

В. Н. КУЛЕШОВ

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

1980

УДК 536.2 (075)

Теплопередача: Учеб. пособие к лабораторному практикуму / В.Н. Кулешов. - Харьков: Харьк. авиац. ин-т, 1989. - 102 с.

В сжатой форме приведены основные положения теории и краткие сведения о технике экспериментального изучения процессов теплообмена. Дано подробное описание лабораторных работ по основным разделам курса "Теплопередача".

Для студентов авиационных вузов. Может быть использовано для самостоятельного изучения отдельных разделов курса "Теплопередача".

Ил. 35. Табл. 13. Библиогр.: 6 назв.

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. И.Я. Токарь,  
канд. техн. наук, доц. В.И. Промоскаль,  
канд. техн. наук, доц. А.Л. Назарчук

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ .....	5
2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ .....	6
2.1. Постановка краевых задач теплопроводности .....	6
2.2. Одномерные стационарные задачи теплопроводности без внутренних источников тепловыделения .....	8
2.3. Коэффициент теплопроводности .....	10
2.4. Методы определения коэффициентов теплопроводности и условий стационарного теплового режима .....	15
2.5. Экспериментальное определение коэффициентов теплопроводности .....	16
2.5.1. Определение коэффициентов теплопроводности пористообразных тел методом шарового слоя .....	17
2.5.2. Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом безграничного плоского слоя .....	20
2.6. Контрольные вопросы .....	23
3. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН .....	25
3.1. Механизм и описание процесса .....	25
3.1.1. Основные положения теории конвективного теп- лообмена .....	25
3.1.2. Тепловое подобие .....	28
3.2. Свободно-конвективный теплообмен (СКТ) .....	32
3.2.1. Основные положения теории СКТ и обобщенные результаты исследований .....	32
3.2.2. Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи при свободно-конвективном тепло- обмене .....	41
3.2.2.1. Общие указания .....	41
3.2.2.2. Описание опытных установок и методики про- ведения экспериментов .....	42
3.2.3. Контрольные вопросы .....	48
3.3. Теплоотдача при вынужденной конвекции .....	48

3.3.1.	Основные особенности теплообмена при вынужденной конвекции.....	48
3.3.2.	Теплоотдача при вынужденном поперечном обтекании цилиндра.....	54
3.3.2.1.	Экспериментальное определение среднего коэффициента теплоотдачи при вынужденном поперечном обтекании цилиндра.....	57
3.3.3.	Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в каналах.....	60
3.3.3.1.	Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи при вынужденном течении воздуха в трубе.....	65
3.3.4.	Контрольные вопросы.....	69
4.	ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ.....	70
4.1.	Механизм процесса кипения жидкости.....	70
4.2.	Теплоотдача при кипении.....	74
4.2.1.	Экспериментальное исследование теплообмена при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности в условиях свободной конвекции.....	79
4.3.	Контрольные вопросы.....	83
5.	ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ.....	84
5.1.	Основные положения теории теплообмена излучением.....	84
5.2.	Экспериментальное измерение степени черноты металлического образца.....	92
5.3.	Контрольные вопросы.....	101
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	102

## 1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Теплообменом называют самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты в пространстве с неоднородным полем температуры. Перенос теплоты посредством теплового движения частиц в среде, обусловленный наличием градиента температуры, называют теплопроводностью. Если теплота переносится макроскопическими элементами среды при их перемещении, говорят о конвективном теплообмене. Теплообмен, обусловленный превращением внутренней энергии вещества в энергию излучения, переносом излучения и его поглощением веществом, называют лучистым (радиационным) теплообменом.

Количественной мерой переноса теплоты является плотность теплового потока  $q$ , Вт/м<sup>2</sup>, т.е. количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу контрольной поверхности. Это векторная величина, проекция которой на произвольное направление есть местная плотность теплового потока, проходящего через площадку, нормальную к выбранному направлению.

Задачей (прямой) теории теплообмена является определение полей температуры  $T(x, y, z, \tau)$  в различных телах или элементах технических устройств и нахождение потоков теплоты  $Q(x, y, z, \tau)$ . При известном поле плотности теплового потока нетрудно вычислить суммарный перенос теплоты через любую поверхность  $F$ :

$$Q = \int_F (\vec{q}_F \cdot \vec{n}_F) dF, \quad (1.1)$$

где  $\vec{n}_F$  - единичный вектор нормали к поверхности.

Феноменологическая теория теплообмена основывается на модели сплошной среды без учета конкретной структуры вещества и механизма энергообмена на молекулярном уровне. Это означает, что длина свободного пробега частиц намного меньше характерных размеров рассматриваемой системы и в любом, даже дифференциально малом объеме  $dV$  справедливы понятия о термодинамических параметрах, таких, как температура  $T$ , давление  $P$ , удельный объем  $U$  (плотность  $\rho = \frac{1}{U}$ ). Математическая

тическая формулировка задач теплообмена в рамках данного подхода основывается на законах сохранения (энергии, массы, импульса и т.п.) и законах переноса (феноменологических соотношениях, связывающих потоки теплоты с движущими силами процесса). Эти законы носят опытный характер и различны для различных видов теплообмена. Краевые условия определяют начальное состояние исследуемой системы и ее взаимодействие с окружающей средой.

## 2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

### 2.1. Постановка краевых задач теплопроводности

Теплопроводность — это процесс, посредством которого теплота распространяется в неподвижных средах ( $\vec{W} = 0$ ). Закон переноса тепла в неподвижных средах был сформулирован французским математиком и физиком Фурье (1768–1830 гг.). Согласно этому закону справедливо линейное соотношение между плотностью потока тепла и градиентом температуры

$$\vec{q}_{\text{тп}} = -\lambda \operatorname{grad} T. \quad (2.1)$$

Здесь  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности, характеризующий переносные свойства материала. Закон сохранения энергии для неподвижной теплопроводящей среды можно записать в виде

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\operatorname{div}(\vec{q}_{\text{тп}}) + q_v, \quad (2.2)$$

где  $\rho$  — плотность,  $c$  — массовая удельная теплоемкость,  $q_{\text{тп}}$  — плотность потока тепла теплопроводностью,  $q_v$  — объемная плотность внутреннего тепловыделения (т.е. количество тепла, выделяемого в единице объема в единицу времени). Таким образом, внутренняя энергия единичного объема среды увеличивается благодаря подводу теплоты теплопроводностью через его границы и внутреннему тепловыделению.

Объединение законов сохранения энергии и переноса тепла приводит к дифференциальному уравнению теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_v. \quad (2.3)$$

В табл. 2.1 приведены частные случаи уравнения теплопроводности:

Таблица 2.1

$\lambda = \lambda(T)$	$\lambda = \text{const}$	
$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_v$ $\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T)$	$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho}$ $\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T$	Нестационарная теплопроводность $T = T(x, y, z, \tau)$
$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_v = 0$	$\nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	Стационарная теплопроводность $T = T(x, y, z, \tau)$
$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) = 0$	$\nabla^2 T = 0$	

Математическая постановка задач теплопроводности требует знания наряду с дифференциальным уравнением начальных (определяющих начальное тепловое состояние тела)

$$T(x, y, z, \tau = 0) = T_0(x, y, z), \quad (2.4)$$

и граничных (описывающих тепловое взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой) условий. В табл. 2.2 приведены некоторые виды граничных условий задач теплопроводности.

Таблица 2.2

Граничные условия	: Аналитическое : выражение	: Тип гра- : ничных усло- : вий
-------------------	--------------------------------	---------------------------------------

Задание температуры на поверхности тела  $S$  как функции координат поверхности и времени

$$T_S = T(x_s, y_s, z_s, \tau)$$

I рода

Граничные условия	: Аналитическое : выражение :	: Тип гра- : ничных усло- : вий
Постоянная температура поверхности	$T_s = \text{const}$	
Равенство температур поверхности и омывающей ее среды	$T_s = T_{\kappa}(\tau)$	
Задание теплового потока на поверхности	$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = q_{1s}(x_s, y_s, z_s, \tau)$	II рода
Изолированная поверхность	$\left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = 0$	
Конвективный теплообмен на границе	$-\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = \alpha(T_s - T_{\kappa})$	III рода
Границы двух тел с различной теплопроводностью при идеальном тепловом контакте	$\lambda_1 \left( \frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_s = \lambda_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_s$	IV рода
Лучистый теплообмен на границе	$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = \sigma_0 \varphi_{12}(T_s^4 - T_2^4)$	
Радиационно-конвективный теплообмен на границе	$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = \alpha(T_s - T_{\kappa}) + \varepsilon \sigma_0 (T_s^4 - T_{\kappa}^4) \approx (\alpha_s + \alpha_{\kappa})(T_s - T_{\kappa})$	сложный теплообмен

Путем интегрирования дифференциального уравнения теплопроводности при заданных краевых условиях находят поле температур в рассматриваемой области  $T=T(x, y, z, \tau)$  и затем по (2.1) – векторное поле плотности теплового потока.

## 2.2. Одномерные стационарные задачи теплопроводности без внутренних источников тепловыделения

Поле температур рассматриваемых здесь одномерных задач теплопроводности описывается уравнением Лапласа (при условии



$\lambda = \text{const}$ ) (уравнение в табл. 2.1). Это уравнение можно записать единообразно для декартовой, цилиндрической и сферической систем координат

$$\frac{d^2 T}{d\xi^2} + \frac{\kappa}{\xi} \frac{dT}{d\xi} = 0, \quad (2.5)$$

если положить  $\kappa=0$ ,  $\xi = x$  для плоской стенки,  $\kappa=1$ ,  $\xi = r$  - для цилиндрической стенки и  $\kappa=2$ ,  $\xi = r$  - для сферической стенки. Общее решение этого дифференциального уравнения имеет соответственно вид:

$$T = C_1 + C_2 x \quad - \text{ поле } T \text{ в плоской,} \quad (2.6)$$

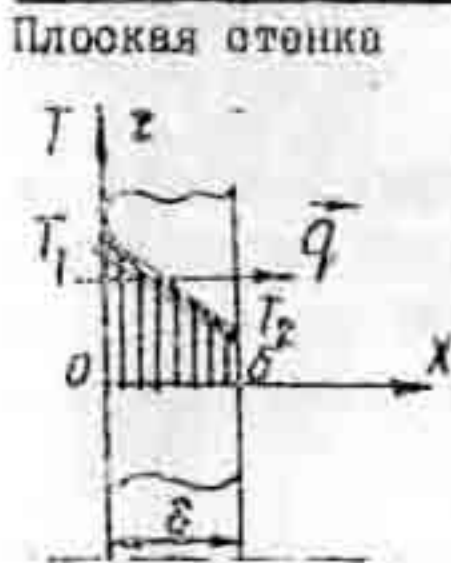
$$T = C_1 + C_2 \ln r \quad - \text{ в цилиндрической,} \quad (2.7)$$

$$T = C_1 + C_2 (1/r) \quad - \text{ в шаровой стенке.} \quad (2.8)$$

Постоянные интегрирования определяют из граничных условий. При заданных температурах  $T_1$  и  $T_2$  на поверхностях, ограничивающих рассматриваемую стенку, решения можно привести к виду, представленному в табл. 2.3.

Таблица 2.3

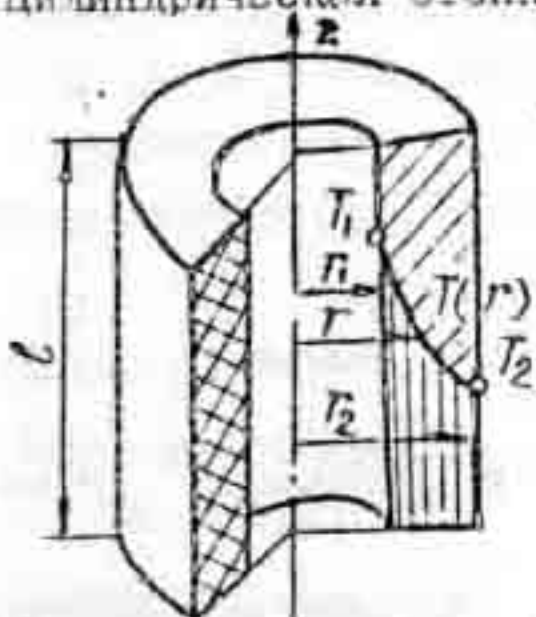
Задача	: Поле температур	: Тепловой поток
Плоская стенка	$T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\delta} x$	$Q = \frac{T_1 - T_2}{\delta / \lambda} \cdot F = q \cdot F$



$q$  - плотность  
теплового  
потока

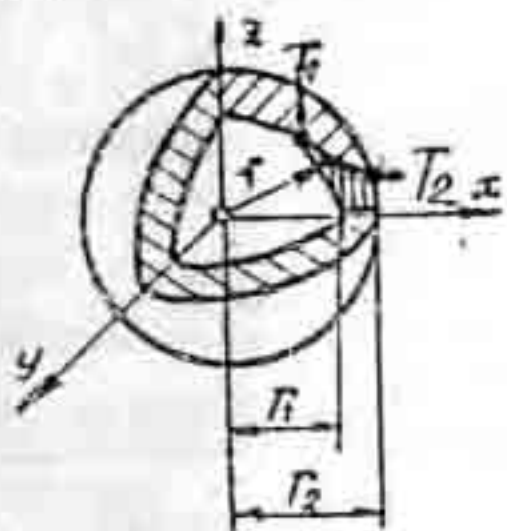
Задача : Поле температур : Тепловой поток

Цилиндрическая стенка  $T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \ln \frac{z}{z_1}$ ,  $Q = \frac{\pi(T_1 - T_2)}{\frac{1}{2\pi} \ln \frac{z_2}{z_1}} \cdot l = q_{\text{л}} \cdot l$



$q_{\text{л}}$  - линейная плотность  
теплового потока,  
Вт/м

Сферическая стенка  $T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2}} \times \left( \frac{1}{z_1} - \frac{1}{z} \right)$ ,  $Q = \frac{\pi(T_1 - T_2)}{\frac{1}{4\lambda} \left( \frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2} \right)}$



Если коэффициент теплопроводности существенно зависит от температуры, то в формулах для расчета теплового потока необходимо использовать среднеинтегральное значение

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{T_1 - T_2} \int_{T_2}^{T_1} \lambda(T) dT. \quad (2.9)$$

### 2.3. Коэффициент теплопроводности

Коэффициент теплопроводности, Вт/мК, зависит от рода веществ, температуры и давления и численно равен плотности теплового потока, переносимого теплопроводностью, при градиенте температуры, равном единице:

$$\lambda = \frac{|q|}{|\text{grad } T|}. \quad (2.10)$$

Порядок значений коэффициентов теплопроводности различных веществ показан на рис. 2.1.

Зависимость коэффициента теплопроводности от рода вещества определяется механизмом переноса тепла теплопроводностью в исследуемом веществе.

Теплопроводность в газах и парах обуславливается молекулярным движением. В процессе столкновения отдельных молекул кинетическая энергия передается от одних молекул к другим. При таком механизме передачи энергии теплопроводностью в газах следует ожидать и низких значений коэффициента вследствие малых значений плотности ( $\lambda = 0,006-0,6 \text{ Вт/мК}$ ). Теплопроводность газов увеличивается с увеличением температуры и мало изменяется с изменением давления. Коэффициент теплопроводности газов, близких к идеальному, можно вычислить на основании молекулярно-кинетической теории газов:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{w} \bar{l} c_v, \quad (2.11)$$

где  $\rho$  - плотность газа;

$\bar{w}$  - средняя скорость перемещения его молекул;

$\bar{l}$  - средняя длина свободного пробега молекулы газа;

$c_v$  - теплоемкость газа при постоянном объеме.

Коэффициенты теплопроводности реальных газов (паров) в существенной степени зависят от давления. Коэффициент теплопроводности газовых смесей определяют опытным путем.

Механизм распространения тепла в жидкости можно представить как процесс переноса энергии путем нестройных упругих колебаний (аналогично механизму распространения звука). Исходя из такого рассмотрения, А.С. Предводителев получил следующую зависимость коэффициента теплопроводности каплярных жидкостей  $\lambda$  от их плотности  $\rho$ , молекулярной массы  $\mu$  и изобарической теплоемкости:

$$\lambda = A \frac{c_p \rho^{\frac{2}{3}}}{\mu^{\frac{1}{3}}}. \quad (2.12)$$

Здесь  $A$  - коэффициент, зависящий от температуры, а не от рода жидкости.

$$\lambda(T_1 - T_2) = \frac{Q}{\lambda} = T_1 - T_2$$

$$\lambda = \frac{Q}{T_1 - T_2}$$

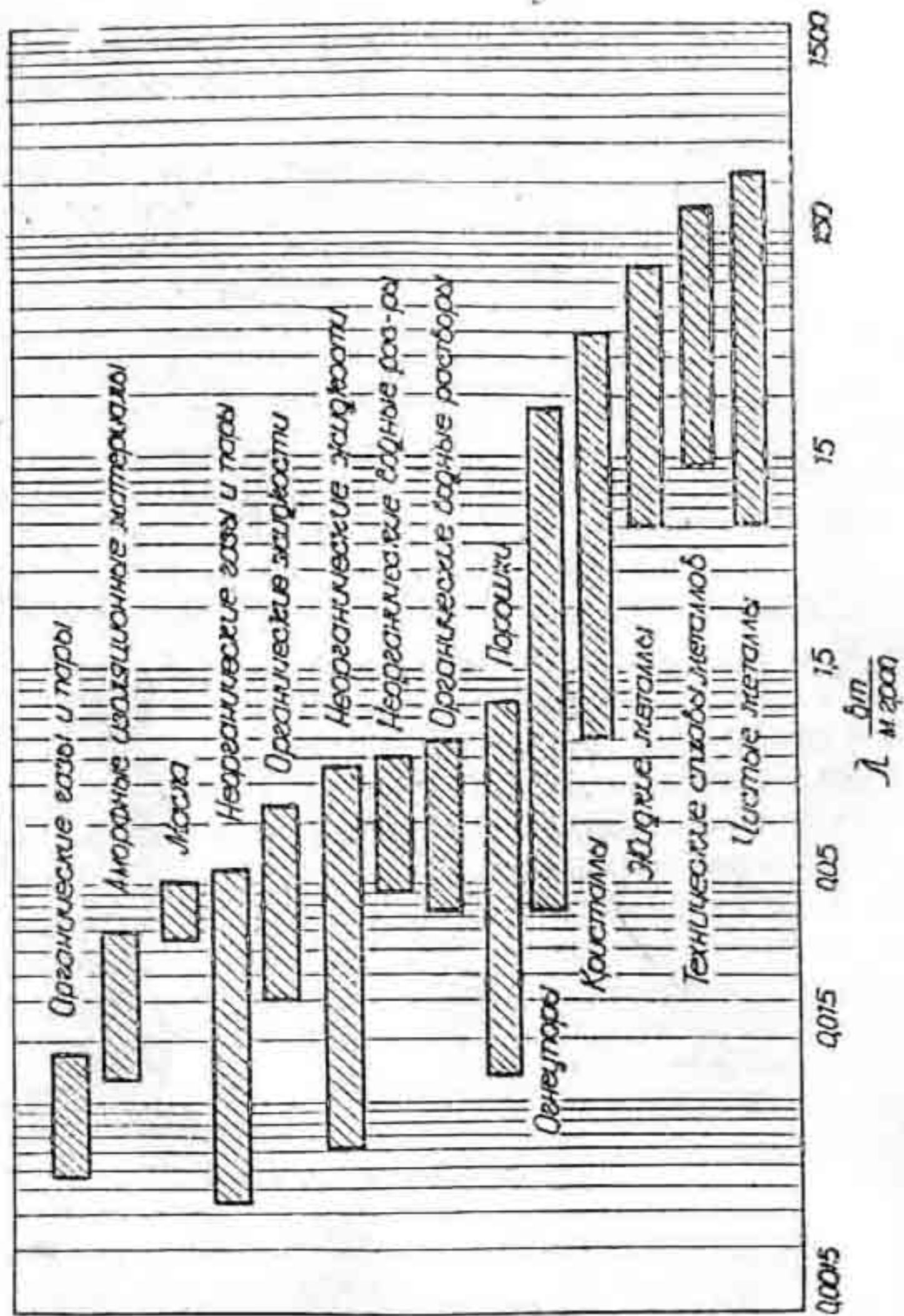


Рис. 2.1.1. Значения коэффициентов теплопроводности различных веществ

Из (2.12) следует, что коэффициент теплопроводности жидкостей должен уменьшаться с повышением температуры и возрастать с повышением давления. Коэффициенты теплопроводности капельных жидкостей лежат в диапазоне  $0,07 \dots 0,7$  Вт/мК.

В чистых металлах распространение тепла обуславливается в основном электронной проводимостью, этим и объясняется пропорциональность коэффициентов тепло- и электропроводности (закон Видемана-Франца). Вследствие большой скорости свободных электронов коэффициенты теплопроводности чистых металлов велики. Теплопроводность чистых металлов с увеличением температуры уменьшается вследствие рассеивания электронов на тепловых неоднородностях. Наличие примесей в металлах приводит к увеличению структурных неоднородностей, на которых рассеиваются электроны. Этим объясняется меньшее значение коэффициентов теплопроводности сплавов по сравнению с чистыми металлами. С увеличением температуры влияние примесей на теплопроводность сплавов уменьшается и коэффициенты теплопроводности сплавов увеличиваются с ростом температуры. Теплопроводность расплавов металлов меньше, чем теплопроводность их в твердом состоянии вследствие уменьшения плотности при расплавлении.

Теплопроводность неметаллических материалов, особенно диэлектриков, определяется в основном колебаниями атомов кристаллической решетки ввиду малого количества свободных электронов, поэтому их коэффициенты теплопроводности ниже, чем металлов и их сплавов.

Распространение тепла в пористых материалах (керамике, бетоне, кирпиче и пр.) обуславливается совокупностью различных явлений. Внутри твердых частей тела, а также в местах непосредственного контакта между ними тепло переносится благодаря теплопроводности. В среде, заполняющей поры, перенос тепла осуществляется теплопроводностью, конвекцией и излучением одновременно. Роль различных составляющих теплопереноса меняется в зависимости от условий в рассматриваемый момент. Так, при повышении температуры возрастает роль теплового излучения, при увеличении размеров пор — роль конвек-

тивной составляющей и т.д. Поэтому коэффициент теплопроводности пористых материалов является величиной, в достаточной степени условной, и имеет смысл коэффициента теплопроводности некоторого однородного тела, через которое при одинаковых форме, размерах и температуре на его границах проходит то же количество тепла, что и через данное пористое тело. Коэффициент теплопроводности пористых тел зависит от их объемной плотности, влажности, степени пористости, формы и размеров пор, температуры и многих других факторов и лежит в диапазоне  $0,023 \dots 2,9$  Вт/мК.

В анизотропных телах величина коэффициента теплопроводности существенно зависит от направления теплопереноса. Так, например, коэффициент теплопроводности древесины, измеренный поперек волокон, может отличаться в 3-4 раза от его значения, измеренного вдоль волокон. Коэффициент теплопроводности в анизотропных телах представляет собой тензор второго ранга

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Уравнение Фурье (2.1) можно записать в скалярной форме для проекций на оси координат следующим образом:

$$-q_x = \lambda_{xx} \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_{xy} \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_{xz} \frac{\partial T}{\partial z},$$

$$-q_y = \lambda_{yx} \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_{yy} \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_{yz} \frac{\partial T}{\partial z},$$

$$-q_z = \lambda_{zx} \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_{zy} \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_{zz} \frac{\partial T}{\partial z}.$$

(2.14)

Следовательно, в анизотропных телах (в отличие от изотропных) вектор теплового потока в общем случае не параллелен

вектору градиента температуры; каждая из составляющих вектора градиента температуры вносит свой вклад пропорционально степени анизотропии материала. Соотношения (2.13) показывают, что проекции вектора плотности теплового потока на оси координат связаны перекрестными эффектами, т.е. поток тепла вдоль оси  $X$  в анизотропном теле вызывает перепады температур по двум другим осям  $Y$  и  $Z$  и наоборот. Таким образом, учет анизотропии среды при математическом описании теплопроводности приводит к существенному усложнению задачи.

#### 2.4. Методы определения коэффициентов теплопроводности в условиях стационарного теплового режима

Теоретической основой стационарных методов определения теплопроводности, изложенных в настоящем пособии, являются решения одномерных задач теплопроводности без внутренних источников теплоты для тел простейшей геометрической формы (пластины, цилиндра, шара) (см. табл. 2.3). Из приведенных в таблице зависимостей следует, что для экспериментального определения коэффициентов теплопроводности необходимо:

1) изготовить образец из исследуемого вещества той или иной простой геометрической формы (пластины, цилиндра, шара), измерить его размеры;

2) создать установку, которая позволяла бы организовать тепловые потоки, отвечающие условиям, для которых получены решения. Это значит, что изотермические поверхности в пределах образца должны представлять собой либо плоскости, параллельные поверхностям плоскопараллельной пластины, либо цилиндры, коаксиальные с внутренней и наружной поверхностями цилиндрического слоя, либо сферы, имеющие общий с поверхностями сферического образца центр. Методы, с помощью которых добиваются нужного расположения изотермических поверхностей, рассмотрим ниже применительно к конкретным случаям;

3) измерить тепловой поток  $Q$ , проходящий через исследуемый образец, и температуры  $T_{w_1}$  и  $T_{w_2}$  на ограничивающих

его изотермических поверхностях;

4) по формулам табл. 2.3 вычислить значение коэффициента теплопроводности исследуемого вещества (среднее в интервале температур  $T_{w_1} - T_{w_2}$ ).

