

КОНВЕКЦИЯ И ТЕПЛООБМЕН ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ УГЛЕКИСЛОТЫ

Э. Н. Дубровина, В. П. Скрипов (Свердловск)

Изучался конвективный теплообмен углекислоты с нагреваемой током платиновой нитью в горизонтальном и вертикальном каналах. Определялся коэффициент теплообмена и коэффициент конвекции. Проверялось критериальное уравнение, определяющее возникновение конвекции.

Давно было замечено, что если вещество находится вблизи критического состояния, то в нем под действием силы тяжести и при наличии небольшой температурной неоднородности легко возникает конвекция. Это обусловлено высоким значением коэффициента термического расширения около критической точки.

Усиление естественной конвекции в однородной системе, находящейся в близкой окрестности критической точки, представляет интерес в двух отношениях. Во-первых, указанное явление интенсифицирует теплообмен в веществе и теплообмен с твердой стенкой [1, 2] при малых разностях температур. Во-вторых, с возможностью облегченного возникновения конвекции необходимо считаться при постановке опытов по определению истинного коэффициента молекулярной теплопроводности λ .

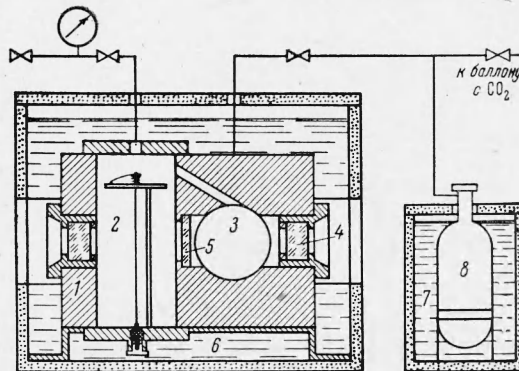
Известно, что большинство теплофизических и кинетических характеристик вещества проходит через экстремумы в этом районе (теплоемкость, сжимаемость, тепловое расширение, поглощение и скорость звука, коэффициент диффузии). Теплопроводность оказалась наиболее трудным для изучения свойством из-за влияния конвекции. Дискуссия о существовании максимумов коэффициента теплопроводности ведется более 20 лет [3-6]. В работе [7] приведены теоретические соображения в пользу экстремального изменения λ в близкой закритической области.

В данной работе сделана попытка проследить зависимость между условиями, обеспечивающими развитие конвекции, и характером теплообмена для широкой области состояний вещества. Особое внимание уделено состояниям, лежащим по обе стороны от линии закритических непрерывных переходов [8] через область пониженной термодинамической устойчивости фазы.

Наряду с определением коэффициента теплообмена α вычисляется эффективный коэффициент теплопроводности λ^* и отношение $\lambda^*/\lambda = \epsilon$. Если значение ϵ на закритической изотерме проходит через максимум при некотором давлении, значит, конвективная составляющая переноса растет быстрее, чем молекулярная, хотя последняя тоже имеет максимум. Картина конвективных потоков вещества в каналах около нагретых вертикальной и горизонтальной проволок изучалась визуально и фотографировалась кинокамерой «Адмира-8ПА» или фотоаппаратом «Старт».

Экспериментальная установка схематически изображена на фиг. 1. Рабочая камера 1 изготовлена из нержавеющей стали. Вертикальный и горизонтальный каналы 2 и 3 с нагревательными элементами имеют одинаковые размеры (длина канала 120 мм, диаметр 40 мм). Для визуальных наблюдений и фотографирования имеются самоуплотняющиеся стеклянные окошки 4, способные выдерживать давление свыше 100 кг/см², разгруженное от давления внутреннее стекло 5, разделяющее каналы. Нагревателем и термометром сопротивления в опытах служит платиновая нить диаметром 29 мк, смонтированная на фланце. Длины нитей около 80 мм, площади боковой поверхности $F = 7.2-7.4$ мм² (нити несколько раз заменялись новыми).

