

03;12

## Конвективная неустойчивость вращающейся жидкости над резко нагретой поверхностью

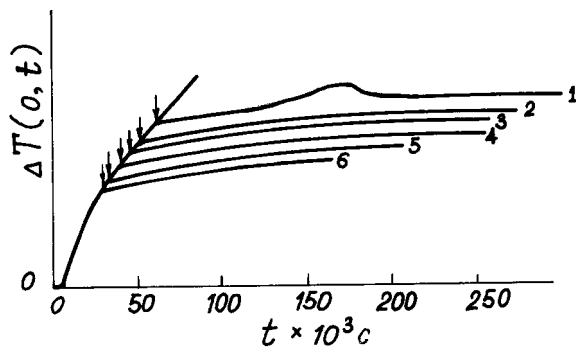
© М.О. Луцет

Институт теплофизики им.С.С.Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 19 июля 1996 г.

Работа посвящена экспериментальному изучению задачи о конвекции, возникающей во вращающейся жидкости над быстро нагретой поверхностью.

Частный случай гидродинамической неустойчивости — конвективная неустойчивость, часто встречается в природных [1] и технических [2,3] процессах. Слой жидкости, находящийся над резко нагретой поверхностью в поле тяжести, теряет равновесие по истечении некоторого интервала времени после начала нагрева, и обычная теплопроводность сменяется конвективным движением. Известны несколько работ [1,4] (см. также ссылки в них), относящих начало конвекции к потере механической устойчивости, либо к воздействию случайных флуктуаций [5], либо к фазовому переходу второго рода [6], где параметром порядка принята скорость конвекции. В предыдущих исследованиях использовались жидкости с различными числами Прандтля и малыми скоростями нагрева в поле земного тяготения. В настоящей работе исследуется конвективная неустойчивость слоя жидкого азота, находящегося в твердотельном вращении над конечной предельно быстро нагретой поверхностью. Изменялся один параметр — угловая скорость вращения  $\omega$ , что эквивалентно, как будет показано ниже, изменению только ускоре-

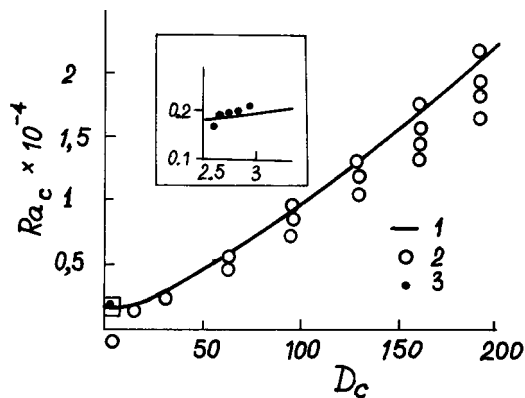


**Рис. 1.** Осциллограммы изменения сопротивления датчиков для  $Q = 6.9 \text{ Вт/см}^2$  при различных  $\eta$ : 1 — 196, 2 — 345, 3 — 555, 4 — 818, 5 — 1535, 6 — 1958. Стрелками обозначены  $t_c$ .

ния поля тяготения  $g$  при практически неизменном отношении силы Кориолиса к силе вязкости (число Тейлора  $D$ ).

Эксперименты проводились во вращающемся криостате [7] с диаметром рабочего цилиндра 0.2 м. Теплоотдающей поверхностью служила наибольшая плоскость стеклянной пластины с размерами  $50 \times 4.76 \times 3.2$  мм, на которой была напылена проводящая ток пленка толщиной 1000 Å с сопротивлением, не зависящем от температуры. На пленку клеим БФ-2 наклеивалась бумага толщиной 15 мк, к которой вдоль продольной оси поверхности на равных расстояниях наклеены пять миниатюрных кремниевых датчиков температуры на основе бескорпусных транзисторов КТ324Б с размерами  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  мм. Толщина кремниевой пластинки, приклеенной к поверхности теплоотдачи, составляла 0.1 мм, а общая толщина покрытия пленки — 30 мк. Стеклянная пластина размещалась на цилиндрической поверхности рабочего объема криостата вдоль образующей, теплоотдающей поверхностью обращенной к оси вращения. Толщина слоя жидкого азота над пластиной была постоянной и равнялась 13.4 мм.