Замеры можно выполнять при различных температурах образца и таким образом определять зависимость коэффициента теплопроводности исследуемого вещества от температуры.

При использовании стационарных методов измерения коэффициентов теплопроводности следует обратить особое внимание на достижение стационарного режима переноса тепла, так как нестационарность значительно искажает результаты эксперимента. Из-за малой скорости установления стационарного теплового режима, являющегося предпосылкой методов, эксперимент занимает много времени.

Измерения производят после изучения теории и ознакомления с опытной установкой с интервалом 5...10 мин до наступления установившегося теплового состояния. Результаты измерений вносят в протокол. Опыт считается законченным после того, как показания приборов на протяжении нескольких замеров остаются неизменными. Следующий опыт проводят при другом температурном режиме (по указанию преподавателя). Для обработки используют лишь данные, полученные при установившемся тепловом состоянии системы.

Вычисленное значение коэффициента теплопроводности относят к средней температуре исследуемого образца:

$$T = 0,5 ( T_1 + T_2 ). \quad (2.15)$$

Если в результате проведения эксперимента имеется ряд значений  $\lambda$ , соответствующих различным температурам, то можно построить график зависимости коэффициента теплопроводности исследуемого материала от температуры.

## 2.5. Экспериментальное определение коэффициентов теплопроводности

Цель работы - углубление знаний по теории теплопроводности, изучение методов стационарного теплового режима экспе-



риментального определения коэффициентов теплопроводности различных материалов и получение навыков в проведении экспериментальных работ.

### Содержание работ

1. Ознакомиться со стационарными методами определения коэффициентов теплопроводности твердых, порошкообразных и газообразных веществ.

2. Экспериментально определить коэффициент теплопроводности одной из установок (по указанию преподавателя).

3. Составить отчет о выполненной лабораторной работе. Отчет должен включать в себя:

- а) краткое описание содержания работы;
- б) схему установки, на которой проводили эксперимент;
- в) протокол измерений;
- г) протокол обработки опытных данных;
- д) выводы.

#### 2.5.1. Определение коэффициентов теплопроводности порошкообразных тел методом шарового слоя

На схеме установки (рис. 2.2) исследуемый материал ? (кварцевый песок) помещают между концентрическими сферами с внешними диаметрами  $d_1 = 86$  мм и  $d_2 = 182$  мм. Внутри меньшей сферы 8 имеется электронагреватель 10 из нихромовой проволоки, размещенной равномерно по внутренней поверхности сферы. Электронагреватель питается от сети переменного тока, мощность его замеряется с помощью амперметра А и вольтметра V, включенных в цепь. Мощность нагревателя можно регулировать с помощью автотрансформатора 16.

Внутренняя 8 и наружная 9 сферы выполнены из меди, что способствует выравниванию температур по их поверхностям. Толщина стенок равна соответственно:  $\delta_1 = 18$  мм;  $\delta_2 = 2$  мм, откуда  $d_2 = d_{2н} - 2\delta_2 = 182 - 4 = 178$  мм ( $d_2$  - наружный диаметр олоя песка).

Сферы располагают концентрически с помощью специальных

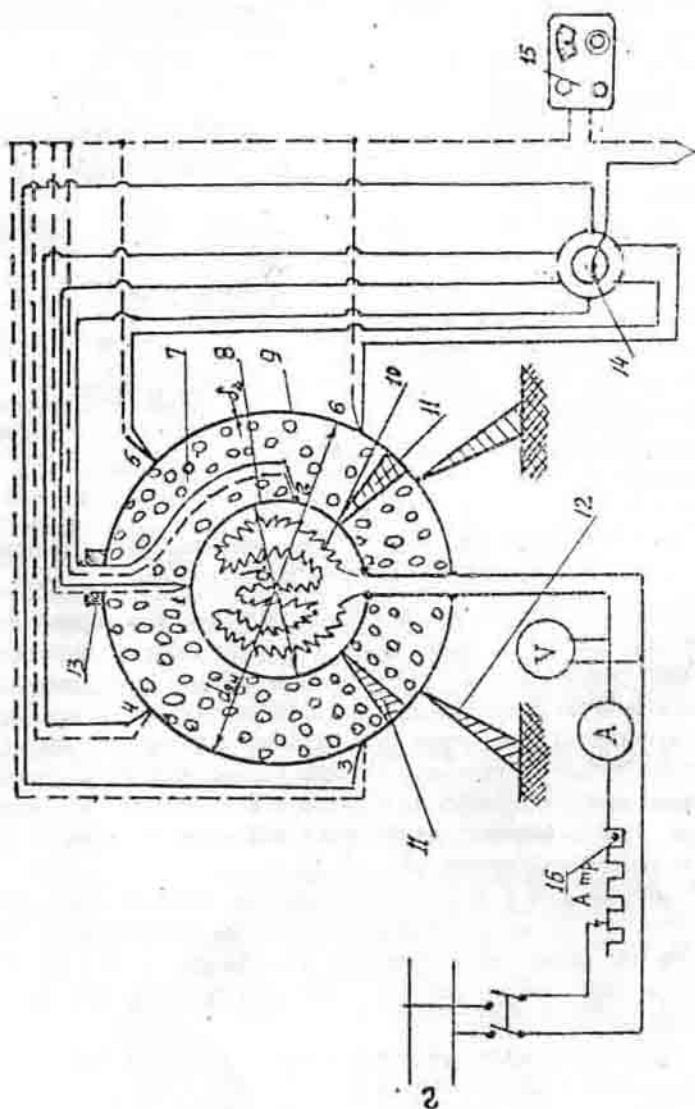


Рис. 2.2. Схема установки для определения теплопроводности сыпучих тел

шаблонов 11. Наружная сфера имеет отверстие с пробкой 13 для засыпки испытуемого материала. Для уменьшения утечки тепла через стойки 12 последние выполняют с минимальным контактом в точке соприкосновения с наружной сферой. На наружной поверхности меньшей сферы и внутренней поверхности большей сферы расположены по три хромель-копелевые термопары (1-6 соответственно). Термопары через переключатель 14 подсоединяют к потенциометру с постоянной силой тока в цепи реохорды 15 ПП-63, с помощью которого измеряют термоЭДС термопар (вместо потенциометра возможно использование цифрового милливольтметра).

Преимуществом метода шарового слоя является достаточная простота установки, однако при этом требуется строгая центровка шаров, равномерность заполнения шарового пространства исследуемым веществом.

Засыпку кварцевого песка в полость прибора и включение установки выполняет до начала занятий лаборант.

В протокол наблюдений (табл. 2.4) записывают значения температуры окружающей среды  $T_0$ , силы тока  $I$  и падение напряжения  $V$  в цепи нагревателя и термоЭДС всех термопар  $\Delta E_i$  ( $i=1,2,\dots,6$ ).

Таблица 2.4

Номер: от- счета:	T	V	I	ЭДС термопар, мВ					
				$\Delta E_1$	$\Delta E_2$	$\Delta E_3$	$\Delta E_4$	$\Delta E_5$	$\Delta E_6$
	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{B}$	A						

Коэффициент теплопроводности исследуемого материала определяют по уравнению табл. 2.3. При этом температуры поверхностей слоя, непосредственно примыкающих к стенкам шаров, считают равными температурам этих стенок и вычисляют по средним значениям термоЭДС, зафиксированным на соответствующей стенке.

Тепловой поток, Вт, определяют по мощности, рассеиваемой электроннагревателем:

$$Q = W = JV. \quad (2.16)$$

Вычисленное значение коэффициента теплопроводности следует относить к средней температуре исследуемого материала. Относительная ошибка в измерении коэффициента теплопроводности методом шарового слоя может быть определена из выражения

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta Q}{Q} + \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{T_1 - T_2} + \frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{d_2 - d_1} + \frac{\Delta d_1}{d_1} + \frac{\Delta d_2}{d_2}. \quad (2.17)$$

Здесь через  $\Delta$  обозначены абсолютные ошибки в измерении величин, определяемые классом измерительного прибора.

Расчетную ошибку, найденную по (2.17), следует сопоставить с действительной ошибкой, вычисленной по разбросу опытных точек.

#### 2.5.2. Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом безграничного плоского слоя

Прибор для определения коэффициента теплопроводности твердых тел методом плоского слоя конструктивно выполнен следующим образом (рис. 2.3).

Образцы из твердых материалов 9 изготовлены в виде дисков диаметром 100 мм. Толщина образца подобрана таким образом, чтобы обеспечивалось падение температуры, достаточное для надежного ее измерения. Нагревание одной из поверхностей и охлаждение другой осуществляют с помощью плоских нагревателя 7 и холодильника 10. Для того, чтобы между поверхностями образца и плоских нагревателя и холодильника отсутствовали воздушные зазоры, соприкасающиеся поверхности тщательно обработаны и прижаты друг к другу с достаточным усилием. Нагреватель представляет собой массивный медный цилиндрический блок, внутрь которого помещена изолированная от корпуса нихромовая спираль. Высокая теплопроводность меди способствует выравниванию теплового потока по поверхности образца.

В центре водоохлаждаемого холодильника расположен датчик

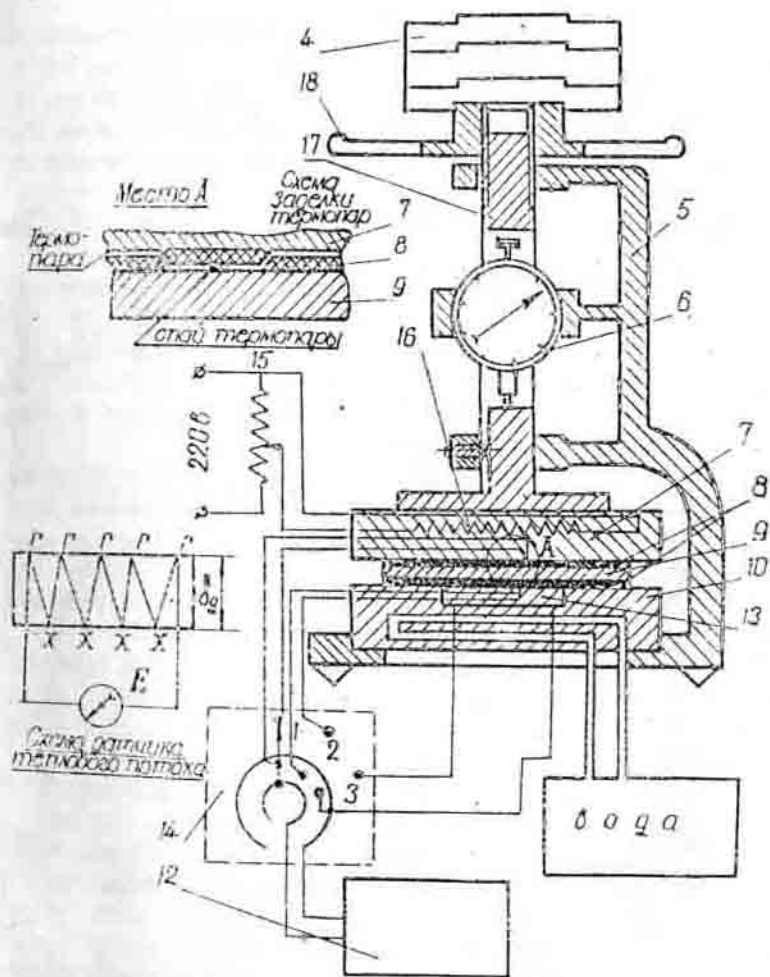


Рис. 2.8. Схема установки для определения теплопроводности неметаллических материалов

теплового потока 13. Коэффициент датчика определен при его тарировке:  $K_q = 71,5 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{мВ}$  ( $\alpha_q = K_q \cdot E$ ).

Ввиду малости размеров датчика можно считать, что его пронизывает вертикальный одномерный тепловой поток. Значение коэффициента теплопроводности исследуемого материала вычисляют из выражения табл. 2.3.

Для определения температур поверхностей образца применены хромель-алюмелевые термопары, расположенные на подложке из тонкой эластичной резины в таком образце, чтобы спаи термопар плотно прижались к поверхности образца (см. место А рис. 2.3). Используя переключатель 14, можно замерить потенциометром 12 либо  $\Delta E_1$ , соответствующую температуре поверхности образца, обращенной к нагревателю  $T_1$ , либо  $\Delta E_2$ , соответствующую температуре  $T_2$ , либо сигнал датчика  $E$ .

Для измерения толщины образца в приборе имеется встроенный индикатор 6, корпус которого закреплен неподвижно на станине прибора 5, а ножка упирается в прорезь на подвижном штоке 17. На резьбу верхнего конца штока навинчивают штурвал 16, который при вращении по часовой стрелке "садится" на станину. Продолжая вращать штурвал, поднимаем шток с грузами 4 и тем самым освобождаем образец. Ножка индикатора при этом поднимается вверх. Если штурвал вращать против часовой стрелки, то шток с грузами (и ножка индикатора) начнет перемещаться вниз. Когда между штурвалом и корпусом установится зазор, образец и резиновые прокладки будут находиться между нагревателем и холодильником под давлением массы штока, штурвала и грузов. Таким образом, если при наладке прибора установить нуль на шкале при изъятom образце и наличии зазора между штурвалом и станиной, то в рабочем состоянии прибора можно по шкале индикатора замерить толщину образца.

**ВНИМАНИЕ!** Если нет уверенности в том, что нулевое значение шкалы индикатора установлено правильно, следует после окончания экспериментов изъять образец (для этого вращать штурвал по часовой стрелке, пока образец не освободится от давления), вращая штурвал против часовой стрелки, добиться зазора

между штурвалом и станиной и установить нуль на шкале индикатора. Не меняя грузов на штоке, поместить образец на место и, приводя прибор в рабочее состояние (о чём свидетельствует наличие вывора), произвести по шкале отсчет толщины образца.

Результаты измерений вносят в протокол, форма которого приведена в табл. 2.5.

Таблица 2.5

Помер:	$T_0$	$\Delta E_1$	$\Delta E_2$	$E$	$\delta$
отсчет:					
та :	°C	мВ	мВ	мВ	мм

Относительную ошибку в измерении коэффициента теплопроводности методом плоского слоя подсчитывают по уравнению

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta q}{q} + \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{T_1 + T_2} + \frac{\Delta \delta}{\delta} \quad (2.18)$$

## 2.6. Контрольные вопросы

1. Что такое теплопроводность? Назовите основной закон теплопроводности.
2. Что такое коэффициент теплопроводности? Назовите его размерность.
3. Расскажите о механизме теплопроводности в различных средах.
4. В чем суть измерения коэффициента теплопроводности методом установившегося теплового потока?
5. Как сказывается на определении коэффициента теплопроводности то обстоятельство, что замеры проводились до наступления стационарного режима?
6. Какие требования предъявляют к материалу наружной обфери в установке "шаровой слой"? Какой материал лучше всего отвечает этим требованиям?
7. Какие требования предъявляют к подставке этой же установки? Предложите свой вариант конструктивного выполнения установки.

8. Можно ли измерить коэффициент теплопроводности воздуха на установке "плоская пластина"? Как это сделать?

9. Предложите конструктивную схему установки для определения коэффициента теплопроводности жидких и газообразных тел.

10. Сформулируйте определения понятий "температурное поле", "изотермическая поверхность", "температурный градиент". Объясните эти понятия.

11. Что такое термическое сопротивление? Приведите примеры.

12. Какой тепловой процесс называется стационарным? В чем физическая сущность стационарности и нестационарности?

13. Расскажите о порядке замера термоДДС термопар и передайте этой величины в градусы.

14. Как измеряется термоДДС с помощью потенциометра?

15. Какие из измеряемых величин наиболее сильно влияют на точность определения коэффициента теплопроводности исследуемого материала?



### 3. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН

#### 3.1. Механизм и описание процесса

##### 3.1.1. Основные положения теории конвективного теплообмена

Конвективным называют теплообмен, обусловленный перемещением макрообъемов среды при наличии неоднородного поля температур. В зависимости от причины движения среды различают свободную или вынужденную конвекцию. Свободная конвекция - это движение жидкости под действием неоднородного поля массовых сил, приложенных к каждой точке системы, вызванных наличием внешних полей (гравитационного, магнитного, электрического). Вынужденной конвекцией называют движение среды под действием внешних сил, приложенных на границах системы, или однородного поля массовых сил, приложенных к каждой точке системы, или за счет кинетической энергии, сообщенной рассматриваемой системе вне ее границ.

В инженерной практике наибольший интерес представляет процесс теплообмена между движущейся средой и поверхностью ее раздела с другой средой (твердым телом, жидкостью или газом), называемый теплоотдачей. При этом плотность теплового потока считают обычно пропорциональной температурному напору между движущейся средой и поверхностью (закон теплоотдачи Ньютона):

$$q = \alpha (T_c - T_{ж}). \quad (3.1)$$

Коэффициент теплоотдачи в этом соотношении зависит от большого количества факторов, наиболее существенными из которых являются: причина движения жидкости, режим течения (ламинарный или турбулентный), скорость жидкости, теплофизические свойства движущейся среды ( $\lambda_{ж}, \rho_{ж}, c_{рж}, \rho_{ж}$ ), форма и размеры тела, наличие фазового перехода и т.п.

Величины коэффициентов теплоотдачи для различных условий приведены в табл. 3.1.

Вид теплоотдачи	$\alpha$ , Вт/м <sup>2</sup> ·К
Свободная гравитационная конвекция	
в газах	5...30
в воде	10 <sup>2</sup> ...10 <sup>3</sup>
Вынужденная конвекция газов	10...500
Вынужденная конвекция воды	500...2·10 <sup>4</sup>
Вынужденная конвекция жидких металлов	10 <sup>2</sup> ...3·10 <sup>4</sup>
Кипление воды	2·10 <sup>3</sup> ...4·10 <sup>4</sup>
Пленочная конденсация водяных паров	4·10 <sup>3</sup> ...1,5·10 <sup>4</sup>
Капельная конденсация водяных паров	4·10 <sup>4</sup> ...1,2·10 <sup>5</sup>

В общем случае пропорциональность между плотностью теплового потока и температурным напором может нарушаться, однако понятие "коэффициент теплоотдачи" получило широкое распространение в практике теплотехнических расчетов. При этом уравнение (3.1) используют для вычисления теплового потока, а не для определения коэффициента теплоотдачи (кроме случаев экспериментального исследования теплоотдачи, когда в опыте измеряют  $Q$  и  $(T_c - T_{ж})$  и по (3.1) вычисляют  $\alpha$ ).

Количественное определение коэффициентов теплоотдачи является основной задачей теории конвективного теплообмена. При этом используют систему дифференциальных уравнений, определяющую движение сплошной среды, и включающую в себя уравнения, описывающие законы сохранения энергии, вещества и количества движения, законы переноса и зависимость теплофизических свойств жидкости от параметров состояния. Очевидно, что конкретный вид уравнений, входящих в систему, зависит от сложности рассматриваемой физической модели течения, т.е. от тех упрощающих допущений, которые считаются справедливыми при рассмотрении конкретной задачи. Так, например, система дифференциальных

уравнения конвективно-теплообмена при стационарном течении несжимаемой жидкости с постоянными физическими параметрами в двумерном представлении может быть записана в следующем виде (в проясках на оси  $X$  и  $Y$ ):

а) уравнение энергии

$$W_x \frac{\partial T}{\partial x} + W_y \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right);$$

б) уравнение движения

$$\left. \begin{aligned} W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} &= g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \right), \\ W_x \frac{\partial W_y}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} &= g_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 W_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_y}{\partial y^2} \right); \end{aligned} \right\} (3.2)$$

в) уравнение неразрывности

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0.$$

Здесь  $g_x$ ,  $g_y$  - проекции вектора массовых сил (вектора  $\vec{g}$  свободного ускорения) на оси  $X$  и  $Y$ ,  $\alpha = \frac{\lambda_{жк}}{c_p \rho}$  - коэффициент температуропроводности среды,  $\nu = \mu/\rho$  - кинематическая вязкость,  $W_x$  и  $W_y$  - проекции вектора скорости,  $P$  - давление в рассматриваемой точке.

К системе (3.2) необходимо добавить условия однозначности (например, при обтекании пластины длиной  $l_0$  с заданной температурой  $T_0$  ламинарным потоком газа со скоростью  $W_0$  и температурой  $T_0$ : при  $y = 0$   $W_x = W_y = 0$ ,  $T = T_0$ , при  $y \rightarrow \infty$   $W_x = W_0$ ,  $W_y = 0$ ,  $T = T_{жк}$ ).

Решением системы (3.2) с приведенными граничными условиями будут зависимости  $T$ ,  $W_x$ ,  $W_y$ ,  $P$  от аргументов  $X$  и  $Y$  и параметров  $\alpha$ ,  $g_x$ ,  $g_y$ ,  $\nu$ ,  $\rho$ ,  $l_0$ ,  $W_0$ ,  $T_0$ . Как видно, коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  отсутствует в списке величин. Для его определения необходимо использовать дополнительное уравнение, связывающее поведение температуры в пристеночном слое с температурным напором (дифференциальное уравнение теплоотдачи):

$$\alpha = -\frac{\lambda_{ж}}{T_c - T_{ж}} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}. \quad (3.3)$$

Уравнение (3.3) учитывает то обстоятельство, что в непосредственной близости к поверхности теплообмена существует ламинарный слой жидкости, через который теплота передается только путем теплопроводности, т.е. справедливо

$$q = -\lambda_{ж} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}. \quad (3.4)$$

Приравняв (3.1) и (3.4), получим (3.3). Таким образом, интегрирующее нас решение системы уравнений (3.2) при описанных выше граничных условиях можно получить в виде

$$\alpha = \alpha(x, y; l_0, g, \lambda, C_p, \rho, \mu, w_0, T_0) \quad (3.5)$$

после того, как будут найдены поля скоростей температур и давлений. Ввиду сложности системы дифференциальных уравнений и условий однозначности ее аналитическое решение не может быть получено в общем случае. Известны лишь частные решения, найденные при существенно упрощающих предположениях. Численные и экспериментальные методы позволяют получить значение коэффициента теплоотдачи лишь при вполне определенных значениях параметров. Обобщение результатов затруднено большим количеством параметров.

### 3.1.2. Тепловое подобие

Теория подобия позволяет преодолеть эти трудности, позволяя сократить число переменных путем рационального объединения параметров в безразмерные комплексы, число которых существенно меньше числа величин, из которых они состоят. Эти комплексы отражают совместное влияние совокупности физических величин на явление и могут рассматриваться как обобщенные переменные. Получить безразмерные комплексы можно приведением дифференциальных уравнений и краевых условий, описывающих явление, к безразмерному виду. Подобными называют происходящие в геометрически подобных системах явления одной

физической природы, относительно одноименных физических величин в сходственных моменты времени в сходственных точках пространства которых одинаково. Другими словами, для подобных явлений характерна одинаковость, тождественность полей безразмерных физических величин, построенных в безразмерных координатах.

Тождественность полей относительных безразмерных величин, построенных в безразмерных координатах и времени, приводит к тождественному описанию их в безразмерном виде, так что уравнения полей физических величин являются по существу решениями системы дифференциальных уравнений, описывающих явление совместно с условиями однозначности.

Приведем уравнение энергии из системы (3.2) к безразмерному виду. Приняв в качестве масштабов величины, входящие в граничные условия

$$\bar{t}_0, \bar{v}_{ст} = T_c - T_{к} \text{ и } W_0,$$

введем безразмерные координаты  $X = \frac{x}{\bar{t}_0}$ ,  $Y = \frac{y}{\bar{t}_0}$ ,

безразмерные составляющие скорости  $W_x = \frac{W_x}{W_0}$ ,  $W_y = \frac{W_y}{W_0}$  и безразмерную температуру  $\theta = \frac{T - T_{к}}{T_c - T_{к}}$ . В новых переменных уравнение энергии приобретает вид

$$Pe (W_x \frac{\partial \theta}{\partial X} + W_y \frac{\partial \theta}{\partial Y}) = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (3.6)$$

Здесь  $Pe = \frac{W_0 \bar{t}_0}{\alpha}$  - безразмерный комплекс. Вполне очевидно, что уравнение (3.6) будет описывать два подобных явления только при одинаковых значениях множителя, стоящего перед скобкой в левой части уравнения (т.е.  $Pe_1 = Pe_2 = Pe$ ). Это значение войдет в качестве параметра в искомое решение безразмерной системы уравнений. Такие безразмерные комплексы, составленные из величин, входящих в условия однозначности, называют критериями (определяющими) подобия.

Таким образом, чтобы физические явления были подобными, необходимо, чтобы:

- 1) явления были одного класса, т.е. одной физической природы, и описывались одной и той же системой дифференциальных урав-

нен...;

2) условия однозначности были качественно одинаковыми, т.е. содержали одни и те же физические величины (возможно, отличаясь числоно), и одни и те же уравнения описывали поля соответствующих величин;

3) одноименные определяющие критерии были численно одинаковыми.

При обезразмеривании остальных уравнений системы (3.2) появятся и другие критерии подобия. Решение системы безразмерных дифференциальных уравнений должно представлять собой некоторую функцию, связывающую значения всех безразмерных переменных (зависимых и независимых), критериев подобия и параметрических критериев (определяющих геометрические свойства системы, отношения избыточных температур или одноименных физических констант, характеризующих переменность свойств разнородных частей системы и т.п.).