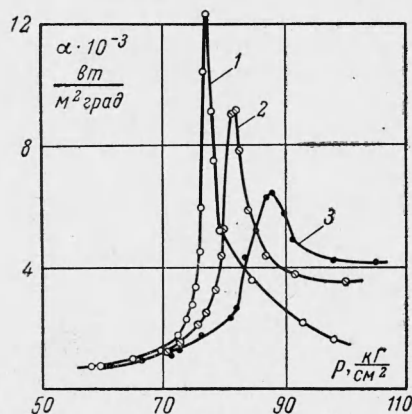
Камера целиком погружена в водяной термостат 6 емкостью 15 л. Заданная температура в термостате поддерживается с точностью $\pm 0.01^\circ\text{C}$. Состояние вещества в опыте меняли обычно по изотерме. Во втором термостате 7 находится стальной баллончик 8 емкостью 1.3 л, содержащий углекислоту с достаточно высокой плотностью заполнения. Он служит для термического регулирования давления. При помощи четырех игольчатых клапанов система легко разделяется на части. Например, после установления нужного давления камеру можно отделить от основной системы. Давление измеряется пружинным манометром класса 0.35 со шкалой до 250 кг/см². Использовалась углекислота с содержанием инертных примесей около 0.3%.



Фиг. 1

Для питания электрической схемы служит батарея кислотных аккумуляторов. Мощность тепловыделения и сопротивление проволоки r рассчитывались по падению напряжения на ней и на образцовом сопротивлении.

Для каждой из двух проволонок в рабочем интервале температур 30–40° С определялся по ртутно-стеклянному термометру с ценой деления 0.1° термический коэффициент сопротивления B . Лишь в отдельных случаях температура выходила за пределы указанного интервала (например, в опытах с гелием). Тогда проведению соответствующего опыта предшествовало определение коэффициента B .



Фиг. 2

тепловой поток q) и температурный напор Δt , по ним рассчитывается коэффициент теплообмена α . При малых температурных напорах $\Delta t = t_w - t_f$ (t_w — температура нити, t_f — температура ядра жидкости) неоднородность свойств вещества возле нагревателя и вдали от него не оказывает существенного влияния на характер конвекции в объеме. Диаметр D каналов камеры настолько велик по сравнению с диаметром d нити ($D/d = 1380$), что при используемой мощности тепловыделения 0.002–0.04 вт на длине 80 мм представление о существовании ядра жидкости с температурой, равной температуре стенок камеры, представляется разумной идеализацией реальных условий. Основные опыты с углекислотой в закритической области проведены при значениях $\Delta t = 0.5^\circ$.

Серия кривых $\alpha = \alpha(p)$ по изотермам для горизонтальной нити представлена на фиг. 2, где кривые 1, 2, 3 при значениях $t_f = 31.5, 34.0, 37.0^\circ \text{C}$. Превышение температуры опыта над критической составляет 0.4° для первой кривой, 3.0° — для второй и 6.0° — для третьей. Коэффициент теплообмена α проходит через максимум, величина которого уменьшается с ростом температуры в камере, а сам максимум смещается в сторону более высоких давлений. Линия максимумов α в координатах p, t примерно соответствует продолжению за критическую точку кривой сосуществования жидкости и пара [2].

Данные по теплообмену с углекислотой для вертикальной нити выявляют ту же зависимость от давления и температуры, что и для горизонтального расположения нагревателя, но коэффициент теплообмена в этом случае систематически ниже (табл. 1).

Прохождение через максимум коэффициента теплообмена на закритических изотермах прямо связано с возникновением около нагревателя турбулентной конвекции и с существованием резкого максимума теплоемкости c_p при значениях плотности вещества, близких к критической. Влияние различных факторов на характер теплообмена наглядно выступает в критериальном уравнении

$$N = f(R) \quad (N = \alpha l / \lambda) \quad (1)$$

Здесь R — критерий Релея, а N — критерий Нуссельта.

