

УДК 532.529.2

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОЛОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Т. Л. БОРИСОВА, В. Г. МАЛИНИН, А. В. МАЛИНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования температурных профилей и теплопереноса при естественной конвекции в прямоугольных воздушных полостях при изменении угла наклона от 0 (нагрев снизу) до 180° (нагрев сверху). Диапазон чисел Рэлея $R = 2.68 \cdot 10^3 \div 2.57 \cdot 10^5$ и $n = H/d = 5.06 \div 18.3$. Исследование проводилось оптическим методом при помощи интерферометра ИЭК-454. При горизонтальной ориентации полости данные по теплопереносу удовлетворяют зависимости $N = 0.216 R^{0.25}$, при вертикальной — $N = 0.144 R^{0.3} h^{-0.129}$, где N — число Нуссельта. В области угла наклона $\sim 30^\circ$ на всех режимах отмечен максимум теплопереноса.

Изучение естественной конвекции в замкнутых полостях со стенками, нагретыми до различной температуры, проводилось в основном либо для случая горизонтальной [1-4], либо для случая вертикальной [3-5] ориентаций полостей.

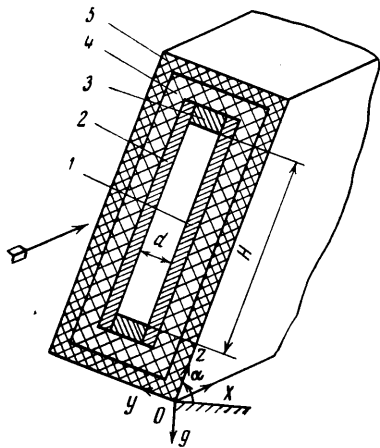
Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицким и др. в [6, 7] теоретически показано, что переход от тепловой, так называемой пороговой, неустойчивости течения жидкости в полости при ее горизонтальной ориентации к гидродинамической неустойчивости при вертикальной ориентации происходит непрерывно. В [8] на основании анализа температурных профилей и картин течения в слое глицерина представлено экспериментальное подтверждение этого явления. Исследования проводились в диапазоне изменения угла наклона от 0 (горизонталь) до 90° (вертикаль). Гидродинамика температурных профилей в области от 90° до 180°, по данным авторов, до сих пор не исследовались. Ограничено и количество работ [9, 10], посвященных теплопереносу в наклонных замкнутых полостях. Это предопределило цель данной работы — интерферометрическое исследование температурных профилей и теплопереноса в воздушных прямоугольных полостях в диапазоне изменения угла наклона от 0 до 180°.

1. Описание экспериментальной установки. На фиг. 1 представлена схема экспериментальной установки. Две медные термостатируемые пластины (рабочей площадью $21 \times 40 \text{ см}^2$; горячая 1 и холодная 2) разделены прокладками 3. Специальный поворотный стол обеспечивает произвольную ориентацию модели. Внутренние поверхности пластин отполированы. Модель теплоизолирована слоем пенопласта 4 и слоем поролона 5. Температурные измерения на холодной и горячей пластинах производились десятью медь-константановыми термопарами диаметром 0.15 мм, расположенными равномерно по высоте в центральной части пластины. Исследования проводились при различной ширине полости d : 1.15, 2.15, 3.15 и 4.15 см. Стрелкой на фиг. 1 показан ход лучей интерферометра.

2. Полученные результаты *Распределение температур и характер течения.* Исследованный диапазон чисел $R = 2.68 \cdot 10^3 \div 2.57 \cdot 10^5$ для полостей горизонтальной ориентации характеризуется обычным бенаровским (ячеистым) течением (фиг. 2, а)¹. На фиг. 2 представлены интерферограммы естественноконвективного течения в модели для $R = 1.73 \cdot 10^4$ при раз

¹ Условия эксперимента предполагают постоянный тепловой поток через полость, поэтому по мере увеличения a и уменьшения интенсивности конвективного теплопереноса (это справедливо лишь до полного исчезновения конвекции) растет перепад температур между стенками полости, а следовательно, и число R . Но, учитывая незначительность этого изменения (например, $R_{a=0} = 1.73 \cdot 10^4$ и $R_{a=90^\circ} = 1.745 \cdot 10^4$), в дальнейшем анализ ведется лишь для исходных (в горизонте) чисел R .

личных углах наклона: $a - \alpha = 0$, $b - \alpha = 15^\circ$, $c - \alpha = 90^\circ$, $z - \alpha = 180^\circ$. При изменении угла наклона пластин α от 0 до 180° наблюдается непрерывный переход ячеистого течения в течение пограничного слоя при 90° и к вырождению течения при 180° (нагрев сверху). Поведение температурного поля и гидродинамику воздуха при различных ориентациях модели проследим на наиболее характерном режиме при $R = 1.73 \cdot 10^4$ (фиг. 2, 3) — устойчивое ячеистое течение при $\alpha = 0$ и течение двух сомкнутых пограничных слоев при $\alpha = 90^\circ$.