Безразмерный коэффициент теплоотдачи можно получить из уравнения (3.3) после приведения его к безразмерному виду

$$\frac{\partial l_0}{\partial \lambda_{ж}} = - \left( \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_{Y=0} \quad (3.7)$$

Комплекс  $N_{и} = \frac{\partial l_0}{\partial \lambda_{ж}}$  выполняет роль безразмерного коэффициента теплоотдачи (зависимой безразмерной переменной). Называют его числом Нуссельта. Принято безразмерным комплексам определяющим (критериям подобия) и определяемым (числам подобия) присвоивать имена выдающихся ученых в ознаменование их большого вклада в науку.

К определяемым критериям подобия относятся:

число Нуссельта  $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda_{ж}}$ , (3.8)

характеризующее соотношение между конвективным переносом теплоты от жидкости к поверхности тела и переносом теплоты теплопроводностью через слой жидкости толщиной  $l$ , играющее роль безразмерного коэффициента теплоотдачи;

число Эйлера  $E_u = \frac{\Delta P}{\rho W_0^2}$ , (3.9)

характеризующее соотношение между силами давления и инерционными силами в рассматриваемом явлении.

К наиболее распространенным определяющим критериям подобия относятся:

критерий Рейнольдса  $Re = \frac{w_0 l}{\nu}$ , (3.10)

представляющий собой отношение между инерционными и вязкостными силами, величина  $Re$  характеризует режим течения жидкости;

критерий Прандтля  $Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{\lambda}$ , (3.11)

который содержит только физические параметры среды и поэтому является безразмерным физическим параметром (для газов  $Pr \approx 1$ , для жидкостей  $Pr \approx 10^2 \dots 10^5$ , для жидких металлов  $Pr \approx 10^{-2} \dots 10^{-3}$ );

критерий Грасгофа  $Gr = \frac{\beta g l^3 \Delta T}{\nu^2}$ , (3.12)

характеризующий отношение между архимедовой подъемной силой и силами вязкости (здесь  $\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$  - термический коэффициент объемного расширения жидкости, для газов  $\beta = \frac{1}{T}$ ).

Список критериев подобия может быть расширен с учетом того, что комбинация критериев есть тоже критерий. Например, критерий Пекле  $Pe = Re \cdot Pr = \frac{w_0 l}{\alpha}$ , (3.13)

характеризующий отношение между интенсивностью переноса теплоты конвекцией и интенсивностью переноса теплоты теплопроводностью;

число Стентона  $St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{\alpha}{c_p w_0} = \frac{q}{c_p \rho w_0 (T_{ж} - T_c)}$ , (3.14)

представляющее собой отношение теплового потока, передаваемого от жидкости к поверхности, к тому конвективному потоку тепла, который может быть перенесен жидкостью при уменьшении ее температуры от  $T_{ж}$  до  $T_c$ .

Функциональные связи между безразмерными комплексами называют уравнениями подобия. Следовательно, уравнение подобия, которое ставится в соответствие выражению (3.5), можно представить в виде

$$Nu = f(X, Y; Re, Pr, Gr). \quad (3.15)$$

Полный список критериев подобия для рассматриваемой задачи можно получить, анализируя систему дифференциальных уравнений, описывающих изучаемое явление, совместно с условиями однозначности. В частных случаях список критериев может быть иным, чем в (3.15). Так, например, при вынужденном турбулентном движении можно пренебречь влиянием свободной конвекции и из (3.15) исключить критерий Грасгофа; при вычислении средних значений коэффициента теплоотдачи из (3.15) — безразмерные координаты  $X$  и  $Y$ . В то же время при рассмотрении теплообмена при больших скоростях, сравнимых со скоростью звука  $A$  в среде, необходимо учитывать сжимаемость среды, это приведет к появлению в списке определяющих критериев числа Маха ( $M = V_0/a$ ) и отношения удельных теплоемкостей  $k = c_p/c_v$ .

В заключение следует отметить, что теория подобия позволяет установить список актуальных для рассматриваемого процесса безразмерных величин, между которыми должна существовать функциональная зависимость.

Определение вида этой зависимости выходит за рамки теории подобия и является задачей конкретного экспериментального или расчетно-аналитического исследования.

## 3.2. Свободно-конвективный теплообмен (СКТ)

### 3.2.1. Основные положения теории СКТ и обобщенные результаты исследования

Свободно-конвективный теплообмен следует учитывать при расчете ядерных энергоустановок, в которых существуют контуры с малыми скоростями вынужденного движения и большие полости, занимаемые жидкостью. Задачи отвода тепла от наружной поверхности корпусов энергетических машин и электродвигателей, теплопередачи через замкнутые неventedлируемые прослойки и полости между деталями машин, охлаждения практически всей радиоэлектронной аппаратуры и блоков управления летательными аппаратами, транспортировки и хранения жидких и газообразных теплопродуктов, отопления и кондициониро-



вания различных объектов, проектирования и расчета аэродинамических, гидротермодинамических процессов в водах Мирового океана и небольших водоемах, в глубинах Земли и других планет, климатологии, экологии и энергетики атмосферных процессов и многие другие цели не только правильно решить, но и правильно сформулировать без четкого понимания механизма свободно-конвективного теплообмена.

Свободно-конвективный теплообмен необходимо учитывать и при расчете высокотемпературных паровых и газовых турбин. Им определяются, например, процессы в полостях турбин, отличающиеся разнообразием форм и температурных граничных условий. На естественной циркуляции промежуточного теплоносителя в охлаждающих каналах под действием центробежных сил основано применение термосифонной схемы охлаждения рабочих лопаток турбин, обеспечивающей наиболее интенсивный с теплофизической точки зрения теплоотвод. Свободное движение под действием гравитационного поля в системе с неоднородным распределением плотности среды (вызванным неоднородным распределением температуры, концентрации какого-либо компонента в смеси или наличием фаз с разной плотностью) называют гравитационным свободным движением. Теплообмен при свободном движении среды называют свободно-конвективным теплообменом, если движение происходит в неограниченной области, или теплообменом при естественной конвекции, если движение происходит в ограниченном объеме.

Нужно заметить, что в прикладных задачах интенсивность воздействия полей центробежных, кориолисовых, электромагнитных и т.п. сил может во много раз превышать воздействие гравитационного поля Земли.

Рассмотрим процесс развития термической гравитационной конвекции. Пусть твердое тело, равномерно нагретое до температуры  $T$ , внесено в среду с более низкой температурой  $T_{ж}$ . Элементы среды, прилегающие к поверхности тела, принимают его температуру в результате теплового взаимодействия тела и среды. Начальный этап процесса распространения тепла в сре-

де определяется молекулярным переносом, т.е. теплопроводностью. Изменению температуры среды соответствует изменение распределения ее плотности, что приводит к взаимному замещению элементов среды, т.е. возникает движение элементов среды, вызванное архимедовыми подъемными силами. В зависимости от соотношения между вязкими, объемными и инерционными силами возможны различные режимы движения среды. В случае малой разности температур между поверхностью твердого тела и среды вдали от него основным механизмом теплообмена является теплопроводность. Дальнейшее увеличение разности температур приводит к развитию конвекции, характер которой существенно зависит от расположения теплоотдающей поверхности. При незначительной величине инерционных сил будет наблюдаться вязкостно-гравитационный режим. В случае значительных температурных напоров устанавливается турбулентный режим, отличающийся интенсивным хаотичным движением масс жидкости, характеристики которого описываются случайными функциями пространственных координат и времени.

Опытные данные свидетельствуют о том, что при свободной конвекции справедливо приближение пограничного слоя, т.е. относительно тонкого слоя жидкости около поверхности теплообмена, в котором сосредоточена основная область тепловых и гидродинамических возмущений. На рис. 3.1 показан характер изменения пограничного слоя при свободно-конвективном теплообмене нагретой вертикальной поверхности. В нижней части ее образуется ламинарный пограничный слой, толщина которого увеличивается в направлении движения среды (при этом теплоотдача уменьшается). На определенной высоте  $X_{кр}$  ламинарное движение нарушается и переходит в турбулентное, что сопровождается увеличением теплоотдачи. На участке поверхности, где характеристики турбулентности становятся статистически одинаковыми, коэффициент теплоотдачи перестает зависеть от размеров тела.

Вдали от вертикальной поверхности жидкость находится в состоянии покоя. Слой жидкости, непосредственно прилегающий к поверхности, также неподвижен в силу условий прилипания.

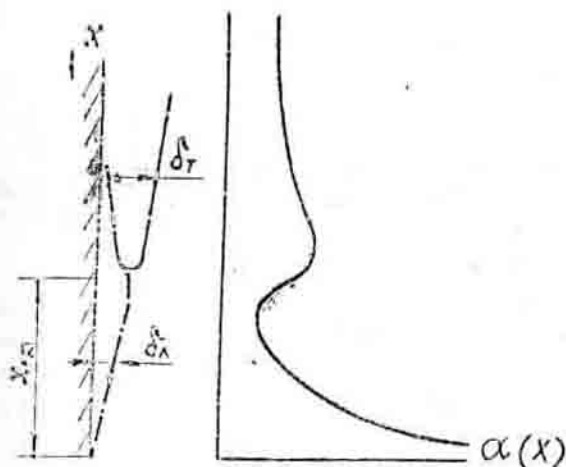


Рис. 3.1. Изменение характера пограничного слоя и коэффициента теплоотдачи вдоль вертикальной поверхности.

Вследствие этого течение существует лишь в пределах пограничного слоя и характеризуется наличием максимума скорости на некотором расстоянии от вертикальной поверхности. Температура в пределах пограничного слоя меняется монотонно от  $T_{ст}$  до  $T_{лс}$  (рис. 3.2). При описании свободного движения изотермической жидкости необходимо помнить, что распределения скоростей и температур в этом случае взаимосвязаны, ибо разность температур приводит к появлению объемной силы, вызывающей движение, которое, в свою очередь, оказывает существенное влияние на температурное поле. Этот факт наряду с нелинейностью уравнений, описывающих процесс во всей его полноте, приводит к довольно значительным трудностям при решении задач свободно-конвективного теплообмена.

Система дифференциальных уравнений и условий однозначности при описании задач свободно-конвективного теплообмена включает в себя большое количество переменных. Применение теории подобия позволяет уменьшить количество переменных и

предоставить искомые решения в обобщенном виде, справедливом для бесчисленного количества подобных ситуаций.

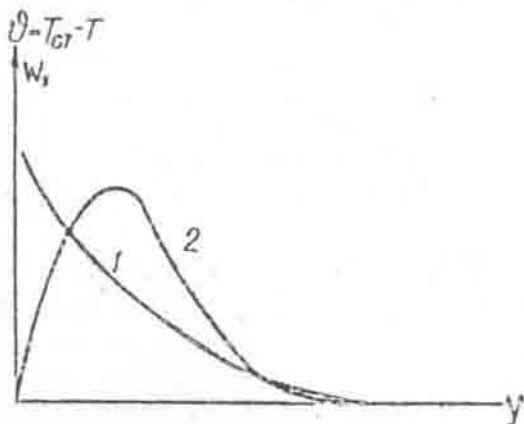


Рис. 3.2. Распределение температур (1) и скорости (2) в граничном слое при естественной конвекции около вертикальной поверхности

Методами теории подобия можно показать, что для стационарного свободно-конвективного теплообмена в среде без внутренних источников тепла справедливо соотношение

$$Nu = f(Gz, Pr, Pk). \quad (3.16)$$

Здесь  $P_k$  - группа параметрических критериев, включающих в себя отношения, определяющие геометрические свойства системы, отношения избыточных температур или одноименных физических констант, характеризующих переменность свойств разнородных частей системы.

При медленном течении сравнительно вязких жидкостей инерционными силами в уравнениях движения можно пренебречь и зависимость (3.16) тогда преобразуется к виду

$$Nu = f_1(Gz \cdot Pr, Pk). \quad (3.17)$$

справедливому при  $Pr \ll 1$ .

При свободной конвекции в жидких металлах можно пренебречь в уравнениях движения силами внутреннего трения по сравнению с вязкими силами и силами инерции. Тогда (3.16) переходит в следующее уравнение:

$$Nu = f_2 (Gr \cdot Pr^2, Pr), \quad (3.18)$$

справедливое при  $Pr \ll 1$ .

В прикладных задачах при расчете свободно-конвективной теплоотдачи с поверхностями произвольной формы в неограниченном пространстве часто используют соотношение для вычисления среднего по всей теплоотдающей поверхности коэффициента теплоотдачи

$$Nu_{e,ж} = C (Gr_{e,ж} \cdot Pr_{ж})^n \left( \frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{1/4}, \quad (3.19)$$

где величины  $C$  и  $n$  берут из табл. 3.2 в зависимости от численного значения  $(Pr \cdot Gr)$ .

В качестве определяющего размера здесь принят линейный размер тела вдоль направления потока жидкости (длина вертикального цилиндра или пластины, диаметр горизонтального цилиндра и т.п.), определяющей температуры (т.е. температуры, по которой вычисляют теплофизические характеристики среды) - температура среды вдали от тела. Множитель  $(Pr_{ж}/Pr_{ст})^{1/4}$  является параметрическим критерием, учитывающим зависимость теплоотдачи капельных жидкостей от направления теплового потока (для газов этот множитель равен единице).

Таблица 3.2

$Pr \cdot Gr$	:	$C$	:	$n$
$1 \cdot 10^3 \dots 5 \cdot 10^2$		1,18		1/8
$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$		0,54		1/4
$2 \cdot 10^7 \dots 10^{13}$		0,135		1/3

При исследовании свободно-конвективной теплоотдачи изотермических вертикальных цилиндров установлено, что влияние относительной кривизны проявляется при малых числах Грасгофа и незначительно, когда толщина пограничного слоя мала по сравнению с радиусом. Например, при увеличении расстояния от нижнего основания цилиндра влияние поперечной кривизны возрастает вследствие увеличения толщины пограничного слоя. Среднее значение коэффициента теплоотдачи вертикального изотермического цилиндра при ламинарной свободной конвекции можно вычислить по зависимостям

$$Nu_e = C (Cz_e \cdot Pr)^n (\ell/d)^m \quad (3.20)$$

или

$$Nu_d = C (Pr \cdot Cz_d \cdot d/e)^m \quad (3.21)$$

Здесь определяющей является средняя температура пограничного слоя

$$T_m = 0,5(T_{ст} + T_{ж}), \quad (3.22)$$

а величины  $C$ ,  $m$  и  $n$  берут из табл. 3.3. Индексы  $e$  и  $d$  указывают на определяющий размер.

Таблица 3.3

$Pr \cdot Cz_d \cdot d/e$	$C$	$n$	$m$
$> 10^4$	0,57	0,25	0
$0,05 \dots 10^4$	1,3	0,16	0,36
$10^{-4} \dots 0,05$	0,87	0,05	0,8

Среднее значение коэффициента теплоотдачи при постоянном потоке тепла на поверхности вертикального цилиндра рекомендуется вычислять по соотношению

$$Nu_d = C (Pr \cdot Gz_d \cdot d/e)^m \quad (3.23)$$

Здесь определяющей является средняя температура пограничного слоя, вычисляемая по (3.22), значения  $C$  и  $m$  приведены в

табл. 3.4.

Таблица 3.4

$(Pr \cdot Gr_d^{1/2})$	$C$	$m$
$> 10^4$	0,6	0,25
$0,05 \dots 10^4$	1,37	0,16
$\leq 0,05$	0,93	0,05

Теплообмен горизонтально расположенного цилиндра малого диаметра при небольших температурных напорах определяется теплопроводностью образующейся почти неподвижной пленки нагретого воздуха вокруг цилиндра (пленочный режим). С увеличением диаметра цилиндра возникает вихревой режим движения на некоторой части его поверхности. Область вихревого движения возрастает при увеличении температурного напора, что приводит к интенсификации теплоотдачи.

Уравнения подобия для ламинарной свободной конвекции при постоянной температуре поверхности горизонтального цилиндра можно представить в виде

$$Nu_d = C(Pr \cdot Gr_d)^m Pr^n \quad (3.24)$$

Область применимости, значения коэффициентов  $C$ ,  $m$  и  $n$  и определяющие температуры приведены в табл. 3.5.

Таблица 3.5

$(Pr \cdot Gr_d)$	$Pr$	$T_{опр}$	$C$	$m$	$n$
$3 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	$0,7 \dots 3090$	$0,5(T_{ср} + 0,474 T_{ж})$	$0,25$	$0,047$	
$5 \cdot 10^2 \dots 7,1 \cdot 10^4$	$0,01 \dots 5$	"	$1,458$	$0,125$	$0,1$
$7,1 \cdot 10^4 \dots 10^8$	$0,01 \dots 100$	"	$0,375$	$0,25$	$0,125$
$3 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	$0,7 \dots 3090$	$T_{ср} - 0,6 \times 0,478 \times (T_{ср} - T_{ж})$	$0,25$	$0,05$	

Теплоотдача горизонтального цилиндра с постоянным потоком тепла на поверхности может быть приближенно определена по зависимости

$$Nu_d^{1/2} = 0,6 + \left\{ \frac{(P_z \cdot Cz_d) / 300}{\left[ 1 + \left( \frac{0,44}{P_z} \right)^{3/16} \right]^{16/9}} \right\}^{1/5} \quad (3.25)$$

справедливой при  $P_z = 0,022 \dots 7640, (P_z \cdot Cz_d) > 1$ .  
 Определяющей здесь является температура, вычисляемая по (3.22).

При наклоне цилиндра под некоторым углом  $\theta$  к горизонтали появляется осевая составляющая скорости и движение становится трехмерным. Увеличение толщины пограничного слоя при наклоне цилиндра приводит к уменьшению конвективного теплообмена. Теплоотдача наклонного цилиндра вблизи нижнего торца определяется величиной  $\alpha$ , характерной для течения вдоль цилиндра, на верхней части — течение приближается к случаю обтекания горизонтального цилиндра. Для малых углов наклона этот эффект мал. Среднее значение коэффициента теплоотдачи наклонного цилиндра постоянной температуры в воздухе ( $P_z = 0,7$ ) можно вычислить по соотношениям:

$$Nu_d = 0,42 \left\{ 1 + \frac{1,31}{(\ell/d \operatorname{tg} \theta)^{0,25}} \right\}^{1/8} Cz_d^{0,25} \quad (3.26)$$

справедливому при  $\ell/d = 8 \dots 16, Cz_d = 10^4 \dots 10^5, \frac{\ell}{d} \operatorname{tg} \theta = 1 \dots 10$ , или

$$Nu_d = 0,6 - 0,488 (\cos \theta)^{1,03} (P_z \cdot Cz_e)^{1/4 + 1/12 (\cos \theta)^{1,75}} \quad (3.27)$$

рекомендуемому при  $\ell/d = 25, (P_z \cdot Cz_e) = 2 \cdot 10^6 \dots 1,2 \cdot 10^9$ .

В этих формулах  $\ell$  и  $d$  — длина и диаметр цилиндра соответственно, угол наклона  $\theta$  меняется в диапазоне от  $0$  до  $90^\circ$ , определяющей является средняя температура пограничного слоя.



### 3.2.2. Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи при свободно-конвективном теплообмене

#### 3.2.2.1. Общие указания

Цель работы - изучение процесса теплоотдачи при свободной конвекции, усвоение понятий теории конвективного теплообмена, приобретение навыков опытного определения коэффициентов теплоотдачи.

#### Содержание работ:

1. Ознакомиться с механизмом свободно-конвективного теплообмена и обобщенными результатами исследований теплоотдачи.

2. Экспериментально определить коэффициент теплоотдачи от цилиндрической поверхности в воздух на установке, указанной преподавателем.

3. Вычислить коэффициент теплоотдачи для условий, реализованных на установке, по уравнению подобия и сравнить его значение с полученным в опыте.

4. Составить отчет, содержащий краткое описание выполненной работы, схему опытной установки и системы измерений, протокол измерений, протокол обработки опытных данных, выводы.

#### Указания к проведению опытов

После того, как установка подготовлена к работе и проверена исправность всех ее элементов, включают нагреватель, автотрансформатором устанавливают требуемый режим нагрева.

#### Включает и выключает установку преподаватель или лаборант!

Измерения производят при установившемся тепловом состоянии установки (т.е. в стационарном режиме). Это состояние характеризуется неизменностью показаний приборов во времени и устанавливается через 30-50 минут после включения установки.

Ознакомившись с описанием опытной установки, необходимо зарезервировать форму протокола измерений и периодически с интервалом 5-10 минут вносить туда результаты измерений.

температуры поверхности исследуемого объекта.

При наступлении стационарного режима измерить силу тока  $I$ , падение напряжения в нагревателе  $U$ , термоДДС термоспар  $E_t$ , температуру воздуха вдали от цилиндра  $T_{ж}$  и барометрическое давление. Измерения при установившемся режиме производят не менее двух-трех раз через 5-10 минут. При работе с приборами необходимо обратить внимание на цену деления шкалы и положение рукоятки, указывающее значение множителя к показаниям шкалы. В протокол измерений вносят считываемые со шкал приборов величины без каких-либо преобразований и значения установленных множителей.

### 3.2.2.2. Описание опытных установок и методики проведения экспериментов

#### 1. Горизонтальный, короткий цилиндр

Объектом исследования является медный цилиндр 1 диаметром  $d = 60$  мм и длиной  $L = 200$  мм, расположенный горизонтально в рабочей зоне аэродинамической трубы открытого типа (для проведения эксперимента в условиях свободно-конвективного теплообмена вентилятор не включать!) (рис. 3.3).

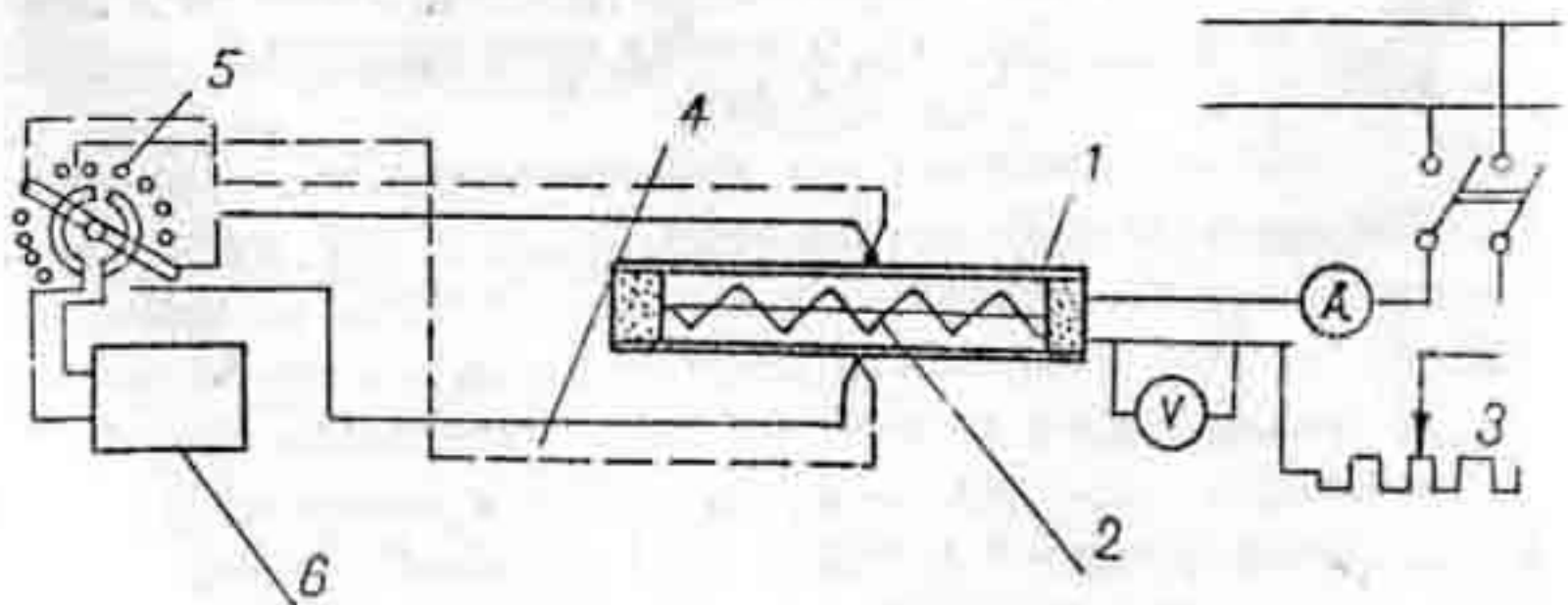


Рис. 3.3. Схема установки для исследования свободно-конвективного теплообмена горизонтального короткого цилиндра

Внутри трубы имеется нагреватель 2 из нихромовой проволоки, намотанной равномерно на фарфоровую трубку. Пространство между внутренним диаметром опытного цилиндра и нагревателем заполнено керамическим наполнителем. Торцы цилиндра закрыты термизолирующими заглушками, выполненными из асбоцемента и текстолита. Это позволяет считать, что все тепло, выделяемое в нагревателе, передается окружающему воздуху через боковую поверхность цилиндра.

Количество тепла, передаваемое поверхностью цилиндра окружающему воздуху в единицу времени, равно мощности нагревателя и регулируется автотрансформатором 3. Мощность измеряется амперметром А и вольтметром V. Температуры наружной поверхности цилиндра  $T_{ст}$  измеряется в 16 точках медно-константановыми термопарами 4, расположенными равномерно по окружности на середине длины цилиндра. Выводы термопар соединяются через переключатель 5 с потенциометром 6, измеряющим ЭДС термопар.