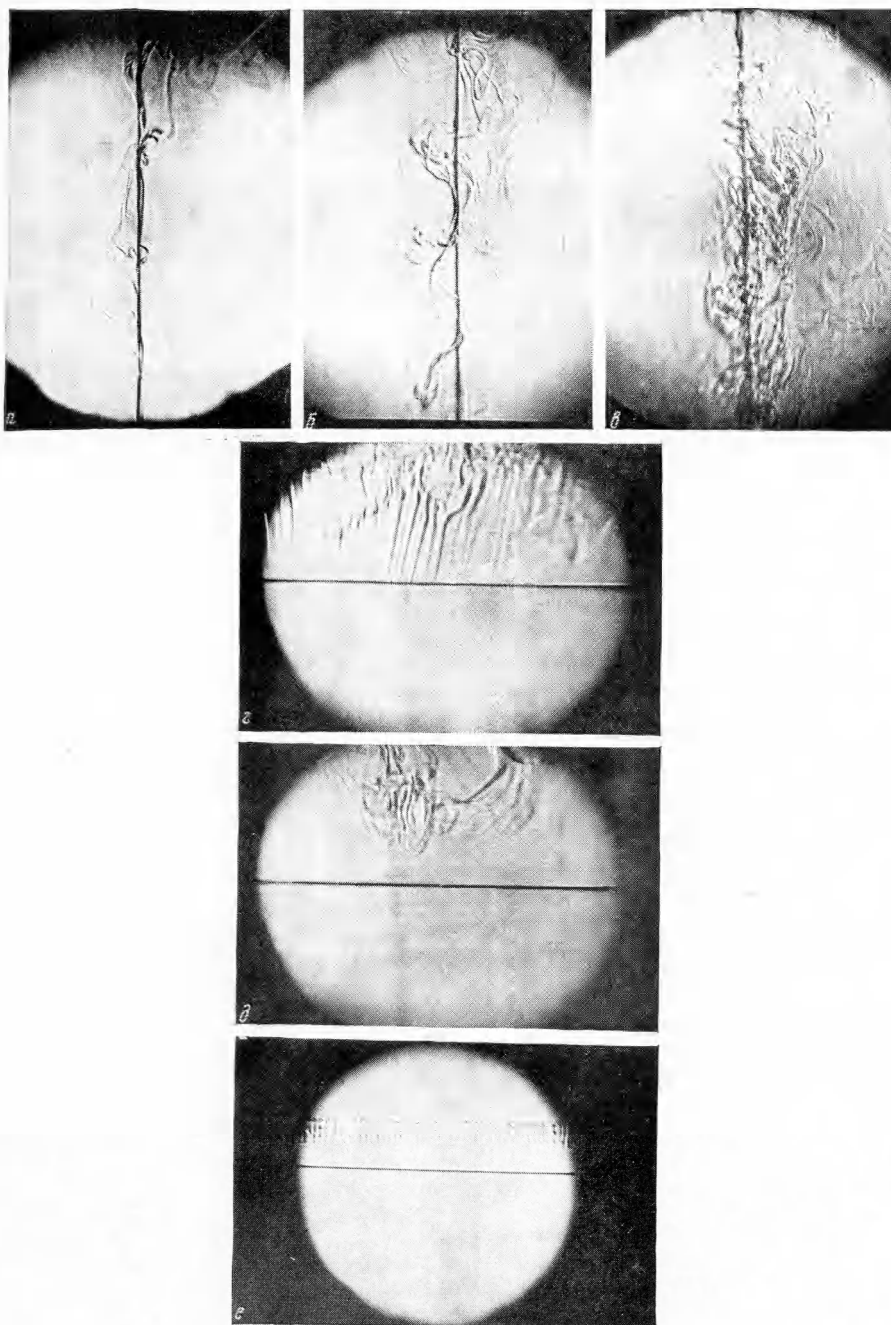
Перед измерениями коэффициента теплообмена в камере устанавливается данная температура и графической экстраполяцией зависимости $r = f(i^2)$ в координатах r, i^2 к нулевому току находится значение сопротивления проволоки r_0 , соответствующее температуре опыта. При изучении состояния вещества в камере на экран проектируется либо вертикальная, либо горизонтальная нить. Поле зрения в камере составляет круг диаметром 15 мм. Источник света — лампа накаливания 25 вт. При фотографировании картины конвекции вместо экрана ставится фотоаппарат без объектива. Экспозиция 0.001 сек.

В опытах измеряется, кроме температуры и давления, тепловой поток Q (или удельный

Таблица 1

Значения удельного теплового потока q вт/м² и коэффициента теплообмена α вт/м² град в зависимости от давления по изотерме 32.0° С для горизонтальной и вертикальной нити

p , кг/см ²	Горизонталь			Вертикаль		
	Δt °C	q 10 ⁻³	α 10 ⁻³	Δt °C	q 10 ⁻³	α 10 ⁻³
61.1	0.50	0.41	0.82	0.49	0.30	0.625
66.7	—	—	—	0.50	0.43	0.86
67.8	0.48	0.50	1.05	—	—	—
70.3	0.47	0.57	1.21	0.51	0.55	1.08
73.5	0.48	0.80	1.66	0.51	0.67	1.32
75.5	0.48	1.26	2.63	0.50	0.96	1.92
76.8	0.49	1.90	3.87	0.51	1.68	3.29
78.0	0.47	4.06	8.64	0.53	2.64	4.98
78.3	0.50	5.90	11.80	0.50	4.40	8.80
79.0	0.47	4.05	8.62	0.51	2.82	5.53
82.0	—	—	—	0.48	1.58	3.29
83.7	0.51	1.73	3.38	—	—	—
103.0	0.47	1.28	2.73	0.53	0.90	1.72



