прандтля на структуру и теплообмен при естественной конвекции. Инж.-физ. ж., 1973, т. 24, № 5.
7. Римек Ф. Ф. Метод переменных направлений для решения параболических уравнений с конвективным членом. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 5.