Фиг. 1

а для $R = 2.57 \cdot 10^5$ — на фиг. 5 ($a - \alpha = 0$, $b - \alpha = 90^\circ$, $c - \alpha = 150^\circ$, $z - \alpha = 180^\circ$). На фиг. 3, а, 4, а и 5, а заштрихованная область представляет собой разброс результатов расшифровки трех интерферограмм, снятых с интервалом в 30 мин. Вид и характер температурных профилей соответствует известным теоретическим и экспериментальным результатам [1, 2].

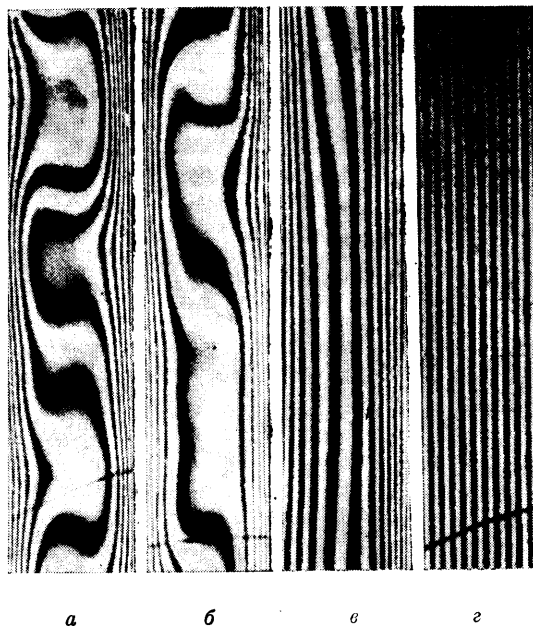
Рассмотрение интерферограмм (в конечных полосах) показывает, что с ростом α (до $\sim 30^\circ$) размеры зон чередующихся сжатых и растянутых полос несколько увеличиваются, а их границы становятся менее четкими — ячейки как бы расплываются. В [8] замечено, что при малых углах наклона ячейки, подплывая одна под другую, еще существуют автономно. При увеличении α характерно уменьшение перепада температур между подъемным и опускным потоками в сечении $y/d = 0.5$ (на интерферограммах зоны сжатых и растянутых полос исчезают), ячейки вырождаются. Для исследованных режимов, начиная с $\alpha \approx 70^\circ$, в полости прослеживается лишь течение типа пограничного слоя.

Вертикальная ориентация модели для данного R характеризуется хорошо изученным S-образным температурным профилем. Асимметрия температурного распределения относительно вертикальной оси модели объясняется зависимостью теплофизических характеристик воздуха от температуры. Отметим, что особенности течения для диапазона $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ согласуются с изучавшимися ранее в [8].

При переходе через вертикальное положение наблюдается постепенное вырождение конвекции, и при $\alpha = 180^\circ$ движение воздуха полностью прекращается. По-видимому, уменьшение подъемной силы происходит в основном за счет уменьшения составляющей вектора g вдоль оси z . Заметно спрямление температурных профилей, и при $\alpha = 180^\circ$ распределение тем-

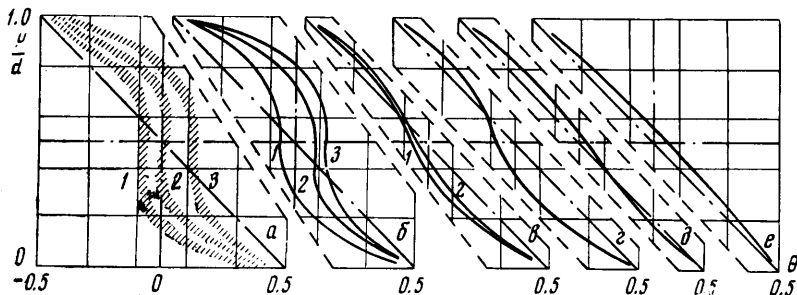
пературного поля и гидродинамику воздуха при различных ориентациях модели проследим на наиболее характерном режиме при $R = 1.73 \cdot 10^4$ (фиг. 2, 3) — устойчивое ячеистое течение при $\alpha = 0$ и течение двух сомкнутых пограничных слоев при $\alpha = 90^\circ$. На фиг. 3 представлено распределение безразмерной температуры θ в слое воздуха для $R = 1.73 \cdot 10^4$ при изменении α от 0 до 180° : $a - \alpha = 0$, $b - \alpha = 15^\circ$, $c - \alpha = 70^\circ$, $z - \alpha = 90^\circ$, $d - \alpha = 150^\circ$, $e - \alpha = 180^\circ$. Анализ гидродинамики течения проведем согласно [8] по изменению трех характерных температурных профилей в ячейке Бенара для различных α . Такими профилями для газовой ячейки (как известно, для жидкостной ячейки направление течения обратное) принято считать: 1 — опускное течение по «оси» ячейки, 3 — подъемное течение по периферии и 2 — среднее (между осевым и периферийным) течение по «валику» ячейки. Для $R = 4.05 \cdot 10^3$ изменение безразмерной температуры θ при различных углах наклона модели α приведено на фиг. 4 ($a - \alpha = 0$, $b - \alpha = 20^\circ$, $c - \alpha = 90^\circ$, $z - \alpha = 180^\circ$),