В момент времени, принятый за начало отсчета, через проводящую пленку ступенькой подавался постоянный ток. Датчики, благодаря чувствительности  $p$ - $n$  перехода к изменению температуры, из-



**Рис. 2.** Зависимость  $Ra_c$  от  $D_c$ : 1 — расчет по линейной теории устойчивости [11], 2 — квазистационарные измерения [11], 3 — наши измерения. На вставке показаны наши измерения в увеличенном масштабе.

меняли сопротивление пропорционально изменению средней в объеме  $0.015 \text{ мм}^3$  температуре. Запаздывание датчиков не превышало 50 мкс. Сопротивление  $p$ - $n$  перехода измерялось четырехпроводной схемой, и изменение сопротивления фиксировалось запоминающим осциллографом. Осциллограммы для фиксированной амплитуды тока через пленку и разных  $\omega$  накладывались одна на другую. Складывающаяся картина не зависела от направления вращения и номера датчика. Типичный пример приведен на рис. 1. До момента времени  $t_c$ , зависящего от  $\omega$ , осциллограммы совпадали между собой и следовали изменению температуры теплоотдающей поверхности, предсказанному решением уравнения теплопроводности для бесконечного составного тела (стекло, пленка, покрытие, азот). После  $t_c(\omega)$  температура поверхности теплоотдачи перестает следовать уравнению теплопроводности, что говорит о нарушении равновесия жидкого слоя. Точное решение уравнения теплопроводности с подходящими для рассматриваемой задачи начальными и граничными условиями было получено при помощи преобразования Лапласа. Для интервалов времени, много больших задержки  $\delta^2/4\kappa_1$ , вызванной наличием покрытия на проводящей пленке, отбросив в точном решении убывающие со временем члены, получим

асимптотику изменения температуры жидкости

$$T(x, t) = \frac{4a_1 Q}{\pi^{1/2}(a_1 + a_2)(a_1 + a_3)} \left\{ t^{1/2} - \frac{\pi^{1/2}}{2} \left[ \delta/\kappa_1^{1/2} + x/\kappa_2^{1/2} \right] \right\} \quad (1)$$

и тепловой поток в жидкость на границе покрытие-азот

$$q(0, t) = Q \frac{2a_1 a_2}{(a_1 + a_2)(a_1 + a_3)}. \quad (2)$$

Здесь  $x$  — координата, нормальная к поверхности теплоотдачи, направленная в жидкость,  $a_i = (\lambda_i \rho_i C_{pi})^{1/2}$ ,  $i = 1, 2, 3$  — номер среды, 1 — покрытие, 2 — азот, 3 — стекло,  $\lambda_i$ ,  $C_{pi}$ ,  $\kappa_i$  — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и температуропроводности,  $\rho_i$  — плотности,  $\delta$  — толщина покрытия,  $Q$  — тепловой поток, выделяющийся на пленке и равный в экспериментах  $6.9 \text{ Вт/см}^2$ . При  $Q > 6.9 \text{ Вт/см}^2$  и малых  $\omega$  наблюдалось вскипание жидкости.

Устойчивость равновесия вращающегося цилиндрического слоя жидкости по линейной теории [8] определяется двумя безразмерными параметрами: числами Рэля  $Ra = g\beta\Delta T h^3/\nu\kappa_2$  и Тейлора  $D = \omega h^2/\nu$ , где  $\beta, \nu$  — коэффициенты объемного расширения и кинематической вязкости азота,  $\Delta T, h$  — перепад температуры и линейный размер, характеризующие градиент температуры в жидкости. Равновесие нарушается при достижении критического значения числа Рэля  $Ra_c(D_c)$ . Так как при соблюдении механического равновесия в жидкости выполняется (1), то, следуя [1,4,5], необходимо принять  $\Delta T = T(0, t)$  и  $T(n, t) = 0$ . Откуда  $h = 2(\kappa_2 t/\pi)^{1/2} - \delta(\kappa_2/\kappa_1)^{1/2}$ . Величины  $\Delta T(t_c)$ ,  $h(t_c)$  определяют значения  $Ra_c$  и  $D_c$ . В таблице приведены результаты расчетов по измеренным значениям  $t_c(\omega)$ .