#### Обработка опытных данных

Для обработки можно использовать лишь те данные, которые были получены при установившемся тепловом состоянии системы.

Вычислить:

а) среднюю ЭДС  $E = \frac{\sum_{i=1}^n E_i}{n}$ ,

где  $n$  - количество измерений.

По вычисленной средней ЭДС и тарировочной таблице медь-константановых термопар определяют средний температурный напор  $\Delta T$ ;

б) количество тепла  $Q$ , Вт, переданное от стенки цилиндра воздуху:

$$Q = \sum U_i;$$

в) опытное значение коэффициента теплоотдачи,  $Вт/м^2 \text{град}$ :

$$\alpha_0 = \frac{Q}{\Delta T F},$$

где  $F = \pi d L$  - площадь поверхности цилиндра;

г) определяющую температуру, значения критериев подобия, затем число Нуссельта и расчетные значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha_p$  на основе уравнения подобия из числа приведен-

ных в пособии;

д) относительную погрешность

$$\delta = \frac{\alpha_{оп} - \alpha_p}{\alpha_{оп}} \cdot 100\%.$$

Примечание 1. При электрическом обогреве поверхности коэффициент теплоотдачи в условиях ламинарного режима ( $5 \cdot 10^2 \leq \rho_2 \times \times C_2 \leq 2 \cdot 10^7$ ) можно вычислить по формулам, полученным для изотермической поверхности, увеличив результат на 10...15%.

Примечание 2. Так как с поверхности цилиндра тепло отдается не только конвекцией, но и излучением, при вычислении  $\alpha$  следует в числитель формулы в) подставлять конвективный тепловой поток  $Q_k$ , равный

$$Q_k = Q - Q_\lambda, \quad (3.28)$$

где  $Q_\lambda$  - тепловой поток, излучаемый поверхностью цилиндра в окружающую среду,

$$Q_\lambda = C \left[ \left( \frac{T_{ст}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{ж}}{100} \right)^4 \right] \cdot F. \quad (3.29)$$

Здесь  $C$  - коэффициент излучения, значение которого для слабополированной медной поверхности можно принять равным  $1,0 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ .

## 2. Г о р и з о н т а л ь н ы й    д л и н н ы й ц и л и н д р

### Описание установки

Схема установки показана на рис. 3.4.

Объектом исследования является алюминиевая труба 1 с наружным диаметром 38 мм и длиной 950 мм, расположенная горизонтально. Внутри трубы расположен никромовый нагреватель 2, намотанный на керамический сердечник; пространство между нагревателем и внутренней поверхностью трубы заполнено порошкообразным нитридом бора. Торцы трубы защищены тепловой пробкой 3, выполненной из асбеста и гетинакса. Эвольвентная наружная поверхность трубы зачеканена девятью хромель-копелевыми термопар, схема размещения которых показана на рис. 3.4 (Тп М1...9) (термопары 3,2,9 расположены в одном сечении цилиндра сбоку, сни-

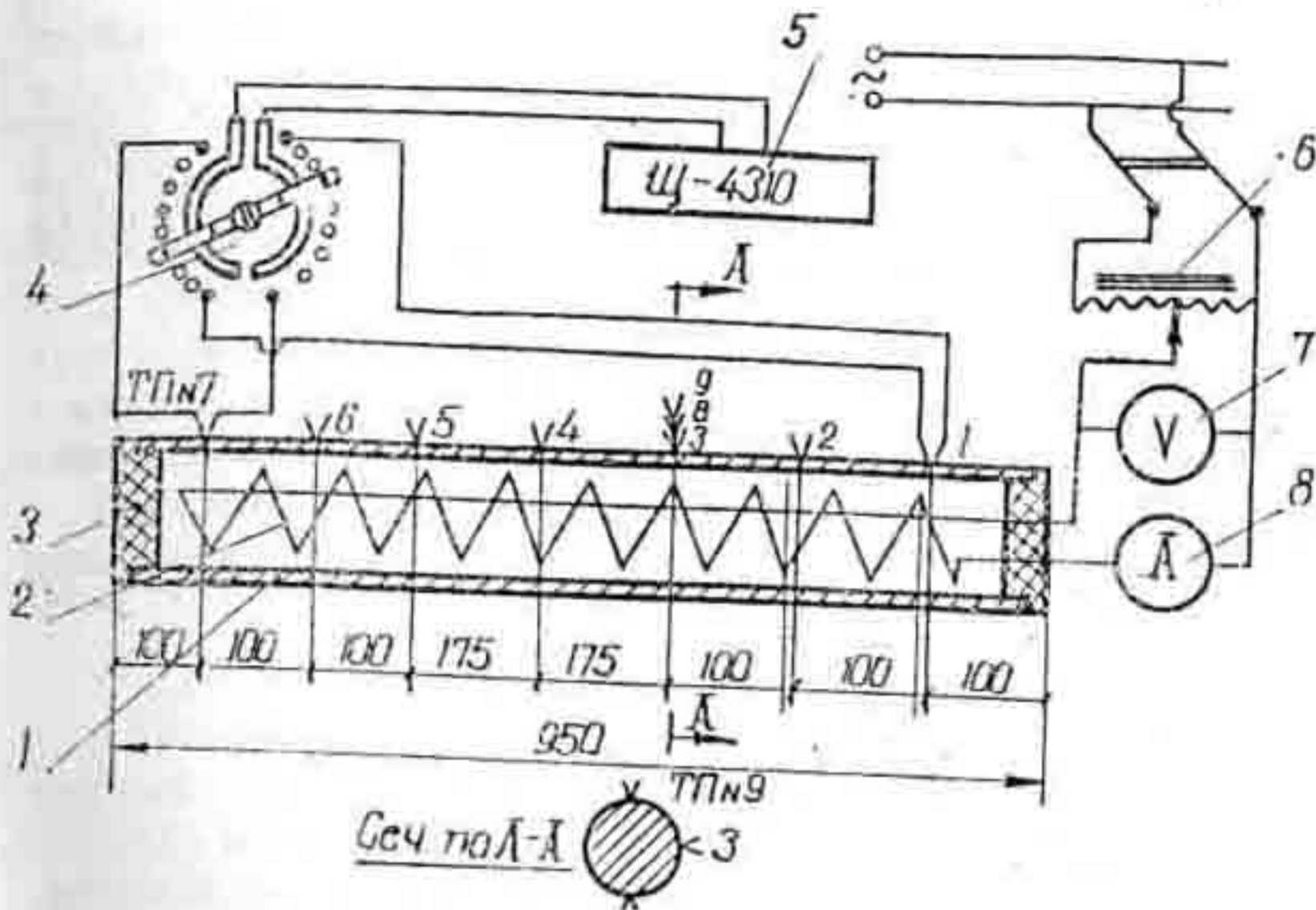


Рис. 3.4. Схема установки для исследования свободно-конвективной теплоотдачи горизонтального цилиндра

ву и сверху трубы соответственно для того, чтобы проанализировать, насколько влияет на показания прибора разворот термопар по окружности цилиндра). Термопары через двухполюсный переключатель 4 подсоединены к цифровому показывающему комбинированному прибору Щ-4310, работающему в режиме милливольтметра постоянного тока с наибольшим показанием шкалы 20 мВ - 5. Мощность нагревателя регулируется с помощью автотрансформатора 6, рукоятка привода которого выведена на пульт установки.

Здесь же на пульте размещены щитовые амперметры 8 и вольтметр 7, показывающие силу тока и напряжение в цепи нагревателя. Температура воздуха вдали от опатного цилиндра замеряется спиртовым термометром. Для того, чтобы посторонние возмущения оказывали меньшее влияние на течение воздуха относительно исследуемого объекта, опытный цилиндр помещен в застекленный шкаф с открытым верхом.

Зимечание. Опытный цилиндр может поворачиваться в вертикальной плоскости относительно закрепленного конца на  $90^\circ$  для исследования влияния наклона трубы к горизонту на интенсивность теплоотдачи.

### 3. В е р т и к а л ь н ы й ц и л и н д р

Схема установки принципиально не отличается от описанной в предыдущем параграфе. На схеме размещения термодпар вдоль вертикального цилиндра (рис. 3.5) диаметр цилиндра - 38 мм, длина - 1460 мм.

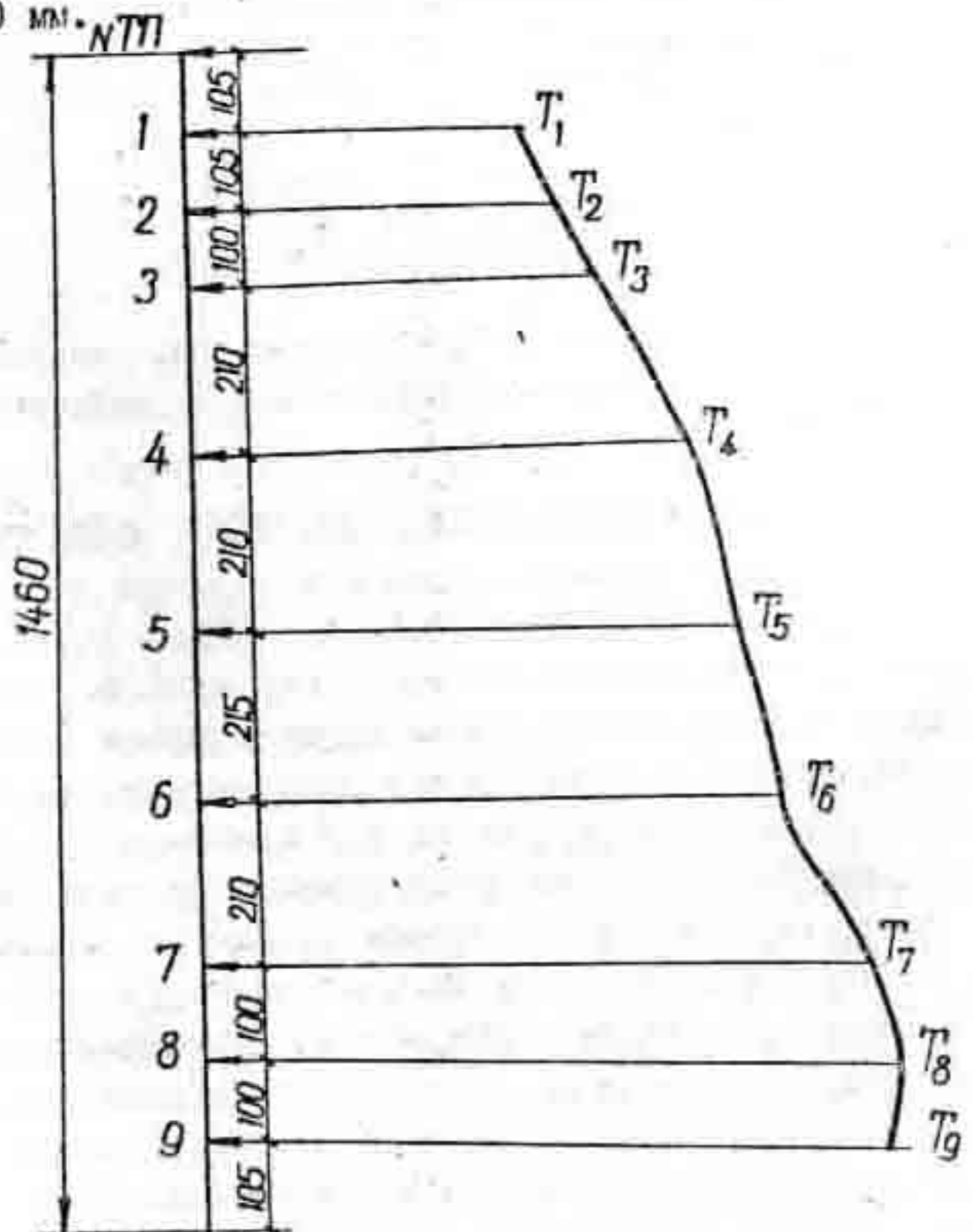


Рис. 3.5. Схема размещения термодпар и изменение температуры вдоль вертикального цилиндра

Порядок проведения опыта и обработки опытных данных при исследовании теплоотдачи длинных цилиндров (горизонтального, наклонного или вертикального) практически не отличается от описанного ранее для короткого цилиндра, за тем исключением, что термомпары здесь располагаются вдоль образующей цилиндра, а спай термомпар находится на различных расстояниях друг от друга. Поэтому при вычислении средней температуры опытного цилиндра следует вычислить среднеинтегральное значение температуры наружной поверхности цилиндра

$$\bar{T}_{ст} = \frac{1}{L} \int_0^L T dx \quad (3.30)$$

или среднеинтегральное значение температурного напора

$$\Delta \bar{T} = \frac{1}{L} \int_0^L \Delta T dx.$$

Вычислить среднеинтегральную температуру можно методом трапеций. Для этого необходимо построить график изменения температуры вдоль цилиндра  $T_i (X_i)$ , (рис. 3.5 или 3.6), вычислить площадь под температурной кривой (криволинейной трапеции) и найти высоту равновеликого по площади прямоугольника, имеющего то же основание, что и криволинейная трапеция.

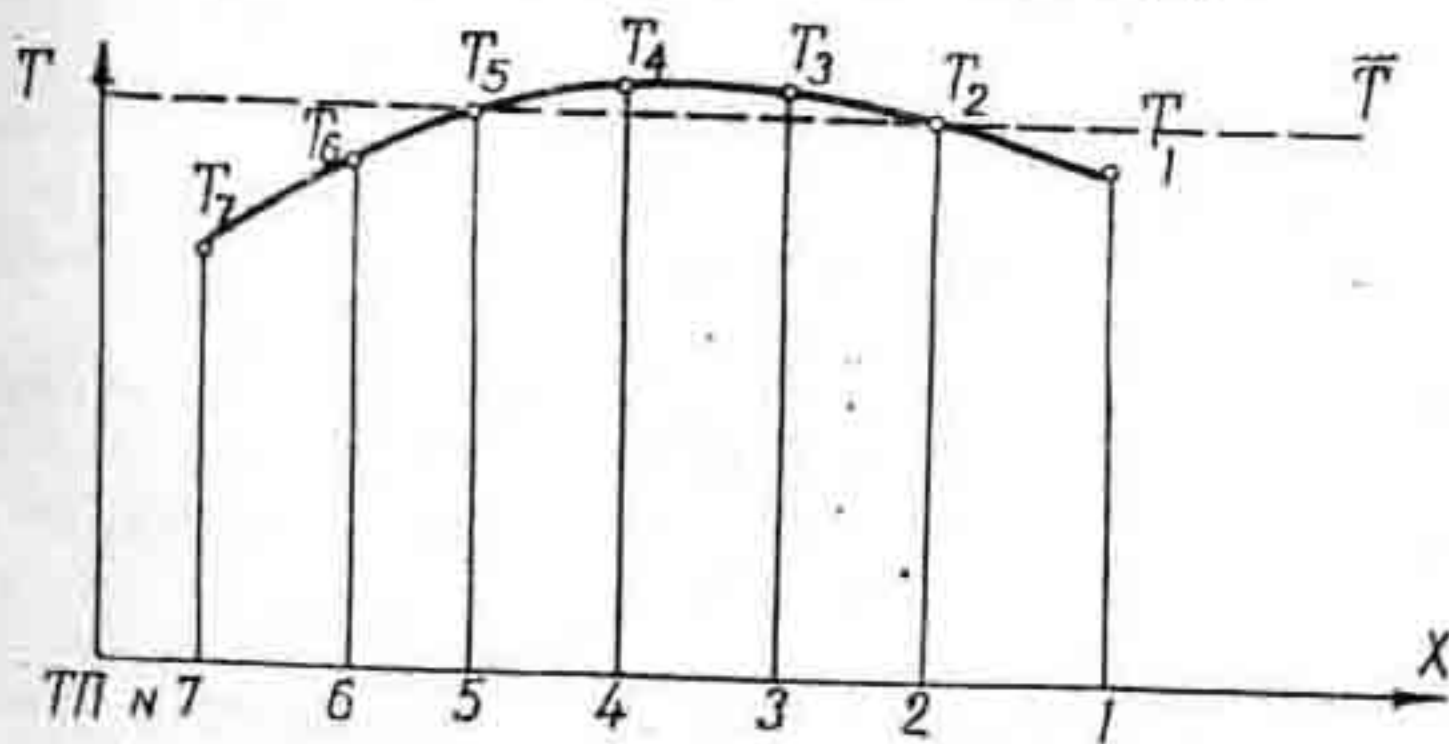


Рис. 3.6. Изменение температуры вдоль опытного горизонтального цилиндра

Таким образом, вычислить среднюю температуру поверхности цилиндра можно по формуле

$$\bar{T}_{\text{ст}} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta X_i \frac{T_i + T_{i+1}}{2}}{\sum_{i=1}^n \Delta X_i}, \quad (3.31)$$

где  $\Delta X_i$  - расстояние между соседними термопарами.

При вычислении лучистого теплового потока по (3.29) коэффициент излучения слабополированной алюминиевой поверхности можно принять равным

$$C = 5,67 \cdot 0,06 = 0,35 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4.$$

### 3.2.3. Контрольные вопросы

1. Что называется процессом теплоотдачи?
2. Опишите механизм переноса тепла в процессе теплоотдачи.
3. Уравнение теплоотдачи (уравнение Ньютона-Рихмана).
4. Физический смысл коэффициента теплоотдачи и его размерность.
5. Что называется конвективным теплообменом? Назовите два вида конвекции.
6. Опишите механизм свободного движения жидкости. Укажите режимы движения.
7. Укажите факторы, от которых зависит коэффициент теплоотдачи при свободном движении жидкости.
8. Что такое пограничный слой? Укажите механизм переноса тепла по направлению нормали к стенке в пограничном слое.
9. Объясните характер изменения температуры и скорости в пределах пограничного слоя.
10. Почему критерий Рейнольдса  $Re = \frac{wd}{\nu}$  не является определяющим при описании свободно-конвективного теплообмена?

## 3.3. Теплоотдача при вынужденной конвекции

### 3.3.1. Основные особенности теплообмена при вынужденной конвекции

Как было сказано выше, вынужденное движение возникает



под действием сил, внешних по отношению к потоку жидкости. Теплообмен при вынужденном движении широко распространен в природе и технике, с ним связаны процессы охлаждения поверхностей летательных аппаратов и элементов его энергосистем - камер сгорания, лопаток, высокотемпературных турбин и т.п.

При перемещении вязкой жидкости относительно тела у поверхности образуется динамический пограничный слой, т.е. слой, в пределах толщины которого происходит изменение скорости жидкости от нуля до ее значения вдали от тела, а если температуры жидкости и поверхности тела разные, - то и температурный слой.

На рис. 3.7 показан механизм образования гидродинамического пограничного слоя при омывании потоком жидкости плоской поверхности.

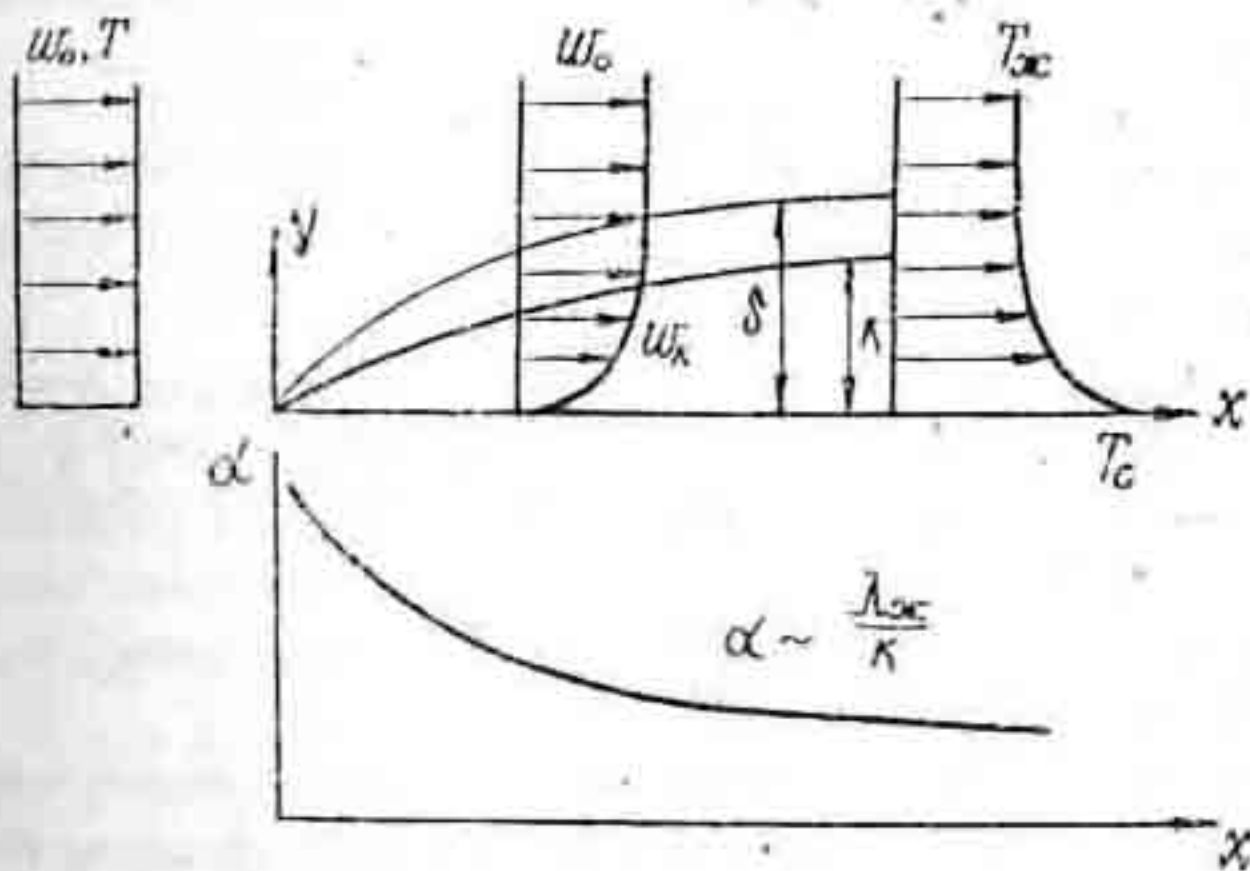


Рис. 3.7. Механизм образования гидродинамического  $\delta$  и теплового  $\lambda$  слоев

Набегающий поток характеризуется постоянной по сечению скоростью  $W_0$  и температурой  $T_0$ . Слой жидкости, соприкасающейся с пластиной, "прилипает" к ней. Хаотически движущиеся молекулы жидкости переносят количество движения из верхних слоев в нижние, что приводит к появлению касательных сил на пластине.

ках, перпендикулярных направлениям, вдоль которых существует градиент скорости. Касательные напряжения  $\tau_{xy}$  пропорциональны градиенту скорости

$$\tau_{xy} = \mu \frac{dw_x}{dy}, \quad (3.32)$$

где  $\mu$  - динамическая вязкость жидкости.

В результате взаимодействия со стенкой молекулы жидкости теряют скорость, молекулы, находящиеся в верхних слоях, теряют скорость вследствие обмена количеством движения с молекулами, расположенными в нижних слоях. Таким образом, образуется слой толщиной  $\delta$ , в котором продольная скорость жидкости непрерывно изменяется от  $w_0$  до нуля на стенке, - динамический пограничный слой. Легко показать, что толщина пограничного слоя нарастает вдоль пластины по закону

$$\frac{\delta}{x} = \frac{\text{const}}{\sqrt{Re_x}}, \quad (3.33)$$

где  $Re_x = \frac{w_0 x}{\nu}$  - местное число Рейнольдса.

Из (3.33) следует, что при больших  $Re_x$  толщина пограничного слоя мала по сравнению с продольной координатой  $x$ . Таким образом, при омывании тела поток жидкости как бы разделяется на две части - пограничный слой, в пределах которого силы вязкости и инерционные силы соизмеримы, и внешний поток, где преобладают силы инерции.