пературы в заторможенном слое воздуха подчиняется линейному закону. (Параболический характер профилей объясняется, так же как и асимметрия S-образного профиля, зависимостью теплофизических характеристик воздуха от температуры.)



Фиг. 2

При $R = 4.05 \cdot 10^3$ и $\alpha = 0$ отчетливо наблюдается регулярная ячеистая структура (фиг. 4, а), а при $\alpha = 90^\circ$ — течение двух сомкнутых пограничных слоев. При $\alpha = 180^\circ$ теплоперенос осуществляется теплопроводностью (линейное распределение температуры на фиг. 4, в). Течение при $R = 2.57 \cdot 10^5$ и $\alpha = 0$, по-видимому, характеризуется неупорядоченной поли-

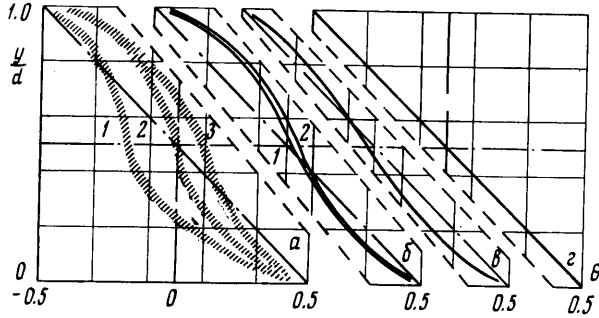


Фиг. 3

гональной структурой. По крайней мере, выделить на интерферограммах характерные для обычных ячеек Бенара температурные сечения (1, 2 и 3) не удалось. При расшивке интерферограмм этого режима получен единственный (заштрихованы области разброса трех измерений) профиль температуры в полости фиг. 5, а. При этом числе Рэлея характерен обратный градиент температуры в области $y/d = 0.5$ [4], сохраняющийся при $\alpha = 90^\circ$. При $\alpha > 90^\circ$ заметно спрямление температурного профиля.

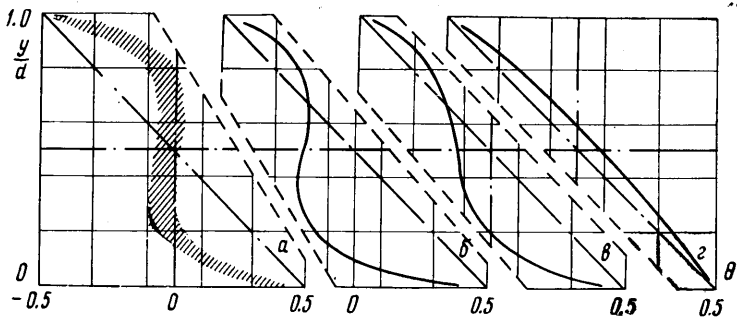
Данные по теплопереносу. Результаты эксперимента по теплопереносу обрабатывались в виде $N = f(R)$. Анализ данных эксперимента для горизонтальной ориентации полости ($R = 2.68 \cdot 10^3 \div 2.57 \cdot 10^5$, воздух) привел к критериальной зависимости $N = 0.216R^{0.25}$. Для вертикальных полостей по результатам эксперимента получена критериальная зависимость $N = 0.144R^{0.3}h^{-0.129}$. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с данными других авторов.

На фиг. 6 представлено изменение относительного теплопереноса $N(\alpha) / N(0)$ ($N(\alpha)$ — текущее число Нуссельта, $N(0)$ — число Нуссельта



Фиг. 4

при горизонтальной ориентации полости) при изменении угла наклона α . Заштрихованная область в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ образована верхней кривой, соответствующей $R = 2.57 \cdot 10^5$, и нижней — $R = 2.68 \cdot 10^3$. Отчетливо наблюдается максимум теплопереноса (превышение над $N(0)$ до 10%) при $\alpha \approx 30^\circ$. В [8] диапазон $0 < \alpha < 30^\circ$ характеризуется перехо-



