

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ им. академика С. П. КОРОЛЕВА

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ПО КУРСУ
«ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА» И «ТЕПЛОПЕРЕДАЧА»

*Рассмотрено и утверждено
Советом института 5 июня 1965 года*

В учебном пособии дано подробное описание двенадцати лабораторных работ по технической термодинамике и теплопередаче.

Пособие предназначено для студентов Куйбышевского авиационного института, но может быть также использовано преподавателями и инженерами других вузов при создании установок для проведения лабораторных работ по технической термодинамике и теплопередаче.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый лабораторный практикум является учебным пособием для студентов Куйбышевского авиационного института, изучающих курсы «Техническая термодинамика» и «Теплопередача» по кафедре «Теплотехника и тепловые двигатели».

Первая часть практикума посвящена исследованию отдельных термодинамических свойств веществ и термодинамических процессов. Вторая часть содержит исследование основных видов теплообмена и таких инженерных вопросов, как теплопередача в теплообменнике, термическое сопротивление металлических стыков, теплоотдачи и гидравлического сопротивления в трубах при турбулентном течении.

Каждая лабораторная работа начинается с объяснения цели исследования; затем даются теоретические предпосылки, из которых вытекают задачи исследования; далее следует описание установки, методика проведения эксперимента и форма отчетности. После каждой работы приведен список литературы по теме исследования. В конце пособия в виде приложения дается справочный материал, необходимый для выполнения лабораторных работ.

Такое построение практикума позволяет студентам самостоятельно подготовиться к проведению лабораторных работ.

В подготовке практикума принимали участие доцент А. А. Коптев (ч. 1, §4, 5; ч. 2, § 5), доцент А. П. Меркулов (ч. 1, § 3), доцент В. И. Метенин (ч. 1, §1, 2; ч. 2, §1), доцент Н. Н. Огородников (ч. 2, §2, 3, 4, 6, 7). Под их руководством создавались экспериментальные установки по указанным темам. В этой работе принимали участие лаборанты кафедры и учебно-экспериментального завода института.

Заведующий кафедрой, профессор В. П. Лукачев.

Часть 1. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ «ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА»

§ 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОТВОРНОСТИ ТОПЛИВА СЖИГАНИЕМ ЕГО В КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЙ БОМБЕ

Целью настоящей работы является определение теплотворности топлива сжиганием его в калориметрической бомбе и получение навыков в проведении экспериментальных работ.

З а д а н и е

1. Найти значение высшей теплотворности данного топлива.
2. Составить отчет по выполненной лабораторной работе.

В в е д е н и е

Топливо представляет собой сложное химическое соединение углерода, водорода и ряда других элементов. В том виде, в каком топливо поступает для сжигания, оно называется рабочим топливом.

Составными частями рабочего топлива могут быть: углерод C , водород H , кислород O , азот N , сера S , зола A и влага W . Содержание этих элементов может быть дано в долях относительно 1 кг топлива $C + H + O + N + S + A + W = 1$ или в процентах по массе $C + H + O + N + S + A + W = 100\%$.

Зола и влага составляют балласт топлива. С увеличением балласта уменьшается ценность топлива в тепловом отношении.

Тепловые качества топлива характеризуются его теплотворностью.

Удельной теплотворностью или сокращенно теплотворностью H называется теплота, выделяемая при полном сгорании единицы топлива.

В качестве такой единицы для твердых и жидких топлив принят один килограмм, а для газообразных топлив — нормальный метр кубический.

Различают высшую и низшую теплотворность топлива.

Высшей теплотворностью H_0 называется количество тепла, выделяющееся при полном сгорании 1 кг топлива при условии, что продукты сгорания содержат воду в жидком состоянии. В лабораторных условиях продукты сгорания охлаждаются до температуры 293°К.

Низшей или рабочей теплотворностью H_n называется количество тепла, выделяемое при полном сгорании 1 кг топлива, за вычетом того количества тепла, которое необходимо затратить на испарение имеющейся влаги, а также воды, полученной при сгорании водорода.

Так как удельная теплота парообразования воды при температуре 293°К может быть приблизительно принята равной 2512 кДж/кг, то разность между высшей и низшей теплотворностью составит 2512 (9H+W). Из этого следует, что:

$$H_n^p = H_0^p - 2512(9H_p + W_p) \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

где W_p и H_p соответственно — содержание влаги и водорода в топливе по рабочей массе, %.

Известны следующие способы определения теплотворности топлива:

1. Вычисление по результатам технического или элементарного анализа по формулам, из которых наиболее распространена формула Д. И. Менделеева:

$$H_0^p = 339 C_p + 1256 H_p - 109 (O_p - S_p) \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Численные коэффициенты в этой формуле подобраны эмпирическим путем, при этом старались по возможности приблизить их к значениям теплотворности чистых элементов.