Фиг. 3

Хотя в проведенных опытах диаметр канала на три порядка превосходит диаметр нагревателя, теплообмен с нитью строго нельзя считать конвекцией в неограниченном объеме. Возникновение конвекции определяется устойчивостью цилиндрического столба жидкости. Характерный диаметр этого столба может быть значительно больше диаметра нити d . Использование в критерии R величины $d = 29$ мк приводит к физически неверным оценкам: даже для режима развитой турбулентной конвекции вблизи критической точки получаем слишком малые значения R — порядка 10^3 . Если же за определяющий размер принять диаметр канала $D = 40$ мм, тогда характер конвекции находится в качественном согласии с порядком величины критерия Релея. Например, для изотермы 32.0° максимум коэффициента теплообмена соответствует давлению 78.3 кг/см². При этом $R = 5.4 \cdot 10^{12}$ при $\Delta t = 0.48^\circ$. Вдали от максимума на той же кривой R порядка от 10^8 до 10^9 .

После приведенного выше обсуждения уместно перейти к представлению экспериментальных результатов при помощи коэффициента конвекции ϵ .

Вещество в измерительной ячейке заключено между двумя цилиндрическими поверхностями: наружной поверхностью проволоочки и внутренней поверхностью канала. Если теплообмен происходит только вследствие молекулярной теплопроводности, то тепловой поток при разности температур Δt определяется известной формулой.

Значения λ для углекислоты имеются в статье Мичелса с сотрудниками [6]. На закритических изотермах λ проходит через максимум.

При наличии конвекции тепловой поток Q всегда больше Q_λ . При помощи эффективного коэффициента теплопроводности можно установить зависимость между Q и Δt , но сходство величин λ^* и λ здесь чисто формальное. Значение λ^* относится по существу к гипотетической среде, в которой за счет чистой теплопроводности можно при заданной разности температур в измерительной ячейке поддерживать тепловой поток, равный экспериментально наблюдаемому тепловому потоку Q . Коэффициент конвекции

$$\epsilon = \frac{\lambda^*}{\lambda} = \frac{Q}{Q_\lambda}$$

В табл. 2 для горизонтального канала при температуре камеры 32.0° и различных значениях давления p [кг/см²] приведены измеренные величины Δt , Q и вычисленные значения Q_λ и ϵ . Из таблицы видно, что коэффициент конвекции также проходит через существенный максимум.

Взятые из работы [6] значения λ относятся к температуре 32.1° С. В описываемых здесь опытах жидкость вне теплового пограничного слоя имела температуру 32.0° С, а на поверхности нагревателя 32.5° С, т. е. ее средняя температура на $0.1-0.2^\circ$ превышает температуру, к которой относятся данные работы [6]. Опыт показывает, что значение λ^* возрастает на заметную величину с уменьшением Δt только в точке максимума. Так, для давления 78.3 кг/см² (табл. 2) при переходе от $\Delta t = 0.5^\circ$ к $\Delta t = 0.2^\circ$ получим $\epsilon = 12.2$ вместо $\epsilon = 9.2$. С удалением от максимума влияние величины Δt на λ^* становится незначительным, если ограничиться малыми Δt .

Согласно имеющимся в литературе оценкам [9, 10], условие отсутствия свободной конвекции определяется неравенством

$$R \leq 1000 \quad (2)$$

В критерии Релея будем подставлять в качестве линейного размера диаметр внутреннего канала $D = 40$ мм.

При отсутствии конвекции $\epsilon = 1$. Из табл. 2 видно, что в опытах с углекислотой даже при атмосферном давлении $\epsilon > 1$, несмотря на малую величину разности температур. Это находится в согласии с оценкой, так как расчет дает $R = 3.5 \cdot 10^4 \Delta t$ ($t = 0^\circ$ С, $p = 1$ кг/см²). Для того чтобы число Релея было меньше 1000, нужно брать Δt меньше 0.03° . На нашей установке нельзя работать со столь малыми тем-

¹ В точках максимумов совмещение величин α и λ производилось по давлению [6].