Фиг. 5

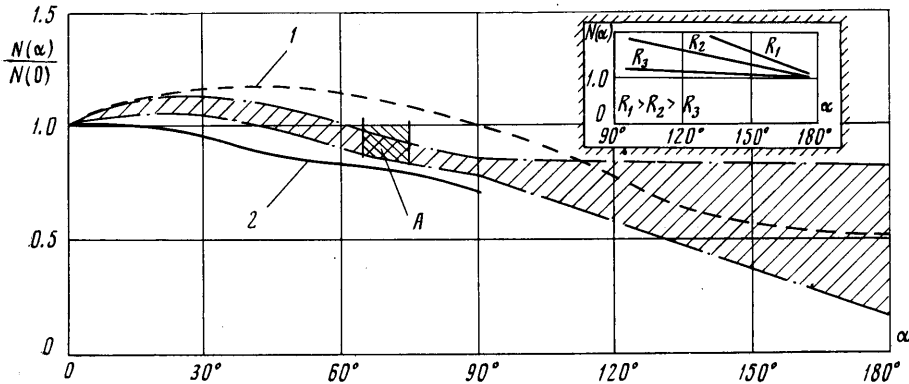
дом от ячеистой к валиковой структуре течения. По-видимому, в области перехода теплоперенос более интенсивен, нежели при чисто бенаровском течении.

Отмечена еще одна характерная особенность в изменении $N(\alpha) / N(0)$ от α — зона перегиба A при $\alpha \approx 70^\circ$. По наблюдениям [8], начиная с $\alpha \approx 70^\circ$, в полости вырождается валиковое течение и полностью формируется течение для пограничных слоев. Очевидно, в этом случае теплоперенос, менее чувствителен к изменению угла α , чем при ячеистом и валиковом течениях.

Изменение $N(\alpha) / N(0)$ в диапазоне от 90 до 180° на фиг. 6 представлено расширяющейся заштрихованной областью, ограниченной верхней линией, которая соответствует $R = 2.68 \cdot 10^3$, и нижней — $R = 2.57 \cdot 10^5$. При $\alpha > 90^\circ$ в полости заметна тенденция к вырождению конвективного течения и к преобладанию в теплопереносе теплопроводности. Характер изме-

нения абсолютного теплопереноса от угла наклона в области $90^\circ < \alpha < 180^\circ$ представлен в правом верхнем углу на фиг. 6. Естественно стремление кривых в точку $N(\alpha) = 1$ при $\alpha = 180^\circ$.

На фиг. 6, кроме того, графически представлены результаты Дропкина и Сомерскейла [9] по изменению $N(\alpha)/N(0)$ от α ($0 \leq \alpha \leq 90^\circ$) для $R = 5 \cdot 10^4$ и числа Прандтля $P = 0.71$ (кривая 1) и данные по численному исследованию В. И. Полежаева [10] для $R = 9 \cdot 10^3$, $h = 1$ и $P = 0.71$ (кри-



Фиг. 6

вая 2). Если Дропкин и Сомерскейла вообще не отметили максимума теплопереноса в области $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$, то В. И. Полежаев получил этот максимум при $\alpha = 45^\circ$, но равенство теплопереноса при вертикальной и горизонтальной ориентациях полости маловероятно.

Поступило 11 10 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Silveston P. L. Wämedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten. Forsch. Geb. Ingenieurwesens, Ser. 8, 1958, Bd 24, Nr 1, S 29—32.
2. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. Теплообмен при свободной конвекции в горизонтальных щелях и большом объеме над горизонтальной поверхностью. Инж.-физ. ж., 1965, т. 9, № 1.
3. Mull W., Reiber H. Beihefte zum Gesundheits-Ingenieur. Reihe 1, H. 28, Munich and Berlin, Germany, 1930.
4. Gill J. Interferometric measurement of temperature gradient reversal in a layer of convecting air. J. Fluid Mech., 1967, vol. 30, pt 2, pp 371—384.
5. Eckert E. R. G., Carlson W. O. Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1968, vol. 2, No. 1/2, pp. 106—120.
6. Бирих Р. В., Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Рудаков Р. Н. Гидродинамическая и тепловая неустойчивость стационарного конвективного движения. ПММ, 1968, т. 32, вып. 2, стр. 256—263.
7. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного движения относительно пространственных возмущений. ПММ, 1969, т. 33, вып. 5, стр. 855—860.
8. Малинов А. В. Экспериментальное исследование естественной конвекции в щелевых полостях различной ориентации. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1, стр. 150—155.
9. Drockin D., Somerscales E. Heat transfer by natural convection in liquids confined by two parallel plates which are inclined at various angles with respect to the horizontal. J. Heat Transfer, Trans. ASME, 1965, Ser. C, vol. 87, pp. 77—84.
10. Полежаев В. И. Течение и теплообмен при естественной конвекции газа в замкнутой области после потери устойчивости гидростатического равновесия. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5, стр. 124—129.