Аналогичным образом Г.И. Крусалинским было введено понятие теплового пограничного слоя как слоя жидкости толщиной  $K$  у стенки, в пределах которого температура изменяется от значения, равного температуре стенки  $T_{ст}$ , до значения, равного температуре жидкости вдали от стенки  $T_{ж}$  (рис. 3.6). При омывании плоской поверхности ламинарным потоком жидкости толщины теплового  $K$  и динамического  $\delta$  пограничных слоев зависят от продольной координаты  $x$  одинаково и их отношение зависит от теплофизических свойств жидкости:

$$\frac{K}{\delta} = \frac{1}{\sqrt{Pr_2}}. \quad (3.34)$$

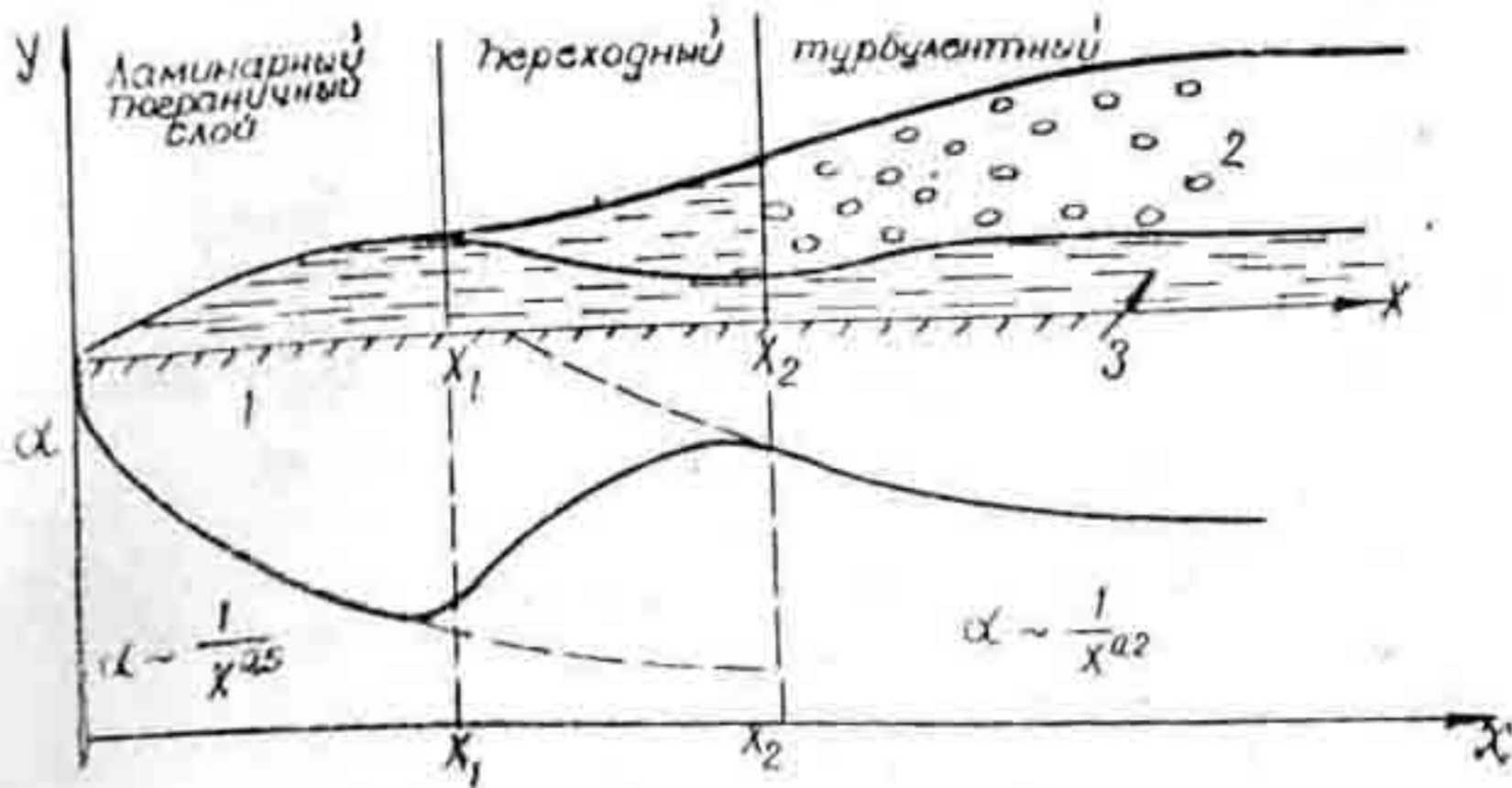


Рис. 3.8. Схема турбулентного пограничного слоя

Так как изменение температуры происходит в пределах теплового пограничного слоя, то коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  должен определяться его термическим сопротивлением, т.е.

$$\alpha \sim \frac{\lambda_m}{\delta} \quad (3.35)$$

Формула (3.33) подтверждается опытами до  $Re_x = 3,3 \cdot 10^5$ , при больших  $Re_x$  оказалось справедливым соотношение

$$\frac{\delta}{x} = \frac{const}{Re_x^{0,2}} \quad (3.36)$$

Прандтль доказал специальными опытами, что изменение закона  $\delta/x = f(Re_x)$  объясняется переходом к турбулентному пограничному слою. Схема течения в пограничном слое по Прандтлю показана на рис. 3.8.

Ламинарный пограничный слой (зона 1) развивается, начиная от кромки пластины. В точке  $x_1$  ламинарный пограничный слой начинает разрушаться, образуется турбулентное ядро 2 и пристенный вязкий подслой 3. В турбулентном ядре происходит интенсивное перемешивание жидкости вихрями, в вязком подслое течение слоистое, но нестационарное из-за взаимодействия с турбулентным ядром. В сечении  $x_2$  вязкий слой достигает минимальной толщины, а затем увеличивается. Толщина вязкого

подслеса нарастает по закону

$$\delta_{вп} = \text{const} \cdot x^{0,1}.$$

(3.37)

На рис. 3.9 показана зависимость  $\alpha(X)$  для воздуха.

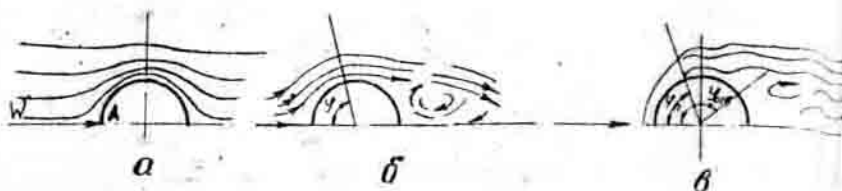


Рис. 3.9. Вынужденное обтекание цилиндра.

В области турбулентного пограничного слоя

$$\alpha = \frac{\text{const}}{x^{0,2}}.$$

(3.38)

В области ламинарного пограничного слоя локальный коэффициент теплоотдачи уменьшается вследствие возрастания его толщины. В переходной области, характеризующейся перемежающимся течением (это означает, что в одной и той же точке в течение какого-то времени  $\tau_L$  поток ламинарный, а в течение времени  $\tau_T$  — турбулентный), коэффициент теплоотдачи возрастает вследствие разрушения вязкого слоя.

Для анализа различных ситуаций теплообмена полезна оценка термических сопротивлений вязкого подслоя и турбулентного ядра, т.е. отношения перепада температуры  $\Delta T_{вп}$  в вязком подслое к перепаду температуры  $\Delta T_{тЯ}$  в турбулентном ядре. Результаты расчетного и экспериментального исследований позволяют выделить три случая:

1) при  $Pr \approx 0,01$  (жидкие металлы)  $\Delta T_{вп} / \Delta T_{тЯ} \approx 0,01 \dots 0,003$ , термическое сопротивление вязкого подслоя пренебрежимо мало;

2) при  $Pr \approx 100$  (вязкие жидкости)  $\Delta T_{вп} / \Delta T_{тЯ} \approx 25$ , термическое сопротивление вязкого подслоя основное;

3) при  $Pr \approx 1$  (газы)  $\Delta T_{вп} / \Delta T_{тЯ} \approx 0,2$ , важен вклад обоих термических сопротивлений в теплообмен.

Ускорения, а вместе с ними и закономерности теплоотдачи

существенно изменяются, если поток газа движется с большой скоростью. В этом случае происходит резкое торможение макро-частиц газа у поверхности тела, возникают скачки уплотнения и сжатие газа, т.е. начинают существенно сказываться необратимые процессы превращения кинетической энергии газа в тепловую. Сжатие и трение сопровождаются выделением тепла в пограничном слое, температура газа вблизи поверхности растет и вследствие этого возможно изменение направления теплового потока, поверхность тела будет не охлаждаться, а, наоборот, нагреваться (кинетический нагрев) при  $T_c > T_{ж}$ .

Интенсивность конвективного теплообмена в значительной мере зависит от геометрической формы и размеров поверхности тела, так как форма и размеры тела влияют на гидродинамику движения жидкости, изменение характера движения жидкости в пограничном слое. Так, например, при движении жидкости с положительным градиентом давления по направлению движения могут возникать возвратные течения жидкости в непосредственной близости от поверхности тела и отрыв пограничного слоя от этой поверхности. Отрыв пограничного слоя приводит к образованию сложных вихревых течений с сильным перемешиванием жидкости. В области вихревых течений преобладающую роль играет конвективный перенос тепла и интенсивность теплоотдачи увеличивается. Отрывы пограничного слоя и связанные с ними интенсификация теплоотдачи могут наблюдаться при обтекании кормовой поверхности неудобнообтекаемых тел (шар, цилиндр, параллелепипед и др.).

При безградиентном движении жидкости, а также при движении жидкости с отрицательным градиентом отрыв пограничного слоя не происходит и теплообмен характеризуется меньшей интенсивностью. В случае турбулентного режима движения ламинарный подслой имеет незначительную толщину, мало зависящую от формы тела, а интенсивность теплоотдачи в меньшей мере зависит от формы тела, чем при ламинарном режиме движения. И, наконец, конвективный теплообмен зависит от теплового состояния жидкости — температуры жидкости и направления теплового потока. С температурой жидкости связаны ее теплофизические

ойности: плотность, вязкость, теплоемкость, теплопроводность и другие, влияющие на формирование пограничного слоя, его толщину и интенсивность передачи тепла через слой.

### 3.3.2. Теплоотдача при вынужденном поперечном обтекании цилиндра

Обтекание цилиндра поперечным потоком жидкости характеризуется рядом особенностей. При малых числах Рейнольдса ( $Re < 5$ ) цилиндр обтекает плавно, безотрывно по всему периметру (рис. 3.9, а). Когда  $Re > 5$ , поперечно обтекаемый цилиндр представляет собой неудовлетворительно обтекаемое тело. Пограничный слой образуется на передней (фронтальной) половине поверхности цилиндра, начиная с критической точки, и, утолщаясь, сохраняет ламинарный характер. Вблизи заднего сечения он отрывается от поверхности, при этом позади цилиндра образуются два симметричных вихря (рис. 3.9, б). В случае  $Re \geq 10^3$  вихри периодически отрываются от цилиндра, образуя за цилиндром вихревую дорожку (рис. 3.9, в).

Отрыв пограничного слоя является следствием возрастания давления вдоль потока и подтормаживания жидкости силами трения на стенке. При обтекании передней половины цилиндра скорость жидкости увеличивается, а статическое давление у поверхности цилиндра падает. Наоборот, в кормовой части статическое давление растет, а скорость уменьшается. Из-за действия сил вязкости скорость и, следовательно, кинетическая энергия жидкости непосредственно у поверхности цилиндра малы. Возрастание давления вдоль потока приводит к торможению жидкости и последующему появлению возвратного движения. Возвратное течение оттесняет пограничный слой от поверхности тела, происходит отрыв потока и образование вихрей. Распределение скоростей у поверхности цилиндра и образование возвратного течения показаны на рис. 3.10.

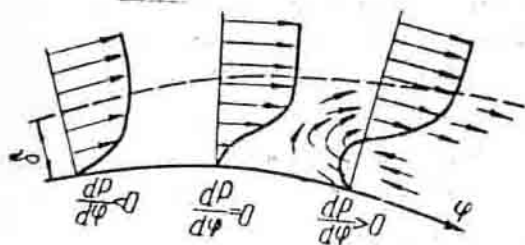


Рис. 3.10. Механизм отрыва пограничного слоя

При сравнительно небольших числах Рейнольдса и малой степени турбулентности набегающего потока жидкости наблюдается отрыв ламинарного пограничного слоя, происходящий при углах  $\varphi$ , отсчитываемых от критической точки (точка "А" на рис. 3.11), равных  $50 \dots 90^\circ$ . Положение точки отрыва не является стабильным и зависит от скорости набегающего потока.

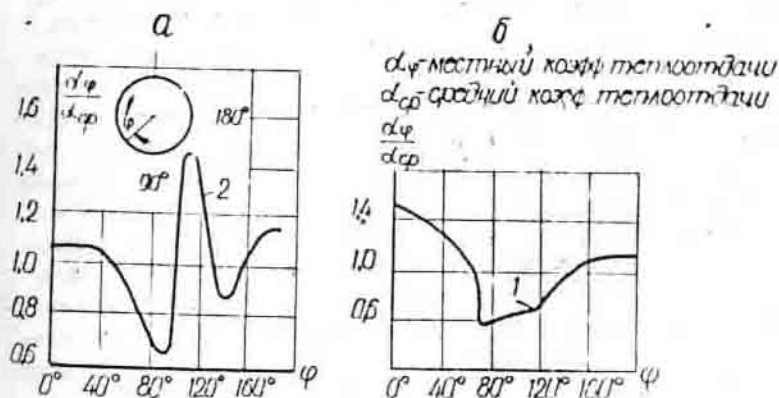


Рис. 3.11. Теплоотдача при поперечном обтекании цилиндра: а - турбулентное течение в пограничном слое; б - ламинарное течение в пограничном слое

При больших числах Рейнольдса ( $Re_{кр} = 1 \cdot 10^5 \dots 4 \cdot 10^5$ ) подтопотивание жидкости вследствие увеличения статического

давления приводит не к отрыву пограничного слоя, а к переходу движения в нем в турбулентную форму. Турбулентный пограничный слой обладает большей кинетической энергией, так как она дополнительно переносится в слой из внешнего потока благодаря пульсации. В результате отрыв потока затягивается и наступает при угле  $\varphi = 120 \dots 140^\circ$ . Смещение места отрыва приводит к уменьшению вихревой зоны за цилиндром, и обтекание цилиндра улучшается. На величину  $Re_{кр}$  существенно влияет степень турбулентности набегающего потока жидкости. Своеобразный характер обтекания поверхности цилиндра, описанный выше, отражается и на особенностях теплоотдачи. Изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра показано на рис. 3.11, где кривая 1 соответствует теплоотдаче при отрыве ламинарного пограничного слоя, кривая 2 - при отрыве турбулентного пограничного слоя. Уменьшение коэффициента теплоотдачи на фронтальной части цилиндра объясняется нарастанием толщины пограничного слоя. Минимум коэффициента соответствует месту отрыва пограничного слоя.

Кормовая часть цилиндра омывается жидкостью, имеющей сложный вихревой характер движения, которым и определяется значение коэффициентов теплоотдачи. Они могут быть как больше, так и меньше коэффициентов теплоотдачи лобовой части цилиндра. При малых числах  $Re$  коэффициент теплоотдачи в кормовой части меньше, чем в передней, но с возрастанием числа  $Re$  они увеличиваются. На кривой 2 рис. 3.11 первый минимум соответствует переходу ламинарного течения в пограничном слое в турбулентное. Коэффициент теплоотдачи при этом резко возрастает. Второй минимум соответствует месту отрыва турбулентного пограничного слоя. Таким образом, изменение теплоотдачи по окружности цилиндра всецело определяется характером обтекания цилиндра.

Опыты показывают, что коэффициент теплоотдачи в наибольшей мере зависит от скорости обтекания цилиндра, плотности жидкости, ее температуры и температурного напора, а в меньшей мере - от теплофизических свойств жидкости.



Для практических расчетов важное значение имеет средний коэффициент теплоотдачи.

Обобщение опытных данных позволило установить, что средний по окружности цилиндра коэффициент теплоотдачи описывается уравнениями:

а) при  $Re = 5 \dots 10^3$

$$\bar{Nu}_ж = 0,5 Re_{ж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,38} \left( \frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (3.39)$$

б) при  $Re = 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$

$$\bar{Nu}_ж = 0,25 Re_{ж}^{0,6} Pr_{ж}^{0,38} \left( \frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (3.40)$$

в) при  $Re = 3 \cdot 10^5 \dots 2 \cdot 10^6$

$$\bar{Nu}_ж = 0,023 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,38} \left( \frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (3.41)$$

При вычислении критериев  $Re_x$  и  $Pr_x$  физические свойства жидкости берут при температуре набегающего потока, за исключением критерия  $Pr_c$ , который вычисляют при температуре стенки  $T_c$ , определяющий размер - диаметр цилиндра.

Следует заметить, что уравнения (3.39)...(3.41) справедливы только для указанного диапазона чисел  $Re$  и при угле атаки, равном  $\pi/2$ . При уменьшении угла атаки коэффициент теплоотдачи уменьшается.

Теплоотдача в любой точке ( $\varphi = 0$ ) цилиндра может быть вычислена из выражения

$$Nu_d = 0,94 Re_d^{0,5} Pr^{0,35}. \quad (3.42)$$

### 3.3.2.1. Экспериментальное определение среднего коэффициента теплоотдачи при вынужденном поперечном обтекании цилиндра

Цель работы - изучение процесса теплоотдачи при вынужденной конвекции, усвоение понятий теории конвективного теплообмена, приобретение навыков опытного определения коэффициентов теплоотдачи.

Содержание работы:

1. Ознакомиться с механизмом теплообмена при вынужденной конвекции и особенностями теплоотдачи при поперечном обтекании цилиндра.

2. Экспериментально определить средний коэффициент теплоотдачи при вынужденном поперечном обтекании цилиндра потоком воздуха.

3. Вычислить коэффициент теплоотдачи для реализованных на установке условий по уравнению подобия и сравнить его значение с полученным в опыте результатом.

4. Составить отчет о выполненной работе, содержащий краткое описание работы, схему опытной установки и системы измерений, протоколы измерений и обработки опытных данных, выводы.

Экспериментальная установка и проведение опыта

Теплоотдачу при вынужденном поперечном обтекании цилиндра исследуют на установке, схема которой показана на рис. 3.12.

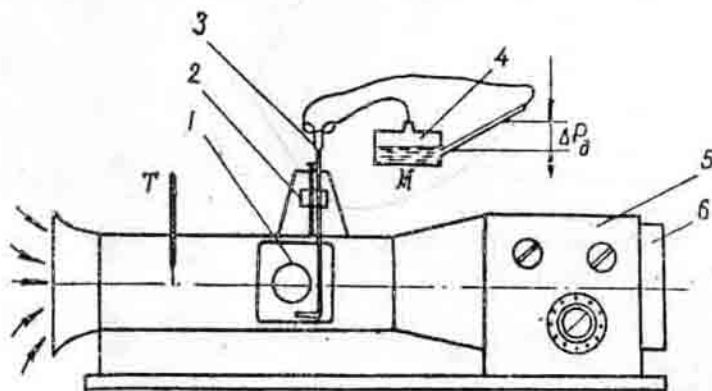


Рис. 3.12. Схема установки для исследования теплоотдачи при вынужденном поперечном обтекании цилиндра воздухом

Цилиндр 1 диаметром  $d = 60$  мм и длиной  $L = 200$  мм укреплен горизонтально в рабочей части аэродинамической трубы. Поток воздуха создается вентилятором 6. Температура набегающего потока  $T_x$  измеряется ртутным термометром 7, температура поверхности цилиндра - восемью медь-константановыми термопарами, равномерно расположенными по окружности. Динамический напор измеряется пневмотрубкой 3, закрепленной в координатнике 2, и микроманометром 4. Ручки включения вентилятора и переключателя термопар размещен на приборной доске 5. Внутри цилиндра расположен нагреватель из нихромовой проволоки, равномерно намотанной на фарфоровую трубку. Пространство между внутренним диаметром опытного цилиндра и нагревателем заполнено керамическим наполнителем. Торцы цилиндра закрыты термоизолирующими заглушками, выполненными из асбестоцемента и текстолита. Электрическая схема установки показана на рис. 3.4.

Для проведения исследований включают вентилятор и при наступлении стационарного режима измеряют силу тока  $J$ , падение напряжения в цепи нагревателя  $U$  и ЭДС термопар  $E_i$ , температуру набегающего воздуха  $T_x$  и динамический напор набегающего потока  $\Delta P_d$ . Измерения производят не менее двух раз через 10-15 мин. Результаты измерения записывают в табл. 3.6.

Таблица 3.6

Но- мер от- сче- та	Измеренные величины						Вычисленные величины										
	$J$ А	$U$ В	$\Delta P_d$ мм	ЭДС термопар $E_i$ , мВ						$\Delta T$ °С	$Q$ Вт	$\alpha_{cr}$ Вт/м <sup>2</sup> ·К	$w$ м/с	$Re$	$Pz$	$Nu$	$d$ Вт/м <sup>2</sup> ·К
1				2	3	4	5	6									
1																	
2																	
3																	

При обработке опытных данных вычисляют:

а) среднюю ЭДС термопар 
$$E = \frac{\sum_{i=1}^n E_i}{n}.$$

По значению средней ЭДС с помощью тарировочной таблицы определить средний температурный напор  $\Delta t = T_c - T_{ж}$ ;

б) количество тепла  $Q$ , Вт, переданное от стенки цилиндра к воздуху:

$$Q = U \cdot F;$$

в) опытное значение коэффициента теплоотдачи, Вт/м<sup>2</sup>К:

$$\alpha_{оп} = \frac{Q}{\Delta t \cdot F};$$

г) плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>:

$$\rho = \frac{P_0}{R \cdot T_{ж}};$$

где  $R = 287$  Дж/кг·К - газовая постоянная воздуха;

д) скорость набегающего потока, м/с:  $W = \sqrt{\frac{2\Delta P_0}{\rho}};$

е) значения критериев  $Re_{ж}$ ,  $Pr_{ж}$ ,  $Pr_c$ . По величине  $Re$  определяют режим течения и устанавливают формулу для вычисления  $Nu_{ж}$ ;

ж) число Нуссельта по формулам (3.59)-(3.41);

з) коэффициент теплоотдачи, Вт/м<sup>2</sup>К:

$$\alpha = \frac{Nu_{ж} \lambda_{ж}}{d};$$

и) относительную погрешность

$$\delta = \frac{\alpha_{оп} - \alpha}{\alpha_{оп}} 100\%.$$

### 3.3.3. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в каналах

Теплоотдача при движении жидкости в каналах - явление, более сложное, чем теплоотдача при внешнем обтекании тел потоком жидкости. При внешнем обтекании тела поток жидкости не ограничен и поэтому не испытывает влияния процессов, протекающих вблизи поверхности тела. При течении жидкости внутри канала вследствие конечных размеров его поперечного сечения жидкость, начиная с входа в канал, по всему сечению испытывает тормозящее действие сил вязкости, одновременно происходит изменение температуры жидкости как по сечению, так и по

длине канала. В результате тормозящего действия сил вязкости в начальном участке канала происходит формирование постоянного, характерного для данного режима движения, поля скорости и образование гидродинамического и температурного пограничных слоев, толщины которых постепенно увеличиваются до полного их ссыпания. Расстояние  $l_{нг}$ , на котором устанавливается постоянное поле скорости в разных сечениях, называется участком гидродинамической стабилизации, а расстояние  $l_{нт}$ , на котором происходит сжигание температурных (тепловых) пограничных слоев, — участком термической, или тепловой стабилизации. На участке стабилизации теплоотдача отличается большой сложностью, сильно изменяется по длине участка и зависит от условий входа (полей скорости и температуры жидкости на входе). В области стабилизированного течения условия на входе в канал практически не сказываются на гидродинамике и теплоотдаче.

Интенсивность теплоотдачи мало зависит от скорости движения жидкости и в основном определяется физическими свойствами жидкости (вязкостью, теплопроводностью, теплоемкостью, плотностью). На рис. 3.13 показано распределение скоростей и температуры по сечению канала на начальном и стабилизированном участках при ламинарном течении жидкости.

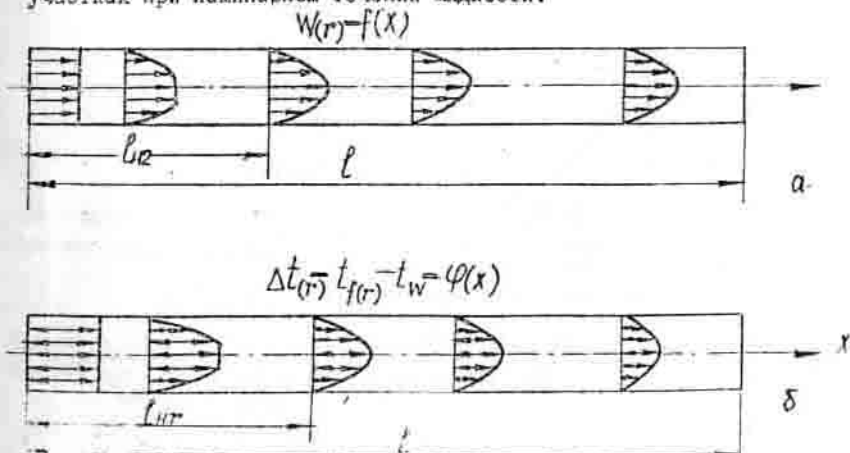


Рис. 3.13. Распределение скоростей (а) и температуры (б) по сечению канала

Длина участка термической стабилизации  $\xi_{нт}$  зависит от большого числа факторов, таких, как степень турбулентности потока жидкости на входе, теплопроводность жидкости, температурное поле жидкости на входе, наличие или отсутствие гидродинамической стабилизации, значение числа  $Re$  на входе и др. Длины участков термической и гидродинамической стабилизации не всегда совпадают.

При ламинарном режиме течения жидкости ( $Re \leq 2300$ )  $\xi_{нт}$  достигает 100 калибров (диаметров), а для очень вязких жидкостей ( $Re \approx 1$ ) - нескольких тысяч диаметров.

При развитом турбулентном режиме ( $Re \geq 10^4$ )  $\xi_{нт} \approx 50d$ . На участке термической стабилизации температурный градиент на стенке  $(\frac{dT_{жк}}{dz})_{z=z_0}$  убывает быстрее температурного напора  $\Delta T = T_{жк} - T_c$ , в результате, как это следует из дифференциального уравнения теплоотдачи  $\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta T} (\frac{dT_{жк}}{dz})_{z=z_0}$ , коэффициент теплоотдачи уменьшается. При наступлении термической стабилизации изменяется не только средняя по сечению температура жидкости, но и температура жидкости по оси трубы. В термически стабилизированном течении температурный градиент жидкости у стенки и температурный напор убывают вдоль канала с одинаковой скоростью и коэффициенты теплоотдачи (местные и средние) становятся постоянной величиной (рис. 3.14).