Таблица 2
Значения коэффициента конвекции ϵ и тепловых потоков Q и Q_λ вт углекислоты в зависимости от давления p кг/см² по изотерме 32.0° С (горизонтальная нить)

p	Δt °С	Q 10 ³	Q_λ 10 ³	ϵ
1.0	0.56	1.01	0.65	1.50
61.1	0.50	3.06	0.94	3.26
67.8	0.48	3.70	1.07	3.46
70.3	0.47	4.22	1.14	3.70
73.5	0.48	5.89	1.30	4.53
75.5	0.48	9.32	1.74	5.36
76.8	0.49	14.02	2.28	6.15
78.0	0.47	30.04	3.10	9.70
78.3	0.50	43.66	4.74	9.20
79.0	0.47	30.00	3.27	9.17
83.7	0.51	12.77	2.73	4.68
103.0	0.47	9.49	2.71	3.50

пературными напорами. Для проверки экспериментальной методики было важно осуществить опыт в условиях, для которых выполнялось бы неравенство (2), и посмотреть, окажется ли при этом равным единице коэффициент конвекции.

Подходящим газом является гелий при атмосферном или более высоком давлении. При $t = 0^\circ \text{C}$, $p = 1 \text{ кг/см}^2$ величина $R = 1.40 \cdot 10^2 \Delta t$ и при $t = 50^\circ \text{C}$, $p = 1 \text{ кг/см}^2$ имеем $R = 1.45 \cdot 10^2 \Delta t$. Вплоть до $\Delta t \approx 7^\circ$ значение $R < 1000$. Результаты проведенных опытов с гелием представлены в табл. 3. Действительно, $\epsilon = 1$.

Таблица 3

Значения коэффициента конвекции ϵ гелия и тепловых потоков Q и Q_λ вт по изотерме 34.0° в зависимости от температурного напора Δt для горизонтальной нити при $p = 1 \text{ кг/см}^2$

Δt °C	Q 10^3	Q_λ 10^3	ϵ
0.24	2.49	2.53	0.98
0.44	4.80	4.63	1.04
0.61	6.34	6.42	0.98
0.86	8.88	9.03	0.98
1.25	13.44	13.16	1.02
2.13	22.98	22.4	1.02
4.49	48.53	47.6	1.02
8.40	92.6	92.0	1.01
11.6	130.5	131.2	0.99

($p = 62 \text{ кг/см}^2$, фиг. 2) конвективные потоки возле нити не наблюдаются. С повышением давления вдоль вертикальной нити начинают пробегать отдельные искривленные струйки со временем чередования 10—12 сек. С приближением к максимуму кривой теплообмена это время сокращается, форма струй меняется, они становятся локонообразными. В районе максимума конвекция принимает ярко выраженный турбулентный характер с мелкими закрутками и непрерывным движением, которое локализовано возле нити.

При возрастании Δt область, охватываемая видимой конвекцией, расширяется. На фиг. 3 представлена картина конвекции возле вертикальной и горизонтальной нити для $t = 34.0^\circ$, $p = 81.7 \text{ кг/см}^2$ при: (а) — $\Delta t = 1.2^\circ$, $q = 5.8 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$; (б) $\Delta t = 2.7^\circ$, $q = 15 \cdot 10^3 \text{ вт/см}^2$, (в) — $\Delta t = 13.4^\circ$, $q = 52.3 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$; для $t = 32.0^\circ$; $p = 78.3 \text{ кг/см}^2$ при (г), (д) — $\Delta t = 17.7^\circ$, $q = 72.7 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$, (е) — картина, наблюдаемая при включении тока при $t = 34^\circ$, $p = 81.7 \text{ кг/см}^2$, $\Delta t = 10.0^\circ$, $q = 40 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$. После прохождения максимума конвекция постепенно вновь приобретает локонообразный характер. На изотерме 31.5° возникает критическая опалесценция.

Картина, наблюдаемая возле горизонтальной нити, существенно другая. Конвективные потоки проявляются только вблизи максимума коэффициента теплообмена даже для изотермы 31.5° . В других состояниях они незаметны, хотя $\alpha_2 > \alpha_b$. Возможно, конвекция имеет вид пленки, которая теряет устойчивость и разбивается на струйки за пределами поля зрения. Вблизи нити чередуются два типа потоков: обычный завихренный и более упорядоченный струйный, они видны на фиг. 3. Временами потоки совсем исчезают из поля зрения. Потом опять перпендикулярно нити поднимаются прямые струйки, а затем может последовать типично турбулентная конвекция с завихрениями.