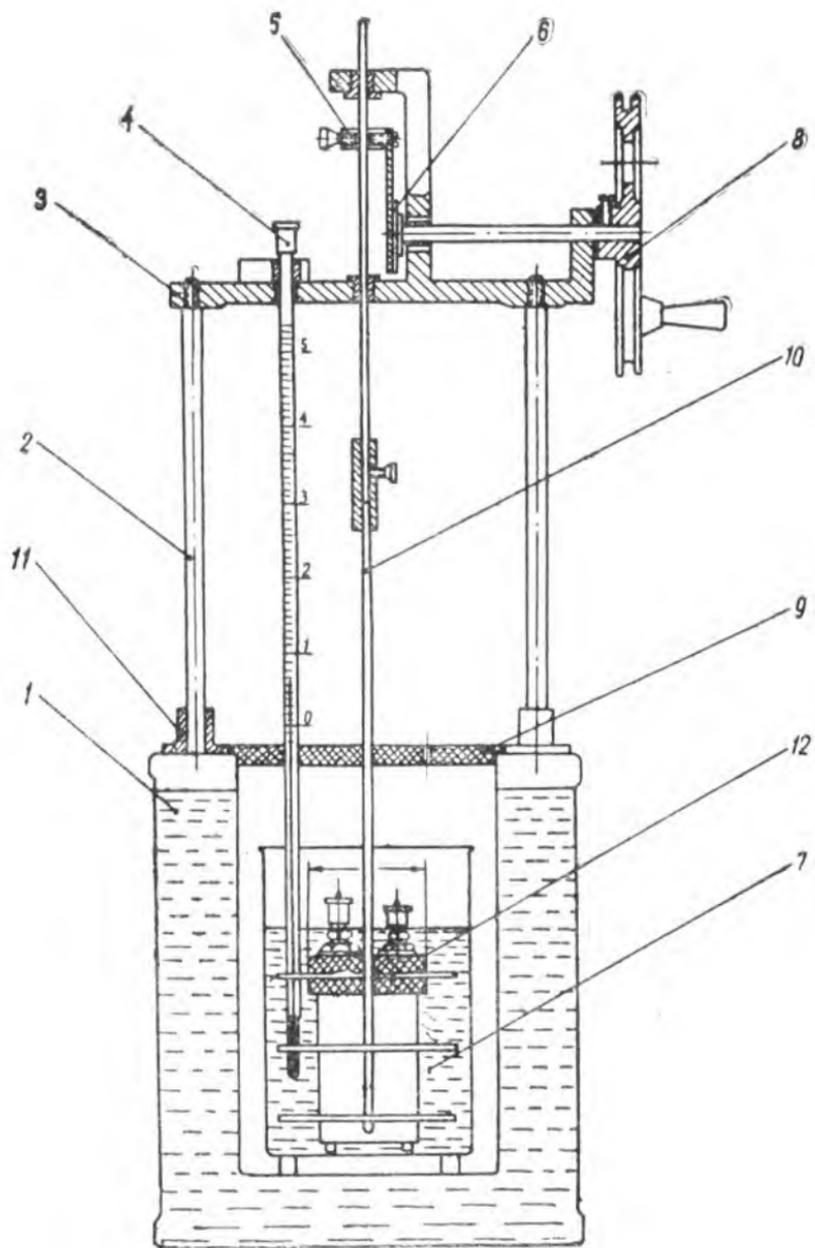
Формула Менделеева дает результаты, в большинстве случаев удовлетворительно совпадающие с калориметрическими определениями для широкого диапазона топлив природного происхождения.

2. Сжигание отвешенного количества топлива в атмосфере сжатого кислорода в калориметрической бомбе. В этом случае определяется теплотворность при постоянном объеме.

Описание установки

В калориметрическую установку входят: калориметр (фиг. 1) с бомбой (фиг. 2), ручной пресс для приготовления брикетов твердого топлива (фиг. 3), ртутный термометр Бекмана (фиг. 4), приспособления для наполнения бомбы сжатым кислородом (фиг. 5) и электрический щиток (фиг. 6).

Оболочка 1 калориметра (фиг. 1) представляет собой массивный, двухстенный с двойным дном бак, изготовленный из латунного листа толщиной 1,2 мм. Наружная поверхность оболочки и поверхность внутреннего цилиндра, в котором размещается кало-



Фиг. 1. Калориметр.

1—оболочка калориметра; 2—стойки кронштейнов; 3—кронштейн; 4—термометр Бекмана; 5—винт; 6—шатуны; 7—сосуд калориметрический; 8—маховик; 9—крышка; 10—мешалка; 11—штулки; 12—бомба.

риметрический сосуд 14, отполированы и никелированы с целью уменьшения теплообмена посредством лучеиспускания. Бак заливается водой. Вода, как и сама калориметрическая оболочка, предназначена для уменьшения теплообмена калориметрического сосуда с внешней средой, она защищает его от случайных течений воздуха, предохраняет от случайных температурных изменений во внешней среде.

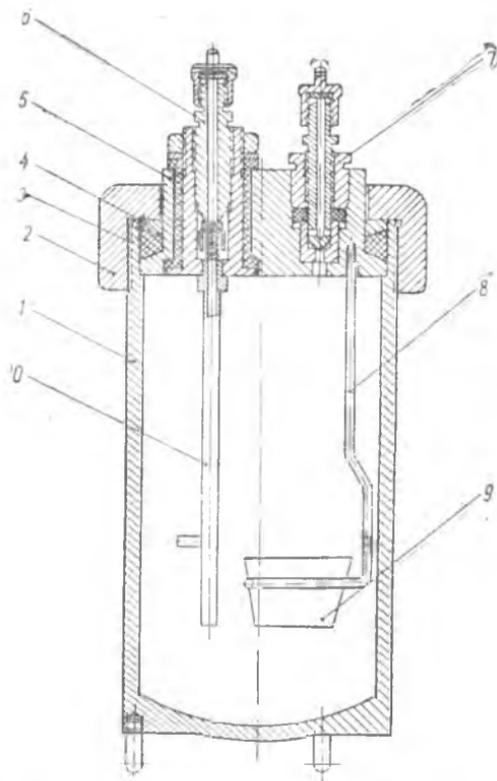
На оболочке установлены две втулки 11, в которых крепятся стойки кронштейнов 2. Кронштейн 3 служит для закрепления механизмов и приспособлений, приводящих в движение вертикальную мешалку 10. Мешалка

получает поступательное движение от шатуна 6, укрепленного на эксцентрикe, который жестко связан с маховиком 8, последний приводится во вращение от электромотора.