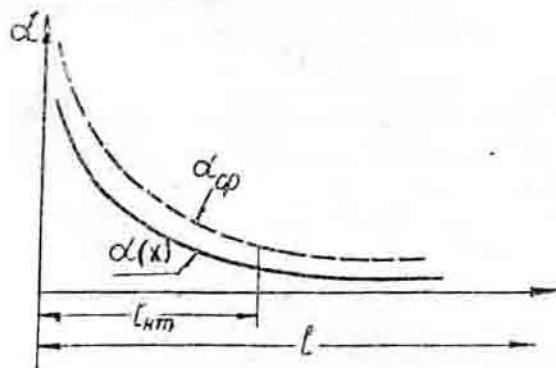


Рис. 3.14. Изменение локальных  $\alpha(x)$  и средних  $\alpha_{ср}$  коэффициентов теплоотдачи по длине трубы

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  при течении жидкости в трубах вычисляют по разным формулам в зависимости от режима течения.

Если  $C_e/Re \ll 1$ , то устанавливается ламинарное, не осложненное токами свободной конвекции течения (вязкостный режим). В этом случае предельное значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_\infty$  (т.е. для бесконечно длинной трубы) определяется только диаметром трубы и теплопроводностью жидкости. В практических расчетах можно использовать формулу

$$Nu_\infty = \frac{\alpha_\infty d}{\lambda_{ж}} = 4 \left( \frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25} \quad (3.43)$$

Эта формула справедлива при параболическом законе распределения скоростей по сечению трубы, что характерно для излучающего малых температурных напоров. Кроме того, здесь фактически не учитывается теплообмен на начальном участке трубы. Поэтому, если длина трубы больше  $\ell_{нт}$  и теплообмен происходит с начала трубы, средние коэффициенты теплоотдачи при вязкостном сечении определяют по формуле

$$Nu = 1,55 (Re \cdot Pr_c \frac{d}{\ell})^{1/3} \left( \frac{\mu_{ж}}{\mu_c} \right)^{0,14} \varepsilon \varepsilon, \quad (3.44)$$

где

$$\varepsilon \varepsilon = f(Re, \ell/d).$$

Здесь средний коэффициент теплоотдачи отнесен к средне-логарифмическому температурному напору

$$\Delta T_\lambda = \frac{(T_{ж} - T_c) b_{вх} - (T_{ж} - T_c) b_{вых}}{\ln \frac{(T_{ж} - T_c) b_{вх}}{(T_{ж} - T_c) b_{вых}}}, \quad (3.45)$$

где индексы "вх" и "вых" означает вход в трубу и выход из нее. Физические свойства жидкости выбирают по температуре:

$$T_{опр} = \bar{T}_c - \frac{\Delta T_\lambda}{2}. \quad (3.46)$$

Значение  $\mu_c$  берут при средней температуре стенки  $T_c$ . Определяющим размером является внутренний диаметр трубы.

При  $C_e Pr_c > 8 \cdot 10^5$  устанавливается вязкостно-гравитационный режим течения ( $Re < 2300$ ). Свободное движение, накладываясь на осевое течение, приводит к интенсификации теплоотдачи. Оценка средне-

го коэффициента теплоотдачи в этом случае может быть произведена по формуле

$$Nu_{\text{жд}} = 0,15 Re_{\text{жд}}^{0,32} Pr_{\text{ж}}^{0,23} (C_{\text{жд}} Pr_{\text{ж}})^{0,1} \left(\frac{Pr_{\text{жк}}}{Pr_{\text{жс}}}\right)^{0,25} \varepsilon_{\varepsilon} \quad (3.47)$$

В данном случае определяющей является средняя температура вязкости в трубе. Поправка на длину трубы  $\varepsilon_{\varepsilon}$  может быть оценена с помощью данных табл. 3.8.

Таблица 3.8

$l/d$	1	2	5	10	15	20	30	40	> 50
$\varepsilon_{\varepsilon}$	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

Средние коэффициенты теплоотдачи при турбулентном движении жидкости в трубах ( $Re > 10^4$ ) вычисляются по формуле Михеева

$$Nu_{\text{ж}} = 0,021 Re_{\text{ж}}^{0,8} Pr_{\text{ж}}^{0,43} \left(\frac{Pr_{\text{жк}}}{Pr_{\text{жс}}}\right)^{0,25} \varepsilon_{\varepsilon} \quad (3.48)$$

где

$$\varepsilon_{\varepsilon} \approx 1 + 2 \frac{d}{l} \quad (3.49)$$

А.С. Сукоделов предложена формула для вычисления местных коэффициентов теплоотдачи при турбулентном режиме движения жидкости:

$$Nu_f = 0,022 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} \varepsilon_{\varepsilon} \quad (3.50)$$

В формуле (3.50) в качестве определяющей принята средняя в данном сечении температура жидкости, а определяющего размера - диаметр трубы.

Если  $l/d \geq 15$ , то  $\varepsilon_{\varepsilon} = 1$ , а при  $l/d < 15$

$$\varepsilon_{\varepsilon} = 1,38 \left(\frac{l}{d}\right)^{-0,12} \quad (3.51)$$

где  $l$  - расстояние от входа в канал до рассматриваемого сечения.

Теплоотдачу в каналах некруглого поперечного сечения рассчитывают по приведенным выше формулам, но при этом характерным размером при вычислении критерия подобия служит  $d_{\text{эк}} = 4\Omega/\Pi$ -эквивалентный диаметр, где  $\Omega$  - площадь живого сечения по-



тока жидкости,  $\Pi$  - смачиваемый жидкостью периметр поперечного сечения канала. Теплоотдача в шероховатых каналах дополнительно зависит от формы неровностей поверхности, относительной шероховатости  $\delta/d$  расстояния между бугорками и т.д. Теплоотдача шероховатых труб может увеличиться в три раза по сравнению с гладкими. Это позволяет использовать шероховатость как средство интенсификации теплообмена. Теплоотдача в изогнутых трубах под действием возникающих центробежных сил протекает более интенсивно, чем в прямых.

### 3.3.3.1. Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи при вынужденном течении воздуха в трубе

Цель работы - изучение теплоотдачи при вынужденной конвекции, усвоение понятий теории конвективного теплообмена, приобретение навыков опытного определения коэффициентов теплоотдачи.

#### Содержание работы:

- 1) ознакомиться с механизмом теплообмена при вынужденной конвекции и особенностями теплоотдачи при вынужденном течении жидкости в каналах;
- 2) экспериментально определить значения средних коэффициентов теплоотдачи для участков трубы различной длины (по заданию преподавателя);
- 3) вычислить коэффициенты теплоотдачи для исследуемых участков по соответствующим уравнениям подобия для режимов течения, установленных в опыте;
- 4) сравнить опытные и расчетные результаты;
- 5) составить отчет о выполненной работе, содержащий краткое описание работы, схему опытной установки, протокол измерений и обработки опытных данных, график  $\alpha = f(\ell)$ , выводы.

#### Описание экспериментальной установки

Лабораторная установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 3.15, представляет собой цилиндрическую

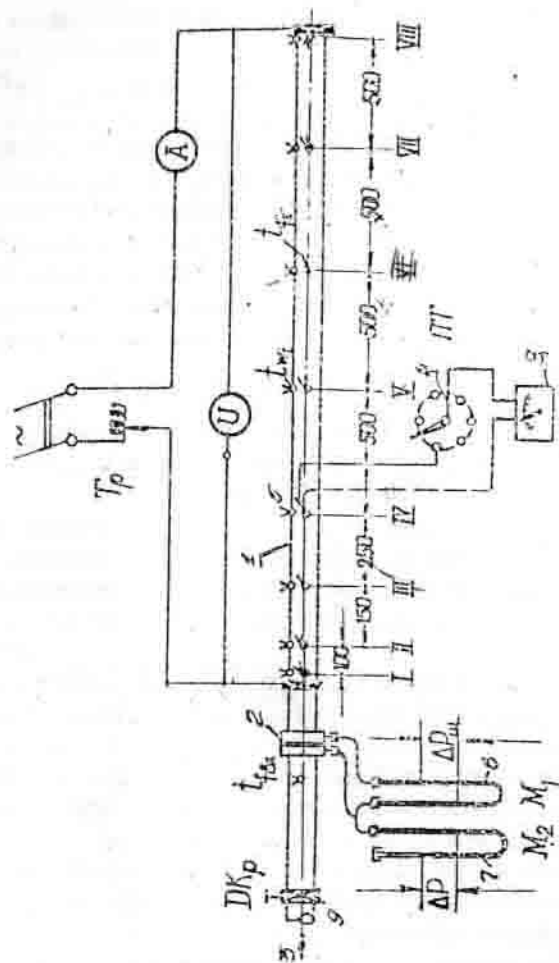


Рис. 3.15. Схема установки для исследования теплообмена при вынужденном движении воздуха в круглой трубе

Вместо температур стенки  $T_c$  в лабораторной работе измеряют температурные напоры  $\Delta T_{c-ж} = T_c - T_{ж}$ . Измерения в сечении VI не производятся, а номера сечений, начиная с сечения VII уменьшаются на единицу.

трубу из стали 1X18H10T диаметром  $d = 20$  мм и длиной  $L = 2,5$  м. Нагрев трубы осуществляют Джоулевым теплом, а охлаждение - воздухом, предварительно сжатым в компрессоре и протекающим через трубу. Расход воздуха измеряют двойной диафрагмой 2 диаметром  $d_{\text{ш}} = 10$  мм. Для измерения температуры стенки  $T_c$  и воздуха  $T_{\text{ж}}$  по длине мерного участка трубы в восьми сечениях установлены хромель-копелевые термопары 5, которые через многопозиционный переключатель 4 соединяются с потенциометром 8. Перепад давления на диафрагме  $\Delta P_{\text{ш}}$  и избыточное давление перед диафрагмой  $\Delta P$  измеряют манометрами 6 и 7, температуру воздуха на входе в диафрагму  $T_{\text{ж,вх}}$  хромель-копелевой термопарой. Расход (скорость) воздуха в трубе изменяют с помощью дроссельного крана 9.

### Проведение опытов

Убедившись в исправном состоянии установки, включить компрессор и установить необходимый режим течения воздуха.

Включить нагрев и трансформатором тока установить требуемую мощность нагревателя для создания необходимого температурного режима (приведенные выше позиции выполняются лаборантом).

При наступлении стационарного режима теплоотдачи замерить: барометрическое давление  $P_0$ , температуру окружающего воздуха  $T_0$ , перепад давления на диафрагме  $P_{\text{ш}}$ , избыточное давление на входе в диафрагму,  $\Delta P$ , ЭДС термопары, измеряющей температуру воздуха на входе в диафрагму  $E_{\text{вх}}$  и ЭДС термопар, измеряющих температуры стенки и воздуха в сечениях 1...VII  $E_{\text{ж1}}$  и  $E_{\text{с}}$ . Измерения производят не менее двух раз на одном и том же режиме через 10-15 минут.

Результаты измерений записывают в таблицу.

### Обработка опытных данных

1. По измеренным ЭДС  $E_{\text{вх}}$ ,  $E_{\text{с1}}$ ,  $E_{\text{ж1}}$  и градуировочной таблице хромель-копелевых термопар определить значения температуры на входе в диафрагму ( $T_{\text{вх}}$ ) и температур стенки и воздуха в сечениях 1...VII ( $T_{\text{с1}}$ ,  $T_{\text{ж1}}$ ) и построить графики  $T_c = f(x)$

и  $T_{ж} = \varphi(x)$ .

2. Анализ графиков  $T_c = f(x)$  и  $T_{ж} = \varphi(x)$  показывает, что средний температурный напор на расчетных участках канала, ограниченных  $i$  и  $j$  сечениями, можно определить как среднееинтегральный:

$$\Delta T_{i-j} = \frac{\sum_{k=i}^j \Delta t_k \ell_k}{\sum_{k=i}^j \ell_k}$$

3. Плотность воздуха на входе в мерную диафрагму

$$\rho_{вк} = \frac{P_0 + \Delta P}{RT_{вк}}$$

где  $R = 287 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$  - газовая постоянная воздуха.

4. Массовый расход воздуха, кг/с:

$$M = \psi S \sqrt{2 \cdot \Delta P_{ш} \cdot \rho_{вк}}$$

где  $\psi = 0,703$  - коэффициент расхода диафрагмы;  $S = 78,5 \times 10^{-6} \text{ м}^2$  - площадь проходного сечения диафрагмы.

5. Коэффициенты теплоотдачи на мерных участках

$$\alpha_j = \frac{MC_p(T_{ж(i,j)} - T_{ж1})}{\pi d_j \ell_j \Delta T_j}$$

где  $C_p = 1005 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$  - изобарная теплоемкость воздуха,  
 $d = 20 \text{ мм}$  - диаметр канала.

Результаты вычислений представить в виде графика  $\alpha_j = F(x)$ .

6. Плотность воздуха на входе в мерный канал,  $\text{кг/м}^3$ :

$$\rho = \frac{P_0 + \Delta P}{RT_{ж1}}$$

7. Средняя скорость воздуха на входе в канал

$$W = \frac{M}{\rho S}, \quad S = \frac{\pi d^2}{4} \quad \text{- площадь поперечного сечения канала.}$$

8. Число Рейнольдса  $Re = \frac{W \cdot d}{\nu}$ .

Определив по значению числа  $Re$  режим движения воздуха в трубе, относительные длины  $\xi_j = \ell_j / d$  и выбрав соответствующие критериальные уравнения, вычислим число Нуссельта и коэффициент теплоотдачи.

$$\alpha_{jm} = \frac{Nu \lambda}{d}$$

Полученные результаты сравнить с общими значениями коэффициентов теплоотдачи.

9. Определить относительные ошибки  $\delta = \frac{\alpha_j - \alpha_{jm}}{\alpha_j} 100\%$ .

Таблица результатов обработки данных

Мерные участки		$\xi_j$	$\Delta T_j$	$\rho \beta_{\text{ж}}$	$M_j$	$\alpha_j$	$\rho$	$W_j$	$Re$	$Nu_j$	$\xi_j$	$\alpha_{jm}$
Номер участка	сечения	$\frac{1}{m}$	$^{\circ}\text{C}$	$\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\frac{\text{кг}}{\text{с}}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$	$\frac{\text{кг}}{\text{м}}$	$\frac{\text{м}}{\text{с}}$				$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$
1	1-II											
2	1-III											
3	1-IV											
4	1-VIII											

### 3.3.4. Контрольные вопросы

1. Что называется процессом теплоотдачи?
2. Опишите механизм переноса тепла в процессе теплоотдачи.
3. Уравнение теплоотдачи (уравнение Ньютона-Рихмана).
4. Физический смысл коэффициента теплоотдачи и его размерность.
5. Что называется конвективным теплообменом? Назовите два вида конвекции.
6. Объясните механизм переноса тепла посредством конвекции.
7. Что такое пограничный слой? Объясните механизм переноса тепла по направлению нормали к стенке в пограничном слое.
8. Объясните механизм отрыва пограничного слоя при обтекании неудобообтекаемых тел.
9. Объясните изменение теплоотдачи по периметру цилиндра.
10. Укажите факторы, от которых зависит теплоотдача при поперечном обтекании цилиндра потоком газа.
11. Объясните причину затягивания места отрыва пограничного слоя при турбулентном обтекании цилиндра.
12. Чем объяснить уменьшение коэффициента теплоотдачи по длине канала на участке термической стабилизации?
13. Чем объяснить постоянство коэффициента теплоотдачи по длине канала при термически стабилизированном теплообмене?
14. От каких факторов зависит длина участка термической стабилизации?
15. От каких факторов зависит теплоотдача при движении жидкости в каналах?

16. Приведите структурную форму критериальных уравнений для определения средних коэффициентов теплоотдачи при свободной конвекции, вынужденном обтекании тел, при движении жидкости в каналах.
17. Что называется определяющей температурой и как она выбирается?
18. Укажите особенности теплоотдачи при больших скоростях движения газов.
19. Укажите особенности теплоотдачи жидкометаллических теплоносителей.
20. Объясните влияние режима жидкости на теплоотдачу.
21. Чем отличается расчет среднего коэффициента теплоотдачи каналов некруглого поперечного сечения от каналов круглого поперечного сечения?

#### 4. ТЕПЛОБМЕН ПРИ КИПЕНИИ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

##### 4.1. Механизм процесса кипения жидкости

Кипение (образование пара внутри жидкости) приводит к существенному изменению механизма переноса тепла по сравнению с механизмом теплообмена в однофазной жидкости, что отражается и на значениях достижимых коэффициентов теплоотдачи.

Кипение возникает в том случае, когда перегрев жидкости достаточен для образования в ней пузырьков пара. Напомним, что перегревом называют превышение температуры жидкости  $T_{жк}$  над температурой насыщения  $T_s$ , соответствующей заданному давлению жидкости  $P$ .

При температуре  $T_{жк} = T_s$  возможно сосуществование пара и жидкости, разделенных плоской межфазной поверхностью. Если при той же температуре жидкости граница раздела фаз вогнута (как в пузырьке), молекулы жидкости при испарении совершают большую работу выхода из-за увеличения равнодействующей сил молекулярного взаимодействия, удерживающих молекулу в поверхностном слое. Как видно на рис. 4.1,

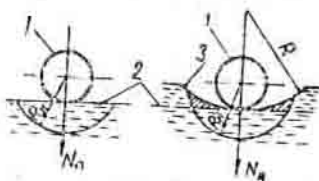


Рис. 4.1. Силы, удерживающие молекулу на границе раздела фаз: 1 - молекула; 2 - плоская граница раздела; 3 - вогнутая граница раздела;  $R$  - радиус кривизны границы раздела;  $R_{\text{дв}}$  - радиус действия сил молекулярного взаимодействия;  $N_n$  и  $N_B$  - удерживающие силы на плоской и вогнутой поверхности ( $N_B > N_n$ )

возникновения этой дополнительной силы обусловлено воздействием жидкости (на рисунке - ватрихованный объем). Следовательно, концентрация молекул пара над вогнутой поверхностью меньше, чем над плоской, соответственно и давление пара меньше давления над плоской поверхностью на некоторую величину  $\Delta P$ .

На рис. 4.2 показаны кривые упругости пара над плоской

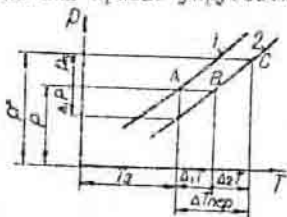


Рис. 4.2. Зависимость давления насыщенного пара над плоской (1) и вогнутой (2) поверхностями жидкости от температуры

и вогнутой границами раздела фаз. Из рисунка видно, что для равновесного состояния пара при давлении  $P$  (точка В) жидкость необходимо перегреть относительно температуры  $T_0$  на величину  $\Delta T$ . Однако следует еще учесть, что давление в пузырьке  $P''$  превышает давление в жидкости  $P$  на величину капиллярного давления  $\Delta P_0$ , обусловленного действием сил поверхностного натяжения на кривой границе:

$$P'' = P + \Delta P_0 = P + 2\sigma/R. \quad (4.1)$$

Для компенсации давления  $P''$ , что является необходимым условием существования пузырька, жидкость (и находящийся с ней в тепловом равновесии пар) нужно дополнительно перегреть на величину  $\Delta_2 T$  (см. рис. 4.2, на котором равновесному состоянию жидкости и пара в пузырьке соответствует точка С).

Таким образом, существование в жидкости паровых пузырьков возможно лишь при некотором ее перегреве

$$\Delta T_{\text{пер}} = T_{\text{к}} - t_s = \Delta_1 T + \Delta_2 T.$$

Из условий равновесия двух соприкасающихся фаз (равенства сил, действующих на поверхность раздела, температур пара и жидкости, химических потенциалов фаз) получено выражение для определения перегрева, который необходим для равновесного существования жидкости парового пузырька радиусом  $R$ :

$$\Delta T_{\text{пер}} = 2\sigma T_s / (z \rho_s'' R). \quad (4.2)$$

Здесь  $T_s$  - температура насыщения по шкале Кельвина;  
 $z$  - скрытая теплота фазового перехода;  
 $\rho_s''$  - плотность насыщенного пара.

Из выражения (4.2) вытекает, что при  $R \rightarrow 0$  (при зародении пузырька)  $\Delta T_{\text{пер}} \rightarrow \infty$ , т.е. пузырек пара в чистой жидкости не возникает даже при очень больших перегревах.

Появления пузырьков возможно на имеющихся центрах парообразования в зоне максимального перегрева. Роль таких центров могут играть примеси посторонних газов, твердых частиц либо микронеровности на твердых поверхностях, имеющие конечный радиус кривизны. При нагреве жидкости путем подвода тепла от греющей стенки именно на ней наблюдается максимальный перегрев и наибольшее количество центров парообразования, поэтому при кипении образование паровых пузырьков происходит на поверхности нагрева. Температура жидкости у стенки равна температуре стенки, т.е. перегрев при кипении определяется разностью  $\Delta T_{\text{пер}} = T_c - T_s$ .

При конкретном перегреве пузырьки возникают на микронеровностях, имеющих радиус кривизны, не меньший, чем опре-



действий по формуле (4.2) предельный радиус пузырька, т.е. центр парообразования генерирует пузырьки при условии

$$R_n \geq 2\sigma T_s / (\rho_s'' \Delta T_{\text{пер}}). \quad (4.3)$$

С ростом температуры стенки (перегрева) возрастает количество действующих центров парообразования, так как все большее их число удовлетворяет условию (4.3).

Возникающий на поверхности нагрева пузырек начинает быстро расти, поскольку малейшее увеличение его объема вызывает уменьшения в нем давления и соответствующей температуры насыщенного пара. Температура окружающей жидкости по-прежнему определяется температурой стенки. В связи с этим начинается интенсивный процесс парообразования внутри пузырька, и он в конце концов достигает таких размеров, что отскакивает от поверхности нагрева и всплывает. Эквивалентный диаметр парового пузырька в момент отрыва зависит от сил его сцепления с поверхностью, который, в свою очередь, зависит от коэффициента поверхностного натяжения жидкости и ее способности смачивать стенку. Смачиваемость характеризуется величиной краевого угла  $\theta$ . При прочих равных условиях чем больше  $\theta$ , тем больший объем пузырька необходим для преодоления сил (рис. 4.3).

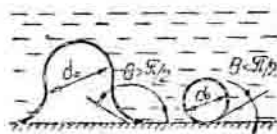


Рис. 4.3. К оценке влияния краевого угла на диаметр пузырька, отрывающегося от поверхности нагрева

Всплывающий в перегретой жидкости пузырек продолжает интенсивно увеличиваться в размерах вследствие испарения жидкости в его полость. Жидкость при этом охлаждается из-за отвода от нее теплоты парообразования и на сравнительно небольшом расстоянии от поверхности нагрева (1...2 мм) достигает температуры, практически равной температуре насыщения  $T_s$ , соответствующему давлению в сосуде при плоской границе раздела

фаз. Объясняется это тем, что в основном объеме кипящей жидкости пузырьки пара достаточно велики и требуемый для их существования перегрев жидкости, согласно формуле (4.3), весьма мал ( $\sim 0,4 + 0,8^{\circ}\text{C}$ ). Поэтому при описании теплоотдачи подогретой до кипения жидкости под температурным напором понимают разность температуры стенки  $T_c$  и температуры насыщения  $T_s$ , т.е. формула (3.1) для расчета удельного теплового потока приобретает вид

$$q = \alpha (T_c - T_s). \quad (4.4)$$

#### 4.2. Теплоотдача при кипении

Описание особенности кипения жидкости позволяет представить следующий механизм ее теплообмена с поверхностью нагрева.

При сравнительно небольших температурных напорах  $\Delta T = T_c - T_s$  перегрев жидкости у стенки либо не обеспечивает образования пузырьков пара на стенке, либо число образующихся пузырьков столь мало, что они не оказывают существенного влияния на гидродинамические условия у греющей стенки. В этой области действует механизм переноса тепла, характерный для конвекции в однофазной жидкости.

С увеличением перегрева (температуры стенки) все большее число центров парообразования начинает удовлетворять условию (4.3) и количество пузырьков, генерируемых стенкой, возрастает. Они начинают оказывать определяющее влияние на механизмы теплоотдачи. Это область развитого пузырькового кипения. По всей поверхности нагрева пузырьки пара периодически возникают, растут, отрываются от стенки и всплывают. Растущий на поверхности пузырек отесняет перегретую жидкость от стенки. После его отрыва и всплывания жидкость из основного объема поступает в освободившееся пространство и прогревается до температуры стенки. В ней начинает расти новый пузырек. Движения пузырьков вызывает турбулизацию жидкости у стенки и обеспечивает интенсивное протекание процессов переноса в пристеночной области. Непосредственно у стенки тепло отводится путем теплопроводности подводится главным образом к жидкости, так как ее коэффи-

коэффициент теплопроводности существенно больше, чем пара. В процессе испарения в растущий пузырек от жидкости отводится скрытая теплота парообразования, что приводит к быстрому ее охлаждению до температуры, близкой к температуре насыщения  $T_s$ . Этот процесс наблюдается как при росте пузырька на стенке, так и после его отрыва от нее, причем при всплывании пузырька от жидкости отбирается намного больше теплоты, чем при его росте на стенке.

Парообразование в перегретой жидкости как процесс перехода жидкости из метастабильного состояния в равновесное протекает с очень высокой скоростью, что способствует интенсификации теплоотдачи кипящей жидкости.