Интересная картина наблюдается у горизонтальной нити в момент включения тока. От нити отделяется шнур, как бы разделенный на мелкие поперечные ячейки (фиг. 3). Такая структура обусловлена гидродинамической неустойчивостью движущегося нагретого «шнура». Для большого температурного напора ($\Delta t = 56^\circ \text{C}$, $\alpha = 2500 \text{ вт/м}^2 \text{ град}$) скорость подъема шнура по данным кино съемки составляет 2 см/сек .

Поступила 10 VIII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt E. Wärmetransport durch natürliche konvektion in stoffen bei kritischem Zustand. Internat. J. Heat Mass Transfer, 1960, vol. 1, No. 1.
2. Скрипов В. П., Потапов П. И. Теплообмен с углекислотой вдоль закритических изотерм при свободной конвекции. Инж.-физ. ж., 1962, № 2.
3. Боровик Е. О теплопроводности углекислоты и связи между теплопроводностью и вязкостью. Ж. эксперим. и теор. физ., 1949, т. 19, № 7.

4. Guildner L. A. The thermal conductivity of carbon dioxide in the region of the critical point. J. Res. Nat. Bur. Standards A, 1962, vol. 66, No. 4; Proc. Nat. Acad. Sci., U.S.A., 1958, vol. 44, p. 1149.
5. Амирханов Х. И., Адамов А. П. Теплопроводность двуокиси углерода вдоль пограничной кривой и в области критического состояния. Теплоэнергетика, 1963, № 7.
6. Michels A., Sengers J. V., Van der Gulik P. S., The thermal conductivity of carbon dioxide in the critical region. Physica, 1962, vol. 28, No. 12.
7. Скрипов В. П. Структурные особенности вещества вблизи критической точки и явления переноса. Тр. Совещания «Критические явления и флуктуации в растворах», 1960. Изд-во АН СССР, М., 1960.
8. Семенченко В. К. Термодинамика критических и закритических явлений в растворах. Ж. физ. химии, 1961, т. 35, № 11, стр. 2448.
9. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. Госэнергоиздат, 1959.
10. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат, 1961.

ТЕПЛООБМЕН ОТ ЦИЛИНДРА В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ ПРИ ЧИСЛАХ ГРАСГОФА, СТРЕМЯЩИХСЯ К НУЛЮ

А. П. Бурдуков, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

Процессы переноса между твердым телом и жидкой или газообразной средой существенно ускоряются при относительном колебательном движении тела и среды [1-4]. Соображения о механизме воздействия звуковых колебаний на процессы переноса ограничиваются предположениями о воздействии звука на тепловой и диффузионный пограничные слои. В литературе высказывается мнение, что на настоящем этапе представлений о механизме этого процесса невозможен теоретический анализ процессов переноса в звуковом поле [5]. Ниже строятся некоторые соотношения, определяющие интенсивность переноса тепла в звуковом поле при предельных значениях безразмерных комплексов, характеризующих этот процесс.

Индексы и символы: штрих — пульсирующая составляющая температуры и скорости; 0 — стационарная составляющая температуры и скорости; erf — интеграл вероятности; $\langle \rangle$ — знак усреднения по времени.

Обозначения

x — продольная координата,	δ_2 — толщина теплового пограничного слоя,
y — поперечная координата,	D — коэффициент температуропроводности,
t — время,	P — число Прандтля,
u — продольная составляющая скорости,	G — число Грасгофа,
v — поперечная составляющая скорости,	N — число Нуссельта, построенное по диаметру,
s — амплитуда смещения частиц среды,	N_0 — тоже, построенное по радиусу,
ω — круговая частота колебаний,	ψ — функция тока,
B — амплитуда колебательной скорости,	T — температура стенки,
λ — длина волны,	η — безразмерная координата,
R — радиус цилиндра,	δ_1 — толщина динамического пограничного слоя,
T — температура,	
$\tau = \omega t$ — безразмерное время,	
ν — коэффициент кинематической вязкости,	

$$\eta = y\sqrt{\omega/2\nu}, \quad U = u/B, \quad V = v/B, \quad X = x/R, \quad Y = y/R$$

§ 1. В системе координат Oxy (фиг. 1) уравнения динамического пограничного слоя и граничные условия в безразмерном виде имеют вид

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{s}{R} V \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{s}{R} U \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\nu}{\omega R^2} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{s}{R} U^0 \frac{\partial U^0}{\partial X} + \frac{\partial U^0}{\partial \tau} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad U = 0, \quad V = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad U = U^0 = 2 \sin X \cos \tau \quad \text{при } y = \infty \quad (1.2)$$