Самоуплотняющаяся калориметрическая бомба (фиг. 2) состоит из следующих частей: крышки 5, зажимного кольца 2 с накаткой, стакана 1, металлического кольца 4 и резинового кольца 3.

При повышении давления в бомбе крышка 5 поднимается вверх и прижимает резиновое кольцо 3 к металлическому кольцу 4.

Резиновое кольцо, деформируясь, плотно прилегает к стенкам крышки, чем создается надежная герметизация. Входной клапан 6, служащий для наполнения бомбы кислородом, работает также на принципе самоуплотнения. Этот клапан вместе с трубкой 10 является в то же время одним из электроконтактов бомбы.



Фиг. 2. Калориметрическая бомба.

1—стакан; 2—кольцо зажимное; 3—кольцо резиновое; 4—кольцо металлическое; 5—крышка; 6—клапан входной; 7—клапан выходной; 8—трубка; 9—тигель; 10—трубка.

Выходной штуцер с клапаном 7 представляет собой обычный игольчатый запорный вентиль.

Бомба изготовлена из нержавеющей стали. Толщина ее стенок такова, что она может выдержать давление до 300 бар.

Для сжигания навески испытуемого топлива применяется спе-

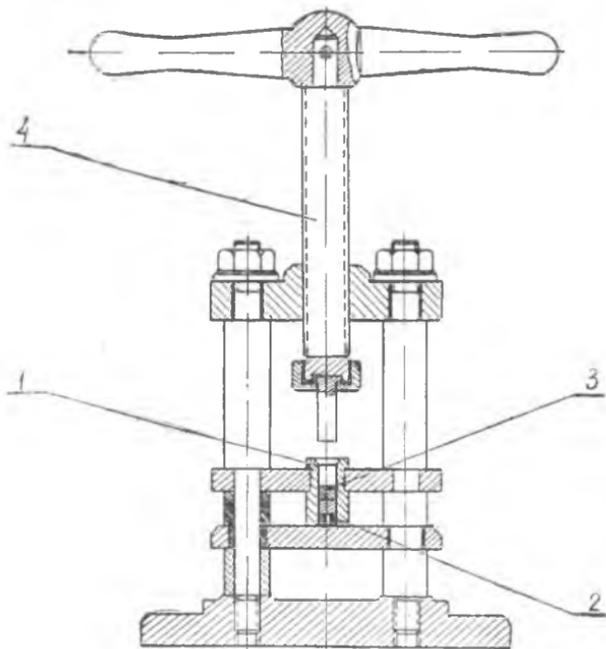
специальная calorиметрическая чашечка (тигель) 9, изготовленная из нержавеющей стали.

Для определения теплотворности необходимо отобрать среднюю пробу, для чего жидкое топливо должно быть хорошо взболтано, а твердое измельчено и перемешано.

Топливо отвешивается в платиновую, кварцевую или из специальных сплавов чашечку. Навеска жидкого топлива до 1 г. Взвешивание производится на аналитических весах с точностью до 0,0002 г.

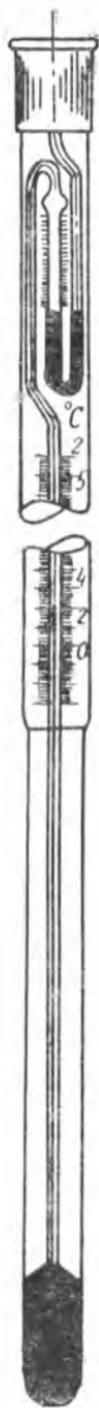
Из твердого топлива приготавливается брикет величиной 0,8—1,5 г, в который впрессовывается мягкая железная проволока длиной 60 ± 100 мм. Проволока нужна для воспламенения брикета. Брикет твердого топлива также взвешивается на аналитических весах с точностью до 0,0002 г. Запальная проволочка должна быть предварительно взвешена.

Приготовление брикета из твердого топлива производится с помощью пресса (фиг. 3) следующим образом: металлическая матрица 1 с одного конца закрывается упором 2, в прорези которого вкладывается запальная проволока толщиной до 0,2 мм, завязанная петлей. В матрицу засыпается уголь, взятый из приготовленной средней пробы. Уголь закрывается пуансоном 3, и вся матрица, подготовленная вышеописанным способом, вставляется в ручной пресс.



Фиг. 3. Ручной пресс для приготовления брикетов твердого топлива.

1—матрица металлическая; 2—упор; 3—пуансон; 4—винт.



Нажимая винтом 4 на пуансон, производят прессование угля. В матрице получается брикет твердого топлива.

Для отсчета температур применяется специальный калориметрический термометр типа Бекмана (фиг. 4) Этот термометр снабжен шкалой, разделенной на 5 градусов, причем каждому градусу соответствует длина примерно в 4 см. Цена одного деления шкалы термометра — $0,01^{\circ}\text{K}$.