Таким образом, коэффициент теплоотдачи при пузырьковом режиме кипения жидкости на поверхности значительно выше, чем при конвекции однофазной жидкости.

Характерно, что с повышением температуры стенки существенно увеличивается и коэффициент теплоотдачи, так как с ростом перегрева образуется все большее число действующих центров парообразования. Однако эта тенденция наблюдается лишь до определенных значений  $\Delta T$ . При некотором температурном напоре, соответствующем определенному тепловому потоку, образуется так много пузырьков, что они сливаются в сплошные паровые полости, которые при дальнейшем увеличении  $\Delta T$  образуют сплошную паровую пленку, оттесняющую жидкость от поверхности нагрева. Возникает так называемое пленочное кипение, при котором коэффициент теплоотдачи ниже, чем при пузырьковом, так как теплопроводность пара невелика, а его конвекция не компенсирует интенсифицирующих факторов, характерных для пузырькового кипения.

Режим теплоотдачи, соответствующий максимумам коэффициента теплоотдачи и удельного теплового потока, называют критическим. Проектируя теплообменные устройства, необходимо обеспечивать пузырьковый режим кипения на теплоотдающих поверхностях, особенно в тех случаях, когда заданной величиной является удельный тепловой поток. Нарушение этого условия может привести к аварийной ситуации, так как заданное значение  $q$

в пленочном режиме кипения реализуется при очень больших температурных напорах, что может привести к недопустимо большому возрастанию температуры стенки и ее перегосу.

Рассмотрим особенности теплопередачи при кипении, объясняют характер зависимостей коэффициента теплоотдачи и удельного теплового потока от температурного напора, показанных на рис. 4.4, где обозначены области температурного напора, соответствующие тому или иному механизму теплоотдачи.

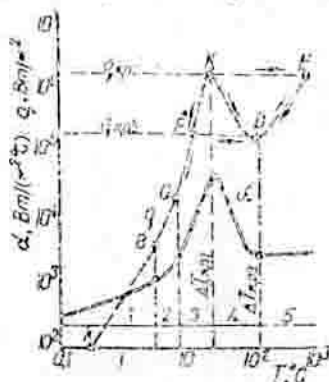


Рис. 4.4. Зависимость  $\alpha$  и  $q$  от температурного напора при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности: 1 - конвекция однофазной жидкости; 2 - переход к развитому пузырьковому кипению; 3 - развитое пузырьковое кипение; 4 - переход от пузырькового кипения к пленочному; 5 - пленочное кипение

Развитие кризиса теплоотдачи протекает по-разному в зависимости от способа теплоотдающей поверхности. Например, при облучении паром независимо от режима кипения задается температура стенки. Тепловой поток изменяется в соответствии с уменьшением  $\alpha$  и ростом  $\Delta T$  по линии  $KD$ . На этом участке преобладающим фактором является уменьшение  $\alpha$  и, значит, тепловой поток уменьшается. После завершения перехода к развитому пленочному кипению  $\alpha$  практически не изменяется и возрастает пропорционально увеличению  $\Delta T$  (линия  $DE$ ).

Если в качестве независимой величины задается удельный

тепловой поток (например, при электрообогреве), то монотонное увеличение  $q$  вызывает скачок температурного напора (резкое возрастание температуры стенки по линии KE). Возврат от пленочного кипения к пузырьковому происходит по линии EDE. Минимальное значение  $q$  в области пленочного кипения называют вторым критическим удельным тепловым потоком.

Для технических приложений наибольший интерес представляет режим развитого пузырькового кипения, так как он обеспечивает получение больших коэффициентов теплоотдачи.

Строгого теоретического подхода к расчету  $\alpha$  для этого режима осуществить не удается из-за большого числа влияющих факторов и трудностей теоретического описания гидродинамических и теплообменных процессов, протекающих в жидкости. В частности, для такого расчета необходимо конкретизировать количество действующих центров парообразования, описать процессы возникновения и роста пузырьков, определить частоту их отрыва, решить гидродинамическую задачу всплытия пузырька и движения жидкости в его окрестности с учетом теплообмена между фазами и т.д. Поэтому предложенные зависимости для расчета  $\alpha$  получены на основе обобщения опытных данных с привлечением теории подобия. В этом случае систему уравнений, описывающую процесс при определенных допущениях, используют для нахождения влияющих безразмерных комплексов (критериев подобия), а конкретную связь между безразмерным коэффициентом теплоотдачи (числом Нуссельта) и критериями подобия устанавливают на основе опытных исследований.

Опытные данные, касающиеся теплоотдачи различных жидкостей, хорошо обобщаются следующей критериальной формулой:

$$Nu = m Re^n Pr_2, \quad (4.5)$$

$$Nu = \alpha \ell / \lambda'_s; \quad Re = w \ell / \nu'_s; \quad Pr_2 = \nu'_s / \alpha'_s,$$

где  $\ell = G T_s \rho'_s c'_s / (\rho_s'' z)^2$  - характерный линейный размер, пропорциональный диаметру пузырька;

$w = q / z \rho_s''$  - характерная скорость парообразования;

$$\nu'_s, \alpha'_s, \sigma, \lambda'_s$$

$$\rho'_s, \rho''_s$$

$$c'_s$$

$$m, n$$

- кинематический коэффициент вязкости, коэффициенты температуропроводности, поверхностного натяжения и теплопроводности жидкости при параметрах насыщения;
- плотность жидкости и сухого пара при параметрах насыщения;
- удельная теплоемкость жидкости в тех же условиях;
- эмпирические коэффициенты, зависящие от рода жидкости, значения  $Re$ , свойства поверхности нагрева.

Для неметаллических жидкостей при  $Re \geq 0,01$  можно принять  $m = 0,125$ ,  $n = 0,65$ . Предложен и ряд других критерийных формул для расчета  $\alpha$ .

Выражение (4.5) неудобно для выполнения практических расчетов, так как для его использования необходимо сведение к термодинамическим свойствам жидкости и пар, которые не всегда известны. В связи с этим, поскольку все входящие в (4.5) члены зависят в конечном счете от удельного теплового потока и давления насыщения, становится возможным получить для конкретной жидкости более простые размерные соотношения. Например, для воды в диапазоне давлений  $1 \leq p \leq 40$  бар можно использовать формулу

$$\alpha = 3,14 q^{0,7} p^{0,15} \quad (4.6)$$

Обметим, что приведенные здесь рекомендации к расчету  $\alpha$  справедливы при  $\beta < \pi/2$ , т.е. для жидкостей, омываемых поверхностью нагрева. В случае  $\beta > \pi/2$  даже при относительно большом числе нуклеов паробразования форма пузырьков такова (см. рис. 4.3), что они перекрывают значительную часть греющей стенки, образуя по существу теплоизоляционную пленку, и интенсивность теплоотдачи резко снижается.

#### 4.2.1. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности в условиях свободной конвекции

Цель работы – изучение теплообмена при кипении жидкости в большом объеме, усвоение понятий конвективного теплообмена, приобретение навыков опытного определения коэффициентов теплоотдачи.

##### Содержание работы:

1. Ознакомиться с механизмом кипения и теплообмена при кипении жидкости в большом объеме в условиях свободной конвекции.
2. Опытным путем изучить процесс теплоотдачи при пузырьковым режиме кипения воды на теплоотдающей поверхности в условиях естественной конвекции в большом объеме.
3. Определить в процессе выполнения работы зависимость коэффициента теплоотдачи от удельного теплового потока.
4. Сопоставить полученные значения коэффициента теплоотдачи со значениями, рассчитанными по рекомендованным в литературе зависимостям.

##### Описание экспериментальной установки

Для опытного определения коэффициента теплоотдачи в соответствии с формулой (4.4) необходимо измерить удельный тепловой поток  $q$  и температурный напор  $\Delta T = T_c - T_s$ .

Измерения производят с помощью экспериментальной установки, схема которой изображена на рис. 4.5. В теплоизолированный сосуд 4 из нержавеющей стали помещена трубка 10 длиной  $L = 105$  мм с наружным  $d_n = 6$  мм и внутренним  $d_b = 4$  мм диаметрами (материал – сталь Х18Н10Т). Трубку обогревают переменным электрическим током, параметры которого измеряют вольтметром 16 и амперметром 17 с универсальным трансформатором тока. Электричество к ней подает от силового трансформатора 1 через делитель 5, размещенные в электроизолирующих втулках 6,

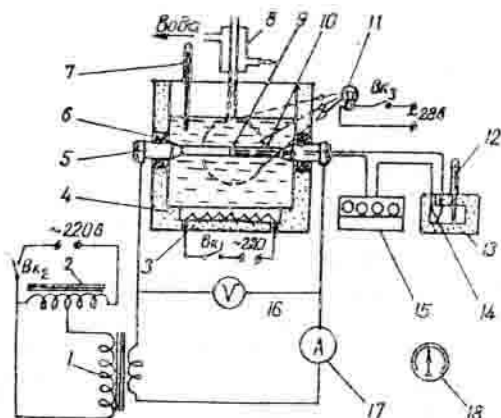


Рис. 4.5. Схема установки для исследования теплоотдачи при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности

и регулируют автотрансформатором 2, питаемым от городской сети переменного тока. В сосуд 4 заливают дистиллированную воду таким образом, чтобы трубка была расположена на расстоянии не менее 50...60 мм от свободной поверхности жидкости. Температуру воды в сосуде контролируют термометром 7. Кипение жидкости происходит на поверхности трубки. Для того, чтобы избежать потери пара воды в атмосферу, используют конденсатор 8, через который рабочий объем сосуда сообщается с атмосферой. Для интенсификации процесса конденсации пара через конденсатор пропускают охлаждающую жидкость (воду). Конденсат снова возвращается в сосуд 4, как показано на рисунке. Визуальный контроль за процессом кипения на поверхности трубки осуществляют через смотровые окна. Подсветки лампой 11 облегчает наблюдения. В нижней части сосуда 4 установлен электронагреватель 3, предназначенный для предварительного подогрева воды до температуры кипения. Внутри трубки расположен горячий спай хромель-копелевой термопары 9. Ее электродвижущую силу (ЭДС) определяют с помощью милливольтметра 15. Темпера-



туру холодного спая термометра 14, помещенного в термоизолированный сосуд 13, измеряют термометром 12. Термометра 11 позволяет измерить температуру внутренней поверхности трубки  $T_{св}$ . Температуру наружной стенки  $T_c$  находят расчетным путем на основе решения задачи теплопроводности цилиндрической стенки с внутренними источниками тепла при заданном тепловом потоке через наружную поверхность и отсутствии теплового потока через внутреннюю поверхность.

Суммарный тепловой поток при стационарном режиме теплообмена равен электрической мощности, подводимой к трулке, которую вычисляют по показаниям вольтметра и амперметра. Тогда при известной площади наружной поверхности трубки легко найти удельный тепловой поток.

Для определения температуры помещения  $T_5$  достаточно знать атмосферное давление (равное давлению в сосуде 4), так как эти величины однозначно связаны. Измерения атмосферного давления осуществляют с помощью барометра 16.

#### Методика проведения опытов

1. Сосуд 4 заливают дистиллированной водой таким образом, чтобы свободная поверхность жидкости находилась выше поверхности экспериментальной трубки на 30...60 мм.

2. Измеряют атмосферное давление  $P_0$  и по таблице определяют соответствующую ему температуру насыщения  $T_5$ .

3. Включают электронагреватель 3 и в конденсатор 5 подают воду для охлаждения. Затем включают лампу подсветки 11.

4. При нагреве воды в сосуде 4 до температуры кипения (контроль производят с помощью термометра 7 и визуально) выключают электронагреватель 3.

5. Включают цепь питания трубки электротокотом и автотрансформатором 2 устанавливает режим, соответствующий пузырьковому кипению (контроль производят визуально) на поверхности трубки.

6. Через 3 - 4 минуты в протокол записывают показания манометра 7 ( $T_K$ ), термометра 14 ( $T_0$ ), БДС

термопары ( $\Theta_{np}$ ), вольтметра 16 ( $U$ ), амперметра 17 ( $i_{np}$ ).

7. Устанавливают новый тепловой режим трубки и через 3 - 4 минуты записывают новые показания приборов.

8. После выполнения измерений на шести - семи режимах выключают электропитание опытной трубки, лампы подсветки и измерительных приборов.

### Обработка результатов измерений

Для каждого режима работы установки обработку результатов измерений проводят в такой последовательности:

1. По показаниям амперметра и вольтметра вычисляют удельный тепловой поток

$$q = i_{np} / \pi d_n l_n,$$

$$i = i_{np} \cdot K,$$

где  $i_{np}$  - показания амперметра;

$K$  - коэффициент, зависящий от коммутации цепей в универсальном трансформаторе тока (конвертируется в процессе выполнения работы).

2. Определяют температуру внутренней поверхности опытной трубки  $T_{св}$ . Для этого находят ЭДС термопары  $\Theta_0$ , соответствующую температуре холодного спая  $t_0$ , по таблице. После этого вычисляют ЭДС, соответствующую температуре горячего спая при стандартных условиях градуировки термопары:

$$\Theta = \Theta_0 + \Theta_{np}.$$

где  $\Theta_{np}$  - показания милливольтметра 15.

По найденному значению  $\Theta$  в таблице находят значения  $T_{св}$ .

3. Вычисляют температуру наружной поверхности трубки  $T_c$

$$T_c = t_{св} - \frac{q d_n}{4 \lambda_c} \left[ 1 - \frac{2 \epsilon_n \frac{d_n}{d_0}}{\left( \frac{d_n}{d_0} \right)^2 - 1} \right],$$

где  $\lambda_c$  - коэффициент теплопроводности материала трубки.

Значение  $\lambda_c$  в общем случае необходимо определить при средней температуре стенки и вести расчет методом последо-

вительных приближений. Однако ввиду незначительной разности температур  $T_{c5} - T_5$  допустимо найти  $\lambda_c$  по температуре  $T_{c5}$ , оценив затем допускаемую погрешность в определении температуры наружной поверхности стенки и температурного напора  $\Delta T = T_c - T_5$  ( $\lambda_c = 16 \dots 17,5$  Вт/мК,  $T_c = 100 \dots 200^\circ \text{C}$ ).

4. Определяют опытное значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha = q / (t_w - t_5)$ .

5. Вычисляют коэффициент теплоотдачи  $\alpha_T$  по формуле (4.6) и сопоставляют с опытными значениями, предварительно построив в логарифмических координатах графики зависимостей  $\alpha = \alpha(q)$  и  $\alpha_T = \alpha_T(q)$ . Следует обратить внимание на качественное и количественное совпадение результатов, а также проанализировать причины возможных несоответствий.

#### 4.3. Контрольные вопросы

1. Чем объяснить интенсификацию теплоотдачи при пузырьковом режиме кипения по сравнению с теплоотдачей к однофазной жидкости?

2. Какие факторы влияют на интенсивность теплоотдачи при кипении?

3. Что называют перегревом жидкости?

4. Влияет ли качество обработки поверхности на коэффициент теплоотдачи при пузырьковом режиме кипения?

5. Как объяснить увеличение коэффициента теплоотдачи с ростом температурного напора при пузырьковом кипении?

6. Какое явление называют кризисом теплоотдачи?

7. Как объяснить уменьшение теплового потока в переходном от пузырькового к пленочному режиме кипения при увеличении температурного напора?

8. Какие методические погрешности могут быть в данном экспериментальном исследовании? Как их уменьшить?

9. Возможно ли кипение в подогретой в основном объеме жидкости температуре насыщения жидкости и как вы представляете себе зависимость теплоотдачи при таком кипении, если оно возможно?

## 5. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

### 5.1. Основные положения теории теплообмена излучением

Теплообмен излучением (радиационный теплообмен) доминирует в высокотемпературных установках. Поэтому углубленное понимание физических основ радиационного теплообмена, умение пользоваться законами лучистого теплообмена при решении прикладных задач, возникающих при проектировании двигателей и энергоустановок летательных аппаратов, при разработке высокотемпературных технологических процессов крайне необходимо специалистам в области ДЛА.

Радиационный теплообмен — это теплообмен, обусловленный превращением внутренней энергии вещества в энергию излучения, переносом излучения и его поглощением веществом. Характерной особенностью такого теплообмена является двойное превращение энергии. Перенос энергии в этом случае осуществляется тепловым излучением, характеризуемым длинами волн  $(0,4 \dots 800) \cdot 10^{-6} \text{ м}$  (диапазон длин волн видимого излучения  $(0,4 \dots 0,8) \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ).

Большинство твердых и жидких тел имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения, т.е. излучает энергию в диапазоне длин волн от 0 до  $\infty$ . Металлы с полированной поверхностью, газы и пары характеризуются селективным спектром излучения (правистым). Интенсивность излучения определяется природой тела, его температурой, состоянием поверхности, длиной волны; излучению газов определяется еще толщиной слоя и давлением. В процессах теплообмена излучением участвуют тонкие поверхностные слои твердых тел, поэтому тепловое излучение твердых тел может рассматриваться как поверхностное явление.

Различают собственное, падающее, поглощенное, отраженное, пропускаемое, эффе́ктивное и результирующее излучение.

Собственное излучение твердого тела определяется температурой поверхности тел, его природой и состоянием поверхности. Собственным интегральное излучение твердого тела оценивается поверхностной плотностью собственного излучения,  $\text{Вт/м}^2$ , т.е. количеством энергии, излучаемой единицей поверх-

ности данного тела в единицу времени по всем направлениям в пределах полусферы во всем диапазоне длин волн

$$E = \frac{dQ}{dF} \quad (5.1)$$

Здесь  $dQ$  - поток интегрального излучения, т.е. количество энергии, излучаемой элементарной поверхностью данного тела  $dF$  в единицу времени по всем направлениям в пределах полусферы во всем диапазоне длин волн. Излучение, соответствующее достаточно узкому диапазону длин волн, которое можно характеризовать данным значением длины волны, называют монохроматическим, а его характеристики - спектральными. Так, спектральной плотностью излучения, Вт/м<sup>3</sup>, называют плотность потока монохроматического излучения, характеризуемого диапазоном длин волн  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$

$$E_{\lambda} = \frac{dQ_{\lambda}}{dF} = \frac{dE}{d\lambda} = \frac{d^2Q}{dF d\lambda} \quad (5.2)$$

Между интегральной и спектральной поверхностными плотностями излучения существует очевидная связь

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} \cdot d\lambda \quad (5.3)$$

Спектральная плотность излучения зависит от температуры тела, длины волны, характеризующей монохроматическое излучение, рода поверхностного слоя и состояния поверхности. Верхним пределом этой величины является спектральная плотность излучения абсолютно черного тела, определяемая в соответствии с законом Планка (рис. 5.1)

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (5.4)$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  - постоянные Планка

$$C_1 = 0,374 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2; \quad C_2 = 1,4387 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Плотность интегрального излучения абсолютно черного тела определяется законом Стефана-Больцмана

$$E_0 = \sigma_0 T^4 = C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4 \quad (5.5)$$

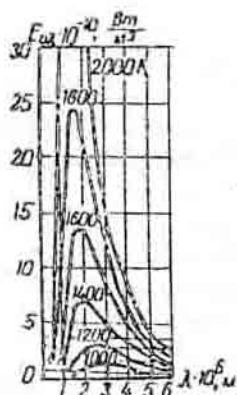


Рис. 5.1. Спектральная плотность излучения абсолютно черного тела в зависимости от длины волны и температуры

Здесь  $\sigma_0$  - постоянная Стефана-Больцмана,  
 $C_0$  - коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела

$$(C_0 = 5,67 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

Собственное излучение реального тела выражается в долях от излучения черного тела при той же температуре

$$E_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} \cdot E_{0\lambda}, \quad (5.6)$$

$$E = \epsilon E_0. \quad (5.7)$$

Величины  $\epsilon_{\lambda}$  и  $\epsilon$  называют спектральной и интегральной степенью черноты; заметим, что  $0 \leq \epsilon_{\lambda} \leq 1$ ;  $0 \leq \epsilon \leq 1$  для любых тел. Если  $\epsilon_{\lambda}$  тела не зависит от длин волн, то такое тело называется серым, при этом  $\epsilon_{\lambda} = \epsilon$  для одной и той же температуры. Из (5.6) и (5.7) следует, что излучение энергии свойственно всем телам при температуре  $T > 0\text{К}$  независимо от температуры окружающих тел.

Степень черноты реальных тел зависит от рода вещества, состояния поверхности тела и температуры (рис. 5.2 - 5.4) (спектральная степень черноты зависит еще и от длины волны). Из рис. 5.2 и 5.3 следует, что монотонное повышение  $\epsilon$  с возрастанием температуры тела характерно для металлов и поч-

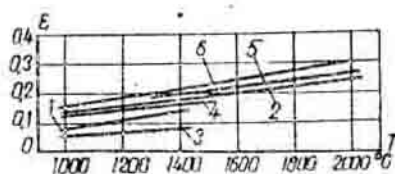


Рис. 5.2. Зависимость степени черноты от температуры полированных: 1 - железа, 2 - молибдена, 3 - никеля, 4 - платины, 5 - тантала, 6 - вольфрама

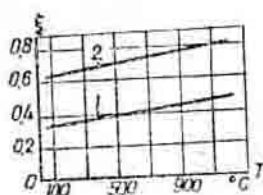


Рис. 5.3. Зависимость степени черноты нержавеющей стали от температуры: 1 - чистой неокисленной поверхности, 2 - поверхности, покрытой слоем оксидной пленки толщиной 10 мк

ти всех их оксидов. В том случае, когда изменение температуры металла сопровождается окислением его поверхности, в интервале температур образования поверхностной пленки оксидов может наблюдаться довольно резкое увеличение величины  $\epsilon$  (рис. 5.5).

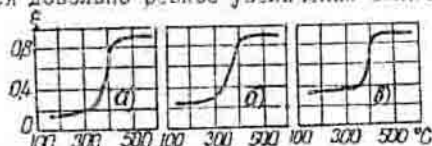


Рис. 5.5. Зависимость степени черноты мягкой литой стали от температуры и вида обработки поверхности: а - полированной, б - тонкошлифованной, в - грубошлифованной

Характер этого увеличения зависит от скорости роста толщины оксидной пленки на поверхности металла и от вида зависимости  $\epsilon$  оксидной пленки от температуры. Степень черноты диэлект-

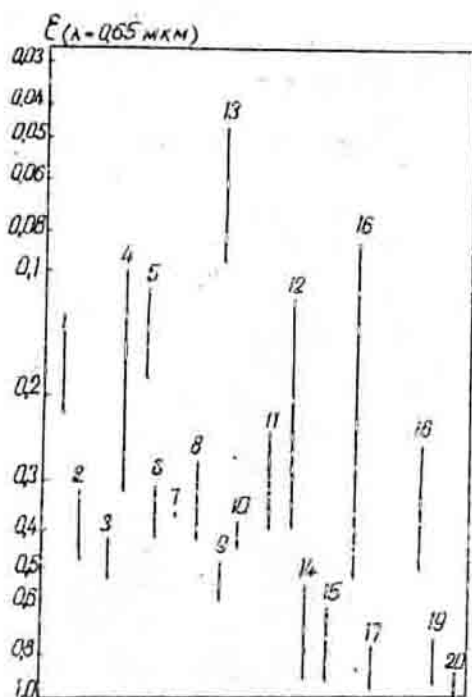


Рис. 5.4. Спектральная степень черноты  $\epsilon_{\lambda}$  при  $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$ : 1 - алюминий неокисленный, 2 - железо в твердом состоянии блестящее, 3 - железо в жидком состоянии неокисленное, 4 - медь в твердом состоянии, 5 - медь в жидком состоянии неокисленная, 6 - никель в твердом состоянии, 7 - никель в жидком состоянии, 8 - платина, 9 - железо в жидком состоянии без шлака, 10 - вольфрам, 11 - цинк, 12 - глинозем, 13 - серебро, 14 - железо в жидком состоянии окисленное, 15 - железо окисленное в твердом состоянии, 16 - магний (окись магния), 17 - графит, 18 - фарфор, 19 - шлак, 20 - силикатные огнеупоры



риков выше, чем металлов, и обычно уменьшается с ростом температуры поверхности.

Закон Стефана-Больцмана для черного и реальных тел (5.5, 5.7) определяет полное количество энергии, излучаемой в пространство единицей поверхности тела по всем направлениям. Для описания теплообмена излучением между телами конечных размеров необходимо знать закономерности распределения лучистой энергии по различным направлениям в пределах заданного телесного угла  $d\omega$ . Отдельные направления излучения поверхности тела могут быть заданы углом  $\psi$  между нормалью  $\vec{n}$  к поверхности  $dF_1$  и лучом  $\vec{s}$  (рис. 5.6).