$\eta$	196	345	555	818	1221	1958
$t_c, 10^{-3} \text{ с}$	60.6	50	40.9	37.9	33.3	27.3
$\Delta T_c, \text{ К}$	11.3	9.96	8.66	8.2	7.46	6.4
$h_c, 10^{-6} \text{ м}$	59.4	52.2	45.4	43	39.1	33.6
$Ra_c$	1788	1883	1732	2054	2097	1831
$D_c$	2.71	2.78	2.66	2.90	2.93	2.74

Здесь  $\eta = g/g_0$ ,  $g_0$  — ускорение земного тяготения. По [9,10]  $a_1 = 146$ ,  $a_2 = 470$ ,  $a_3 = 460 \text{ Дж/м}^2 \cdot \text{Кс}^{1/2}$ ,  $\varkappa_1 = 1.97 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\varkappa_2 = 8 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ . Погрешность измерений и расчетов не превышала 15%. При монотонном увеличении силы тяжести мы наблюдаем уменьшение  $t_c$ ,  $\Delta T_c$ ,  $h_c$  и не монотонное изменение  $\text{Ra}_c$  и  $D_c$  в пределах 20%. Тем не менее зависимость  $\text{Ra}_c(D_c)$  следует (рис. 2) в пределах погрешности измерений прогнозу линейной теории устойчивости [11] для вращающейся ячейки Рэлея–Бенара. Строго говоря, рассматриваемая задача и проблема Рэлея–Бенара качественно отличаются наличием в первой зависимости линейного масштаба от времени, поэтому полученный в эксперименте результат нуждается в теоретическом объяснении, что является предметом дальнейших исследований.

Начало конвекции определяется в нашем эксперименте по отклонению изменения температуры поверхности теплоотдачи от решения уравнения теплопроводности. Очевидно, что построенное в момент времени  $t_c$  число Нуссельта  $\text{Nu}_c = qh_c/\lambda_2\Delta T_c = 1$ , а  $\text{Ra}_c \sim 10^3$ , однако их связывает соотношение  $\text{Nu}_c = C_T(\text{Ra}_c)^{1/3}$ , где коэффициент  $C_T$ , вычисленный по значениям  $\text{Ra}_c$  из таблицы, изменяется в диапазоне 0.078–0.086 и оказывается близким к значению 0.085, наблюдаемому при  $\text{Ra} > 10^5$  для развитой турбулентной конвекции [12]. Возможно, что это внешнее сходство имеет физическую природу, связанную с развитием конвективного движения в слое с изменяющимся со временем линейным масштабом.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 96–2–19401.

## Список литературы

- [1] Mollendorf J.C., Arif H., Ajiniran E.B. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. V. 27. N 2. P. 273–289.
- [2] Луцет М.О., Львовский Ю.М. // ДАН СССР. 1981. Т. 256. С. 583–586.
- [3] Pavlenko A.N., Chehovich V.Yu. // Физика низких температур. 1990. Т. 16. С. 510–512.
- [4] Chu T.Y. // In: Heat Transfer. 1990. V. 1. Hemisphere Publ. Corp. 1990. P. 169–174.
- [5] Kim K.M., Kim M.U. // Int. J. Heat Mass Tr. 1986. V. 29. N 2. P. 193–201.

- 
- [6] *Rapaport D.C.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. R6150–R6153.
- [7] *Lutset M.O., Zhukov V.E.* // Cryogenics. 1989. V. 29. P. 37–41.
- [8] *Шайдуров Г.Ф., Шлиомис М.И., Ястребов Г.В.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. N 6. С. 88–93.
- [9] *Кожесвижов И.Г., Новицкий Л.А.* Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1982. 328 с.
- [10] *Малков М.П.* и др. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М.: Энергия, 1973. 392 с.
- [11] *Lucas P.G.J., Pfothenhaier J.M., Donnelly R.J.* // J. Fluid Mech. 1983. V. 129. P. 251–264.
- [12] *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.