С помощью лупы каждое деление разделяется на глаз еще на 10 частей, так что отсчет температур производится с точностью до $0,001^{\circ}\text{K}$.

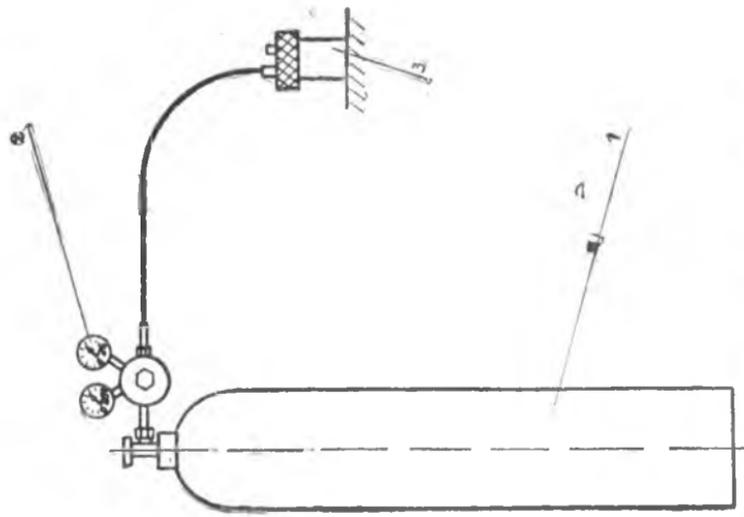
Количество ртути в резервуаре термометра, имеющего очень большие размеры, может меняться в зависимости от того, в каком диапазоне температур применяется термометр. Для этой цели капилляр термометра Бекмана снабжен на верхнем конце дополнительным резервуаром, в котором может помещаться избыток ртути.

Особенность термометра заключается в том, что им нельзя измерять температуру, отсчитанную от нуля градусов. Измеряется только повышение или понижение температуры во время опыта от некоторого начального температурного уровня.

Перед началом каждого опыта производится обязательная «настройка» термометра на начало отсчета. Для этой цели термометр погружают в калориметрическое ведро. Если при этом ртутный столбик установится в пределах $0 \div 0,8^{\circ}\text{K}$ по шкале, то опыт можно начинать, т. к. имеется достаточный запас шкалы для отсчета ожидаемого повышения температуры ($\Delta t = 3,5 \div 4,5^{\circ}\text{K}$). Чаще при пробном погружении ртутный столбик либо уходит вниз за пределы шкалы, либо устанавливается в верхней части шкалы. В первом случае имеется недостаток, а во втором — избыток ртути в нижней части капсулы термометра.

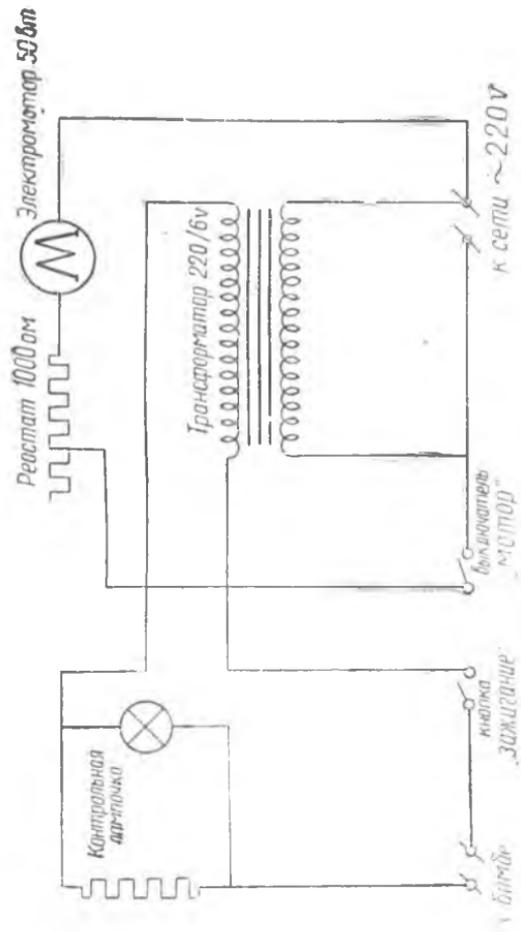
При недостатке ртути производится ее пополнение из верхнего резервуара. Для этой цели термометр переворачивают верхним концом вниз и постукиванием пальца загоняют ртуть в верхнюю часть расширения капилляра. После этого осторожно нагревают нижний резервуар в руке или теплой воде до тех пор, пока ртуть не поднимется в верхний конец капилляра и не соединится с каплей ртути, висящей в расширении. Затем переносят термометр в струю воды из водопроводного крана. Ртуть в нижней капсуле уменьшается в объеме, при этом происходит перекачка. Когда на глаз перекачено

Фиг. 4. Ртутный термометр Бекмана.



Фиг. 5. Приспособление для наполнения бомбы сжатым кислородом.

— баллон с кислородом; 1— манометр; 2— кран; 3— вентиль; 4— вентиль.



Фиг. 6. Электрический щиток.

достаточное количество ртути, встряхиванием сбрасывают верхнюю каплю и погружают термометр для контроля в ведро. Если столбик установится в указанных пределах — термометр настроен. В противном случае повторяют все манипуляции.

При избытке ртути термометр нагревают в руке в вертикальном положении, при этом на выходе капилляра в верхний резервуар накапливается ртутная капля, которую встряхиванием сбрасывают, а затем термометр помещают в ведро (при наличии навыков обращения с термометром вся операция настройки занимает 5—10 минут).