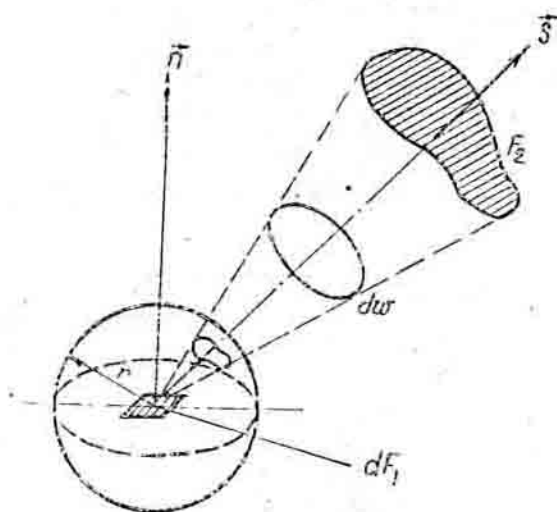


Рис. 5.6. К излучению элементарной площадкой  $dF_1$  в направлении поверхности  $F_2$

Угловой плотностью излучения, Вт/м<sup>2</sup>.стер, называют количество энергии  $d^2 Q_{\psi}$ , излученной поверхностью  $dF$  в

единицу времени в направлении  $\Psi$  по лучу  $\vec{S}$  в пределах элементарного телесного угла  $d\omega$ , отнесенное к величине площади и телесному углу:

$$E_{\Psi} = \frac{d^2 Q_{\Psi}}{dF d\omega} \quad (5.8)$$

Яркостью излучения (энергетической) называют поток излучения, распространяющийся в данном направлении  $\vec{S}$ , отнесенный к единице элементарного телесного угла, ось которого является выбранным направлением, и к единице поверхности, расположенной в данной точке перпендикулярно к этому направлению, т.е.

$$J_{\Psi} = \frac{d^2 Q_{\Psi}}{dF d\omega \cos \Psi} \quad (5.9)$$

Энергетическая яркость собственного излучения многих реальных тел очень мало зависит от направления луча. Этим, в частности, объясняется тот факт, что равномерно нагретый в печи шар кажется плоским, равномерно излучающим диском. Излучение, характеризуемое свойством  $J_{\Psi} = \text{const} = J$ , называется диффузным.

Излучение абсолютно черного тела (и серого), как можно строго показать, является диффузным. Излучение реальных тел приближается к диффузному. Для диффузного излучения справедлив закон Ламберта:

$$J = \frac{E}{\pi} \quad (5.10)$$

или

$$d^2 Q_{\Psi} = \frac{E}{\pi} \cos \Psi \cdot d\omega \cdot dF, \quad (5.10a)$$

где  $E$  - поверхностная плотность собственного излучения.

Рис. 5.7 является иллюстрацией закона Ламберта.

На рис. 5.8 показана диаграмма относительной яркости ( $J_0$  - яркость черного тела при той же температуре) шероховатости окисленной медной поверхности, полированных алюминиевой бронзы и висмута, из которых видно, что относительная яркость указанных поверхностей сохраняется постоянной в пределах от  $\Psi = 0$  до  $\Psi = 50 \dots 60^\circ$ , а затем наблюдается отклонение от диффузного излучения.

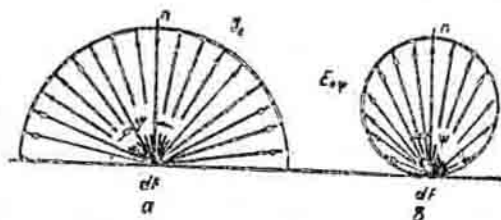


Рис. 5.7. Распределение энергетической яркости (а) и угловой плотности (б) излучения черной поверхности по различным направлениям в пределах полусферы

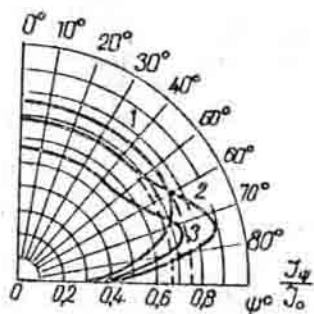


Рис. 5.8. Относительная яркость интегрального излучения: 1 - шероховатой окисленной медной поверхности, 2 - алюминиевой бронзы, 3 - висмута

На рис. 5.9 изображена диаграмма относительной угловой плотности излучения шероховатой окисленной медной поверхности (построена по кривой 1 рис. 5.8). На рис. 5.8 и 5.9 пунктиром показаны яркость и угловая плотность излучения идеальной диффузной поверхности. Как видно из диаграммы, отклонения угловой плотности излучения от закона Ламберта весьма незначительны и составляют 3,35%. Многие реальные тела могут с малой погрешностью рассматриваться излучающими диффузно.

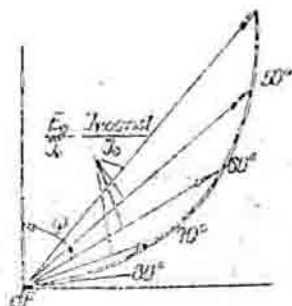


Рис. 5.9. Угловая плотность интегрального излучения шероховатой окисленной медной поверхности.

Поэтому в инженерной практике излучение реальных тел рассматривается как серое, подчиняющееся закону Кельберта, и угловая плотность излучения вычисляется как

$$\frac{E_{\nu}}{F} = \frac{\epsilon E_0}{\pi} \cos^2 \nu = \frac{\epsilon \sigma_0 T^4}{\pi} \cos^2 \nu \quad (5.11)$$

Степень черноты реальных тел  $\epsilon$  определяется опытным путем, так как в настоящее время не существует методов теоретического расчета ее величины в зависимости от материала тела и состояния его поверхности.

### 5.2. Экспериментальное измерение степени черноты металлического образца

Цель работы – усвоить сущность процесса теплообмена излучением, основные понятия и законы, основы методов экспериментального измерения степени черноты реальных тел.

Содержание работы:

1. Ознакомиться с основными понятиями и законами теплообмена излучением.
2. Измерить степень черноты образца методом сравнения в соответствии с вариантом выполнения работы, указанным преподавателем.
3. Составить отчет о выполненной работе, содержащий краткое описание работы, схему опытной установки, протокол измерений и обработки опытных данных, выводы.

Обоснование метода измерений.

С помощью прибора, представляющего собой камеру с зачёрненной внутренней поверхностью, имеющей в передней стенке небольшое отверстие, а в задней - чувствительный измеритель теплового потока, можно измерить энергетическую яркость излучения. Принципиальная схема такого прибора изображена на рис. 5.10.

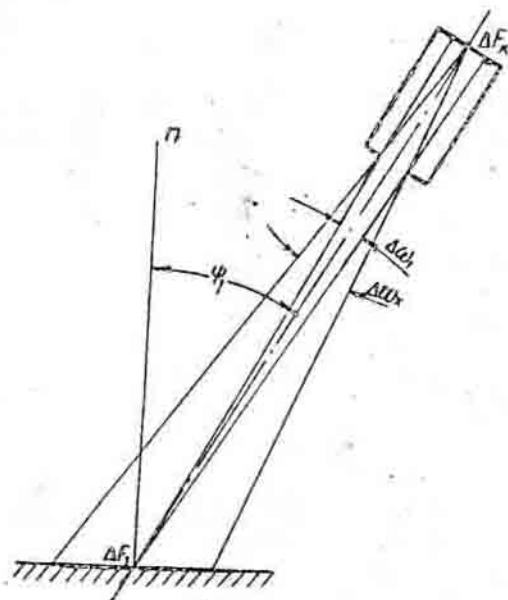


Рис. 5.10. Принципиальная схема измерения энергетической яркости излучения

На теплоприемник с величиной тепловоспринимающей поверхности при поглощательной способности  $A_{\kappa} = \frac{\Delta Q_{\text{погл}}}{\Delta Q_{\text{пад}}}$  падает поток эффективного излучения от участка  $\Delta F$  нагретого образца.

Поток эффективного излучения представляет собой сумму потоков собственного и отраженного излучений. Поверхность образца отражает тепловой поток от окружающих тел, в том чис-

де и от стенок прибора. Если температура образца значительно превышает температуру окружающих тел, то с достаточной степенью точности можно считать его эффективное излучение равным собственному. Легко показать, что при  $T_1/T_{\text{окр}} > 3$  доля отраженного тепла в суммарном излучении тела не будет превышать 1%. Тогда поток излучения, падающий от образца на тепловоспринимающую поверхность, можно определить как

$$\Delta Q_{1k} = \frac{\varepsilon_1 \sigma_0 T_1^4}{\pi} \cos \psi_1 \cdot \Delta \omega_1 \cdot \Delta F_1. \quad (5.12)$$

Из этого количества теплоприемник поглощает поток

$$\Delta Q_k = A_k \cdot \Delta Q_{1k}. \quad (5.13)$$

Из определения телесного угла<sup>\*)</sup> следует

$$\Delta F_1 \cdot \cos \psi_1 \cdot \Delta \omega_1 = \Delta F_k \cdot \cos \psi_k \cdot \Delta \omega_k, \quad (5.14)$$

где  $\psi_k$  - угол между нормалью и тепловоспринимающей поверхностью приемника и рассматриваемым лучом ( $\psi_k = 0$ ).

Тогда величину поглощенного теплоприемником лучистого потока можно вычислять как

$$\Delta Q_k = A_k \frac{\varepsilon_1 \sigma_0 T_1^4}{\pi} \Delta \omega_k \cdot \Delta F_k. \quad (5.15)$$

Заметим, что величина  $\Delta \omega_k$  определяется площадью входного отверстия приемника и расстоянием от образца. Замерив  $\Delta Q_k \approx T_1$ , при известных оптических ( $A_k$ ) и геометрических характеристиках прибора ( $\Delta \omega_k, \Delta F_k$ ) из (5.15) легко вычислить искомую величину  $\varepsilon$ .

#### Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка (рис. 5.11) состоит из трубчатой печи, излучение которой имитирует излучение абсолютно черного тела, образца 10, теплоприемника 16 с диафрагмой 18, чувствительным элементом которого является термистор (полупроводниковый термометр сопротивления) шарикового типа в стек-

<sup>\*)</sup> Телесный угол  $d\omega$  может быть определен как отношение площади  $d_f$  (рис. 5.6), вырезаемой конусом с основанием  $dF_2$  и вершиной  $dF_1$  на шаровой поверхности радиусом  $r$ , к квадрату этого радиуса  $d\omega = d_f/r^2$ .

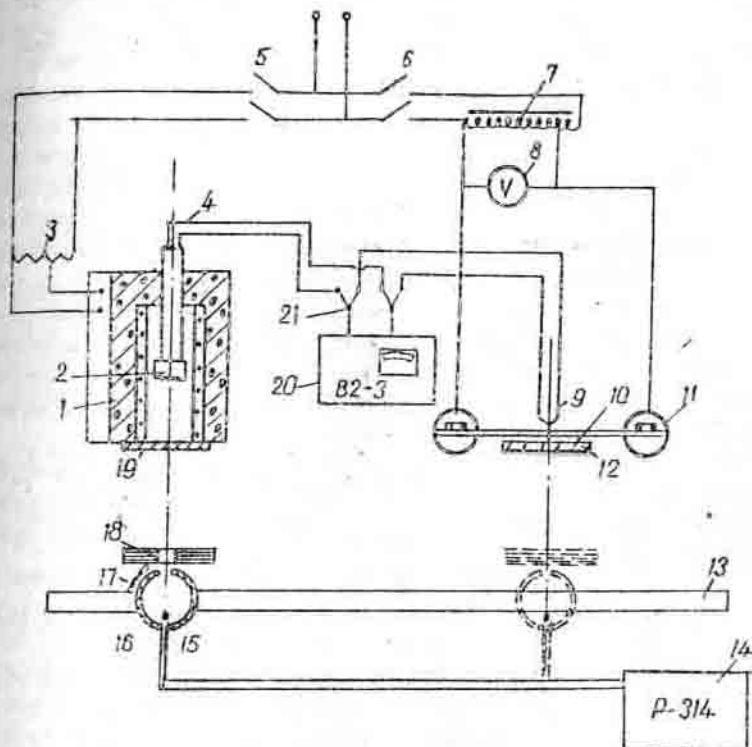


Рис. 5.11. Схема установки для измерения интегральной степени черноты методом сравнения

длинной колбочке 15, системы электропитания и измерительной системы.

Температура нагрева трубчатой электрической печи регулируется реостатом 3. Внутри печи через заднюю стенку вставлен цилиндрический диск из окисленной нержавеющей стали, температура которого измеряется с помощью хромель-копелевой термопары, подключенной через переключатель 21 к ламповому милливольтметру 20.

Выходное отверстие печи перекрыто диафрагмой 19 с малым отверстием. При установившемся режиме печь температура тела 2 и стенка печи одинакова, т.е. результирующий тепловой поток между всеми излучающими поверхностями печи равен нулю. В этом случае в объеме печи устанавливается равновесное излучение, соответствующее излучению абсолютно черного тела при температуре печи. Таким образом, через отверстие диафрагмы 19 будет выходить наружу лучистый поток практически черного излучения.

Образец 10 представляет собой пластину из стали 1X18H9T, закрепленную на стойках 11, являющихся одновременно токоподводящими элементами. Образец нагревается с помощью проходящего через него электрического тока, напряжение которого регулируется лабораторным автотрансформатором 7. Температура образца измеряется хромель-копелевой термопарой 9, подключенной через переключатель 21 к ламповому милливольтметру 20. Излучение от образца попадает на приемник через диафрагму 12, имеющую те же размеры, что и диафрагма 19.

Термоприемник состоит из корпуса 16, затвора 17, диафрагмы с экранами 18 и термистора шарикового типа 15. Температурная зависимость сопротивления термисторов может быть описана выражением

$$R_T = R_{T_0} e^{B \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}, \quad (5.16)$$

где  $B = (2 \dots 6) \cdot 10^3 \text{ К}$ .

Как известно, экспоненту можно разложить в степенной ряд

$$e^x \approx 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^n}{n!},$$

если  $|x| < \infty$ .

Ограничившись первыми двумя членами ряда, выражение (5.16) можно привести к виду

$$R_T = R_{T_0} \left( 1 + \frac{B}{T} - \frac{B}{T_0} \dots \right). \quad (5.16a)$$

Корпус термоприемника закреплен на стойке, которая может перемещаться по направляющей 13, располагаемой перпендикулярно к оси печи и нормали к образцу. Сопротивление термистора измеряется с помощью моста одинарного Р-314 (поз. 14 на рис. 5.11). Диафрагма 16 с экранами служит для уменьшения лучисто-



го потока от печи и образца, падающего на корпус термopриемника.

Описание методики проведения опыта и обработки результатов измерений

Вариант 1

1. Включить печь с помощью выключателя 5 и установить реостатом 3 требуемый режим нагрева (выполняет лаборант).

2. Замеряя через определенные промежутки времени (5-10 мин) с помощью милливольтметра 20, соединяемого переключателем 21 с термопарой 4, температуру в печи, убедиться в наступлении установившегося режима печи (по совпадению последовательных измерений температуры).

3. Установить по одной оси термopриемник и печь, для чего следует воспользоваться отверстиями в корпусе термopриемника. Правильность установки определяется визуально. Закрыть затвор 17 и с помощью моста 14 замерить сопротивление термистора  $R_{01}$  (последовательность действий при измерении сопротивления мостом Р-314 приведена на крышке прибора).

Открыть затвор, измерить сопротивление термистора при его облучении  $R_{02}$ . Затем закрыть затвор и повторить измерение сопротивления термистора  $R_{03}$  (учитывая, что тела, входящие в излучающую систему, обладают тепловой инерционностью, не следует торопиться измерять сопротивление после изменения положения затвора). Среднее арифметическое первого и третьего замеров принимают за нулевое состояние  $R_0$ . Разность между сопротивлением термистора в нулевом состоянии  $R_0$  и сопротивлением его  $R_{02}$  при облучении черной телом, имеющим температуру  $T$ , характеризует тепловой поток, поглощенный термистором  $\Delta Q_{ок}$ .

4. Переместить термopриемник по направляющей 13 и направить его приемное отверстие на образец 10. Подать с помощью выключателя 6 напряжение на образец, регулируя автотрансформатором 7 напряжение питания, добиться равенства температур образца и печи. Температуру образца замерить, подключая с

помощью переключателя 21 терморпару 9 к милливольтметру 20. При равенстве температур образца и печи провести измерения, аналогичные описанным в п.3. При этом разность сопротивлений термистора в нулевом состоянии  $R$  и при облучении его образцом  $R_2$  характеризует тепловой поток, поглощенный термистором при облучении его образцом  $\Delta Q_K$ .

5. Согласно (5.15)

$$\Delta Q_{ок} = A_K \epsilon_0 \frac{\Delta \omega_K \Delta F_K}{\pi} T_0^4,$$

$$\Delta Q_K = A_K \epsilon_0 \epsilon \frac{\Delta \omega_K \Delta F_K}{\pi} T^4.$$

При одинаковой температуре  $T_0 = T$  в описанных условиях очевидно, что  $\epsilon = \frac{\Delta Q_K}{\Delta Q_{ок}}$ .

В стационарных условиях поглощенное термистором тепло отдается в окружающую среду с помощью радиационно-конвективного теплообмена. Отдаваемый термистором тепловой поток может быть вычислен как

$$\Delta Q_{ок} = \alpha_{\Sigma 0} (T_{ок} - T_{\infty}) \Delta F_K = \alpha_{\Sigma 0} \Delta T_{ок} \Delta F_K. \quad (5.17)$$

$$\Delta Q_K = \alpha_{\Sigma} (T_K - T_{\infty}) \Delta F_K = \alpha_{\Sigma} \Delta T_K \Delta F_K. \quad (5.18)$$

Здесь  $\alpha_{\Sigma 0}$ ,  $\alpha_{\Sigma}$  - суммарный коэффициент радиационно-конвективной теплоотдачи от термистора в окружающую среду;  $T_{ок}$ ,  $T_K$  - температура термистора;  $T_{\infty 0}$ ,  $T_{\infty}$  - температура окружающей термистор среды при облучении его черным телом и облучением соответственно. При условии  $\alpha_{\Sigma 0} = \alpha_{\Sigma}$  на (5.17) и (5.18) следует, что

$$\epsilon = \frac{\Delta T_K}{\Delta T_{ок}}. \quad (5.19)$$

Будем считать, что в нулевом состоянии сопротивление термистора определяется температурой окружающей его среды  $T_{\infty 0}$ . Тогда согласно (5.16а) при облучении черным телом

$$\Delta R_0 = R_0 - R_{02} = R_{TB} \left( \frac{B}{T_{\infty 0}} - \frac{B}{T_{ок}} \right),$$

при облучении образцом

$$\Delta R = R - R_2 = R_{TB} \left( \frac{B}{T_{\infty}} - \frac{B}{T_K} \right),$$

$$\frac{\Delta R}{\Delta R_0} = \frac{T_K - T_{\infty}}{T_{ок} - T_{\infty 0}} = \frac{T_{\infty 0} \cdot T_{ок}}{T_{\infty} \cdot T_K}.$$

(5.20)

При небольших плотностях теплового потока из (5.20) и (5.19) следует

$$\varepsilon \approx \frac{\Delta R}{\Delta R_0} \quad (5.21)$$

#### Вариант 2

1. Выполнить пп. 1 и 2 предыдущего варианта.

2. Направить приемное отверстие термодатчика на выходное отверстие печи, измерить, как описано в п. 3 предыдущего варианта, сопротивление термистора (при открытом затворе)  $R_{\infty}$ , температуру печи  $T_0$ .

3. Переместив термодатчик к образцу и меняя напряжение, подаваемое на образец, добиться значения сопротивления термистора, равного  $R_0$ .

Замерить температуру образца  $T$ . Равенство сопротивлений термистора  $R_0$  и  $R$  свидетельствует о равенстве тепловых потоков, излучаемых черным телом при температуре  $T_0$  и образцом при температуре  $T$ . В соответствии с (5.5) и (5.7) при этом

$$\sigma_0 T_0^4 = \varepsilon \sigma_0 T^4 \quad (5.22)$$

Отсюда следует

$$\varepsilon = \left(\frac{T_0}{T}\right)^4 \quad (5.23)$$

Температура  $T_0$  называется радиационной температурой образца.

#### Вариант 3

Уравнение Планка (5.4), связывающее спектральную плотность излучения с температурой излучающего тела и длиной волны излучения в случае малых  $\lambda T$  (когда можно пренебречь единицей в скобках), приводится к виду (называемому законом излучения Вина)

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (5.24)$$

Спектральная яркость собственного излучения тела при температуре  $T$  на основании формулы (5.24) может быть представлена в виде

$$J_{\lambda(\tau)} = \frac{1}{\pi} \epsilon_{\lambda} \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (5.25)$$

Каждой спектральной яркости излучения реального тела при его температуре  $T$  и длине волны  $\lambda$  может быть поставлена в соответствии равная ей по величине спектральная яркость излучения абсолютно черного тела  $J_{0\lambda}(T_5)$  при той же длине волны и температуре  $T_5$ . Эта температура называется яркостной температурой реального тела и определяется из равенства

$$J_{\lambda(\tau)} = J_{0\lambda}(T_5). \quad (5.26)$$

Отсюда легко получить

$$\frac{1}{T_5} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{1}{\epsilon_{\lambda}}. \quad (5.27)$$

Уравнение (5.27) лежит в основе метода измерения температур с помощью оптического монохроматического пирометра с исчезающей нитью (яркостного пирометра), схема которого показана на рис. 5.12.

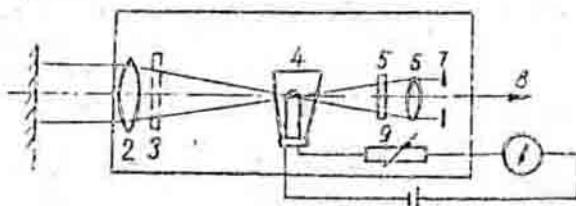


Рис. 5.12. Схема пирометра с исчезающей нитью

В пирометре изображение объекта измерения 1 создается в плоскости нити накаливания эталонной лампы 4 при вращении тубуса объектива 2. Получив с помощью окуляра 6 резкое изображение нити накаливания эталонной лампы, вращая привод движка переменного сопротивления  $\varphi$ , изменяют проходящий через лампу ток до тех пор, пока наблюдатель 8 не обнаружит исчезновения изображения середины нитки накаливания на фоне изображения объекта измерения. В этом случае энергетические яркости объекта из-

мерения и нити лампы становятся равными между собой в области спектра, определяемой спектральной характеристикой чувствительности глаза наблюдателя и характеристикой пропускания светофильтра Б ( $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$ ). Таким образом, ток, протекающий через нить накала эталонной лампы, является мерой яркостной температуры объекта измерения. Зависимость между током лампы и яркостной температурой середины нити накаливания определяют при градуировке пирометра по черному телу. При измерении высоких температур для предохранения нити накаливания от перегрева применяют ослабляющий серый фильтр З.

Уравнение (5.27) может служить для вычисления спектральной степени черноты образца.

Для этого следует проводить эксперимент в такой последовательности:

- 1) установить заданный режим нагрева образца;
- 2) замерить с помощью пирометра яркостную температуру образца  $T_3$  и с помощью термометра его действительную температуру  $T$  (пренебрегая утечками тепла по проводам термометра);
- 3) вычислить по (5.27) спектральную степень черноты образца  $T$ ;
- 4) измерения провести при четырех-пяти значениях температуры образца  $T$ ;
- 5) построить график  $\epsilon_\lambda = f(T)$ ;
- 6) вычислить среднее значение  $\epsilon_\lambda$  по результатам всех измерений и сравнить с величинами  $\epsilon$ , полученными в предыдущих вариантах.

### 5.3. Контрольные вопросы

1. Что называется лучистым теплообменом?
2. Какие тела называются абсолютно черными, белыми, прозрачными, серыми? Чем отличается излучение реальных тел от излучения абсолютных тел?
3. Почему и при каких условиях излучение печи может рассматриваться как черное?
4. Что такое диффузное излучение?

5. Расскажите об основных законах излучения: Планка, Вина, Стефана-Больцмана, Ламберта, Кирхгофа.
6. В чем разница между интегральными и спектральными характеристиками излучения?
7. Что такое поверхностная плотность потока излучения, угловая плотность потока излучения, яркость излучения?
8. Что такое степень черноты тела?
9. Расскажите о принципе измерения температур с помощью яркостного пирометра. Каковы, на Ваш взгляд, преимущества и недостатки оптического измерения температур?
10. Что такое радиационная температура тела?
11. Сравните относительные ошибки при измерении температуры тела с помощью яркостного и радиационного пирометра (прибор для измерения радиационной температуры тела).
12. Какими методами, на Ваш взгляд, можно уменьшить лучистый поток, падающий на тело?
13. Какая температура ближе к действительной - яркостная или радиационная?
14. Предложите не описанный в пособии способ оптического измерения температуры тела, основываясь на законах излучения.
15. Чем объяснить изменение цвета пластины при ее нагревании?

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сухомел А.С. Теплопередача. - М.: Энергия, 1981.
2. Болгарский А.В., Мухачев Г.А., Щукин В.К. Термодинамика и теплопередача. - М.: Высш.шк., 1975.
3. Практикум по теплопередаче / А.П. Солодов, Ф.Ф. Цветков, А.В. Елисеев, В.А. Осипова и др. под ред. А.П. Солодова. - М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Мартыненко О.Г., Соколов Ю.А. Свободно-конвективный теплообмен. Справочник. - Минск: Наука и техника, 1982.
5. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. - М.: Высш.шк., 1977.
6. Ключников А.Д., Иванцов Г.И. Теплопередача излучением в огнетехнических установках. - М.: Энергия, 1970.

Вадим Николаевич Кулешов

ТЕЛЛОПЕРЕДАЧА

Редактор Т.Г. Кардаш

Св. план, 1989, поз. 38

Подписано в печать 03.05.89 БЦ 00064

Формат 60x84/1/16. Бум. офс. № 2. Офс. печ.

Усл. печ. л. 5. Уч. -изд. л. 5,21. Т. 490 экз. Заказ 154. Цена 21 к.

Харьковский авиационный институт  
310191, Харьков-191, ул. Чкалова, 17

Р о з д р и н т т и п о г р а ф и и Х А И

310191, Харьков-191, ул. Чкалова, 17