Приспособление для наполнения бомбы кислородом (фиг. 5) состоит из баллона с кислородом 1, регулятора давления 2 с манометром и калориметрической бомбы 3.

Электрический щиток (фиг. 6) предназначен для подачи тока, питающего мотор, приводящий в движение мешалку, и для подачи тока, предназначенного для накала проволоочки, от которой происходит зажигание навески.

Выполнение работы

Калориметрическая чашечка с топливом вставляется в кольцо бомбы, концы проволоочки прикрепляются к токоподводящим электродам.

В бомбу наливается 10 см³ дистиллированной воды для растворения серного ангидрида, получающегося в результате сгорания серы, содержащейся в топливе.

Титрованием определяется количество образовавшейся серной кислоты и вводится поправка на теплоту образования. Бомба закрывается крышкой, которую поперу осторожно завинчивают до тех пор, пока верхняя торцевая поверхность крышки 5 (фиг. 2) не выступит на 1—2 мм над торцевой поверхностью зажимаемого кольца 2.

Когда крышка завинчена, присоединяют кислородоподводящую систему, открывают вентиль и медленно впускают кислород до тех пор, пока его давление в бомбе не достигнет 25 бар, после чего закрывают вентиль и отсоединяют систему. Заряженную таким образом бомбу помещают в калориметрический сосуд, куда налита отвешенная с точностью до 0,5 г дистиллированная вода в количестве 1,73 кг. Вода в калориметре должна доходить до верхнего уровня гаек вентиля, запирающих впускное и выпускное отверстия бомбы.

К контактам на бомбе присоединяются токоподводящие провода, соединенные со щитком.

Вставляется термометр и закрывается крышка калориметра. Далее приступают к проведению опыта. Для этого включают мотор мешалки и наблюдают за температурой по термометру. Термометр и мешалка не должны касаться стенок бомбы и калориметрического сосуда.

Когда изменения температуры становятся незначительными

(не более $0,002^{\circ}\text{K}$ за 30 сек.), пускают секундомер и производят запись показаний термометра через каждые 30 сек.

Тысячные доли градуса отсчитываются на глаз с помощью лупы.

Весь опыт делится на 3 периода: начальный, главный и конечный.

Начальный период имеет одиннадцать замеров (десять тридцатисекундных интервалов). Он предшествует сжиганию навески топлива и служит для наблюдения и учета теплообмена калориметрической системы (бомбы, сосуда, воды в нем, погруженных в воду частей мешалки и термометра) с окружающей средой в условиях начальной температуры опыта.

Главный период начинается с включением кнопки «зажигание» и заканчивается при достижении максимума температуры. Он включает в себя процессы сгорания навески, передачи тепла горения калориметру и выравнивания температуры всех частей калориметрической системы.

При включении зажигания загорается контрольная лампочка, которая тут же тухнет вследствие перегорания запальной проволоки.

Если контрольная лампочка не зажигается, это означает, что токоподводящая линия порвана. Если лампочка не тухнет, значит ток прошел мимо запальной проволоки.

Конечный период начинается с установившейся температуры главного периода и заканчивается после одиннадцати замеров (десять тридцатисекундных интервалов). Конечный период служит для той же цели, что и начальный.

Последний замер начального периода является первым замером главного периода, последний замер главного периода является первым замером конечного.

После записи последнего наблюдения выключают мотор и вынимают бомбу из калориметра. Бомба насухо протирается, открывается выпускной вентиль и выпускаются продукты горения. После этого отвинчивается крышка и производится осмотр тигелька.

Опыт можно считать удавшимся только в том случае, если топливо сгорело полностью (отсутствует сажа на стенках бомбы).

Расчет высшей теплотворности производится по формуле:

$$H_{\text{о}}^{\text{лаб}} = \frac{(K + B)(T_2 - T_1 + \Delta T) - (q_{\text{зап.}} \cdot a_{\text{зап.}})}{n_{\text{топ.}}} \cdot \frac{\text{дж}}{\text{г}}$$

где $K \frac{\text{дж}}{^{\circ}\text{K}}$ — водяной эквивалент;

$B \frac{\text{г дж}}{^{\circ}\text{K}}$ — произведение веса воды в калориметре и в бомбе на теплоемкость воды (теплоемкость воды принимаем равной $4,1865 \text{ дж/г}^{\circ}\text{K}$);

T_2 — конечная температура главного периода;

T_1 — начальная температура главного периода;

ΔT — поправка на теплообмен;

$q_{\text{зап.}}$ — теплотворность запала, которая равна: для железной проволоки $q_{\text{зап.}} = 6698 \text{ дж/г}$; для никелиновой проволоки $q_{\text{зап.}} = 3245 \text{ дж/г}$; для медной проволоки $q_{\text{зап.}} = 2512 \text{ дж/г}$;

$a_{\text{топл.}}$ — навеска испытуемого топлива, г;

$a_{\text{зап.}}$ — вес запала, г.

Водяным эквивалентом калориметра называется произведение массы всех частей калориметра (калориметрического ведерка, бомбы, мешалки, термометра) на их среднюю теплоемкость.

Водяной эквивалент калориметра определяется сжиганием в бомбе навески эталонной бензойной кислоты в помещении и в условиях, во всех деталях повторяющих условия дальнейшей работы с данным калориметром. Для бензойной кислоты $H_0 = 26496 \frac{\text{дж}}{\text{г}}$.

Для каждого калориметра водяной эквивалент является известной величиной, которая время от времени проверяется. Калориметр представленный на фиг. 1, имеет $K = 1616 \frac{\text{дж}}{\text{град. К}}$.

Вычисление поправки на теплообмен калориметрической системы с внешней средой производят по формуле Бунте:

$$\Delta T = \frac{V + V_1}{2} m + V_1 r,$$

где V — среднее изменение температуры в начальном периоде за один интервал,

$$V = \frac{\text{нулевой замер (начального периода)} - \text{десятый замер (начального периода)}}{10};$$

V_1 — среднее изменение температуры в конечном периоде за один интервал,

$$V_1 = \frac{\text{нулевой замер (конечного периода)} - \text{десятый замер (конечного периода)}}{10};$$

m — число интервалов главного периода, в которых разность между соседними показаниями превышает $0,3^\circ$, включая первый интервал главного периода, если он даже и меньше $0,3^\circ\text{К}$;

r — остальное число интервалов главного периода;

n — число интервалов главного периода.

Отчет по выполненной работе должен содержать:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальную схему установки.
3. Протокол записи показаний измерительных приборов.
4. Таблицу результатов опыта и график изменения температуры по времени во все три периода.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОБАРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЗДУХА

Целью работы является определение методом калориметрирования теплоемкости воздуха при постоянном давлении.

З а д а н и е

1. Найти значение изобарной теплоемкости воздуха.
2. Составить отчет по выполненной лабораторной работе.

В в е д е н и е

Истинная теплоемкость 1 кг вещества определяется в общем случае соотношением

$$C_x = \left[\frac{\partial q}{\partial T} \right]_x, \quad (1)$$

где индекс x характеризует условия, при которых производится сообщение или отнятие тепла от исследуемого вещества.

Каждое вещество обладает бесчисленным количеством теплоемкостей, что непосредственно следует из аналитического выражения первого начала термодинамики

$$dq = dU + Pdv, \quad (2)$$

где dq — зависит от условий, при которых совершается процесс, следовательно, и теплоемкость является функцией процесса.

Для практических целей имеет большое значение знание теплоемкостей C_v и C_p . В этом случае уравнение (1) для C_p и C_v запишется в виде:

$$C_p = \left[\frac{\partial q}{\partial T} \right]_p \quad \text{и} \quad C_v = \left[\frac{\partial q}{\partial T} \right]_v. \quad (3)$$

Уравнения (3) по существу являются только формальным определением теплоемкости и в таком виде не показывают зависимости теплоемкости от основных термодинамических параметров состояния.

Опираясь на фундаментальные соотношения, вытекающие из первого закона термодинамики, можно получить развернутые выражения, устанавливающие связь C_p и C_v с основными термодинамическими параметрами состояния, а также их взаимную связь.

Для отыскания такой связи необходимо воспользоваться уравнениями (1) и (2) и свойствами внутренней энергии газа.

В самом общем случае внутренняя энергия является однозначной функцией состояния газа и, как следствие этого, величина внутренней энергии данного количества газа (1 кг) может быть представлена как функция любых двух независимых термических параметров состояния:

$$U = f(T, V); \quad U = \varphi(P, V); \quad V = \psi(T, P);$$

дифференциал U — является полным дифференциалом (общее свойство функции состояния).

Используя независимые переменные параметров состояния T и v [$u = f(T, v)$], получаем выражение дифференциала u в виде

$$du = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v \cdot dT + \left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T \cdot dv. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), получаем

$$dq = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v \cdot dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + P \right] \cdot dv. \quad (5)$$

Отсюда следует, что в изохорном процессе

$$dq_v = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v \cdot dT,$$

и, следовательно, теплоемкость при постоянном объеме будет:

$$C_v = \left[\frac{\partial q}{\partial T} \right]_v = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v, \quad (6)$$

а при постоянном давлении

$$C_p = \left[\frac{\partial q}{\partial T} \right]_p = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v + \left\{ \left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T + P \right\} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (7)$$

С учетом (6) выражение (7) принимает вид:

$$C_p = C_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + P \right] \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (8)$$

Полученные соотношения (6), (7) и (8) являются важными термодинамическими уравнениями, применимыми к любым веществам и в любом агрегатном состоянии (газы, жидкости, твердые тела).

Как частный случай, из уравнения (8) получается известное соотношение между C_p и C_v для идеального газа (уравнение Майера).

Внутренняя энергия в этом случае зависит только от температуры и не зависит от объема (это следует из определения свойств самого идеального газа), поэтому производная

$$\left[-\frac{\partial u}{\partial v} \right]_{\tau} = 0.$$

Величина производной $\left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p$ может быть определена из уравнения состояния идеального газа

$$v = \frac{RT}{P},$$

$$\left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{R}{P}.$$

Подставляя значение производных в уравнение (8), получаем

$$C_p = C_v + R$$

или в общепринятой форме записи

$$C_p - C_v = R.$$

Отмечая значимость соотношений (6), (7) и (8) в методах общего термодинамического анализа, следует указать на известную ограниченность их использования в существующем виде. Это объясняется тем, что соотношения получены чисто математическим путем, опираясь на самые общие энергетические соотношения.

Широкое использование полученных аналитических зависимостей было бы возможным, если для всех веществ (или отдельно для каждого вещества) была бы известна точная аналитическая форма уравнения состояния

$$F(P, V, T) = 0.$$

Однако детальные физические исследования показывают, что значение точного уравнения состояния реальных газов, прежде всего, опирается на точность знания о конкретном атомно-молекулярном строении газов. Поэтому непрерывно ведутся теоретические и экспериментальные исследования, направленные на уточнение уравнения состояния реальных газов. Знание точных значений C_p и C_v для различных веществ исключительно важно, например, расчеты тепловых процессов газотурбинных, ракетных двигателей и специальных технологических процессов, протекающих в условиях высоких давлений и температур газов.

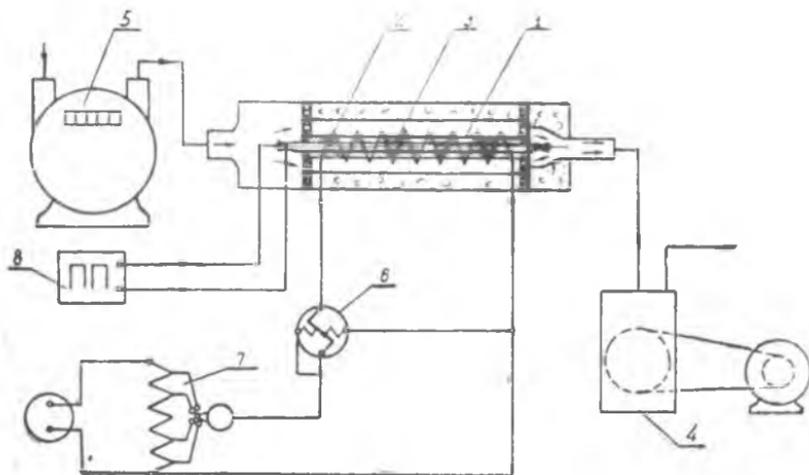
В настоящее время значения C_p и C_v для различных веществ определяются экспериментально. Однако сами экспериментальные методы непрерывно совершенствуются по мере уточнения и развития знаний об атомно-молекулярном строении вещества. Точное определение C_p и C_v связано со значительными трудностями (особенно, при высоких T и P).

Для определения C_p газов наиболее совершенным является спектроскопический метод, основанный на применении квантовой физики к изучению свойств газов.

В предлагаемой лабораторной работе значение C_p для воздуха определяется при температурах, близких к температуре окружающей среды.

Описание установки

Определяется C_p методом калориметрирования. Электрокалориметр, применяемый при этом, состоит из двух металлических цилиндров, расположенных соосно (фиг. 1). Внутри их на фарфоровой трубке (1) помещается нихромовая нагревательная спираль 2.



Фиг. 1. Принципиальная схема электрокалориметра:

1—трубка фарфоровая; 2—нихромовая нагревательная спираль; 3—термопара хромель-копелевая шестиспайная; 4—вакуумнасос РВН-20; 5—счетчик расхода газа; 6—ваттметр переменного тока; 7—автотрансформатор; 8—потенциометр.

На оси калориметра устанавливается шестиспайная хромель-копелевая термопара 3 для замера разности температур воздуха на входе и выходе. С целью устранения теплообмена с внешней средой пространство между металлическими цилиндрами полностью заполняется стеклянной ватой.

При работе вакуумнасоса РВН-20 4 в его всасывающем патрубке создается разрежение, под действием которого атмосферный воздух просасывается через всю установку. Количество проходящего воздуха регистрируется газовым счетчиком 5 сухого типа с максимальной пропускной способностью до $6 \text{ м}^3/\text{час}$. Точность отсчета до 1 дм^3 .

Проходя через электрокалориметр, воздух обдувает нагревательную спираль, воспринимает тепло, выделяющееся от спирали, и затем выбрасывается вакуумнасосом в атмосферу.

В качестве измерительных приборов используются: ваттметр переменного тока 6 класса 0,5; стабилизатор напряжения, секундо-

мер, автотрансформатор ЛАТР-9 7, потенциометр 8, барометр и термометр для замера параметров атмосферного воздуха.

Выполнение работы

Перед началом работы необходимо включить вакуумнасос.

С помощью автотрансформатора отрегулировать мощность электрического тока, подаваемого на спираль. Установить показания стрелки ваттметра 50 *вт*.

Произвести продувку установки до полной стабилизации показаний потенциометра (примерно 45 ÷ 50 *мин*).

После установления тепловой стабилизации произвести замеры расхода воздуха в $\text{м}^3/\text{час}$, показания термометры ΔT (находятся по таблице), показания ваттметра W в кдж/сек , температуры и давления атмосферного воздуха.

Останавливается установка в следующем порядке: ручка автотрансформатора устанавливается в нулевое положение; автотрансформатор отключается от электрической сети; с целью охлаждения установки продувается воздухом в течение двух минут; выключается вакуумнасос.

Определение C_p производится по уравнению баланса тепла. Тепло, выделившееся нагревательной спиралью, поглощается воздухом.

Часовой расход тепла по электрической мощности

$$Q = 3600 \cdot W, \quad \frac{\text{кдж}}{\text{час}} \quad (9)$$

Тепло, поглощаемое воздухом

$$Q = m \cdot C_p \cdot \Delta T, \quad \frac{\text{кдж}}{\text{час}} \quad (11)$$

Объединяя уравнения (9) и (11), получаем формулу для определения C_p :

$$C_p = \frac{3600 W}{m \cdot \Delta T}, \quad \frac{\text{кдж}}{\text{кг} \cdot \text{K}} \quad (12)$$

где m — часовой расход воздуха через электрокалориметр, $\frac{\text{кг}}{\text{час}}$.

Величина m подсчитывается по формуле

$$m = v \cdot \rho \frac{\text{кг}}{\text{час}}, \quad (13)$$

где v — часовой расход воздуха, м^3 ;

ρ — плотность воздуха перед электрокалориметром определяется

из уравнения состояния, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$

$$\rho = \frac{P}{RT}. \quad (14)$$

Здесь $R = 287$ — газовая постоянная воздуха, $\frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$;

P — показания барометра, $\frac{H}{M^2}$;

T — абсолютная температура воздуха на входе в электрокалориметр, $^{\circ}K$.

Вследствие простоты конструкции установки точность определения C_p невысокая.

Отчет по выполненной лабораторной работе должен содержать:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальную схему установки.
3. Протокол записи показаний измерительных приборов.
4. Обработку результатов опыта.
5. Сравнение полученных результатов с литературными данными.

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОЛИТРОПЫ

Целью работы является исследование процесса сжатия газа в цилиндре и представление его в виде политропного процесса.

Теоретические основы работы

Политропные процессы. Совокупность изменений, происходящих в рабочем теле при конечном переходе из одного состояния в другое, называется процессом изменения состояния. Между состояниями 1 и 2, вообще говоря, существует бесчисленное множество различных путей перехода, совокупность которых аналитически описать невозможно. Поэтому термодинамика рассматривает только определенный круг процессов, называемых политропными, которые могут быть описаны аналитически.

Все остальное множество процессов при необходимости расчета заменяется условно соответствующими политропными процессами с такими же начальными и конечными состояниями и таким же энергетическим обменом с окружающей средой. Это особенно часто практикуется при изучении действительных циклов тепловых машин. Основной характеристикой, выделяющей политропные процессы из всего многообразия процессов изменения состояния термодинамических тел, является постоянство отношения приращения внутренней энергии ко всему подведенному теплу, что равнозначно выражению

$$C = \text{const.} \quad (1)$$

Таким образом, политропный процесс характеризуется произвольной, но постоянной теплоемкостью процесса.

Уравнение политропных процессов. Используя для произвольного политропного процесса уравнение первого начала термодинамики в дифференциальной форме для 1 кг газа

$$dq = C \cdot dT = C_v \cdot dT + P \cdot dv, \quad (2)$$

уравнение состояния,

$$Pv = RT \quad (3)$$

и вводя величину

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v}, \quad (4)$$

называемую показателем политропы, получим уравнение политропного процесса:

$$P \cdot v^n = \text{const}, \quad (5)$$

$$Tv^{n-1} = \text{const}, \quad (6)$$

или

$$TP^{\frac{1-n}{n}} = \text{const}. \quad (7)$$

Работа в политропном процессе. Дифференциальное выражение работы расширения 1 кг газа в любом процессе имеет вид

$$dl = P \cdot dv. \quad (8)$$

Для конечного изменения от состояния 1 до состояния 2

$$l_{1-2} = \int_1^2 P \cdot dv. \quad (9)$$

Используя уравнение политропы (5) и интегрируя, получим

$$l_{1-2} = \frac{1}{n-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (10)$$

Теплоемкость газа в политропном процессе. Решим уравнение (4) относительно C и введем величину $K = \frac{C_p}{C_v}$ — показатель изэнтропии. Получим такое выражение для теплоемкости политропного процесса:

$$C = C_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (11)$$

Условие постоянства теплоемкости в политропном процессе не ограничивает ее числового значения, поэтому в диапазоне $0 \leq C \leq \infty$ число политропных процессов бесконечно.

Частные случаи политропных процессов. Из бесконечного множества политропных процессов можно выделить группу процессов, имеющих дополнительные ограничения.

Этими процессами являются изохорный, изобарный, изотермический и изэнтропный (адиабатный).

Изохорный процесс протекает при постоянном объеме

$$v = \text{const}. \quad (12)$$

Для него $n = \pm \infty$ и $C = C_v$; $l_{1-2} = 0$.

Изобарный процесс протекает при постоянном давлении

$$P = \text{const.} \quad (13)$$

Для него $n = 0$; $C = C_p$; $l_{1-2} = P(v_1 - v_2)$.

Изо термический процесс протекает при постоянной температуре

$$T = \text{const} \text{ или } Pv = \text{const.} \quad (14)$$

Для него $n = 1$; $C = \alpha$.

$$\begin{aligned} l_{1-2} &= \int_1^2 P \cdot dv = \int_1^2 \text{const} \frac{dv}{v} = P_1 v_2 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = \\ &= RT \ln \frac{P_1}{P_2} = PT \cdot 2,303 \cdot \lg \frac{P_1}{P_2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Изоэнтропный процесс протекает без теплообмена с окружающей средой

$$dq = 0.$$

Отсюда, выражая тепло через теплоемкость C процесса, получим

$$dq = c \cdot dT = 0;$$

т.е. $C = 0$.

Последнее равенство дает $n = \frac{C_p}{C_v} = K$.

Тогда уравнение изоэнтропного процесса можно записать так:

$$P \cdot v^k = \text{const.} \quad (16)$$

Работа за процесс, согласно уравнению (10), выразится

$$l_{1-2} = \frac{1}{k-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (17)$$

Определение показателя политропы процесса. Напишем уравнение политропы для двух конечных состояний:

$$P_1 v_1^n = P_2 v_2^n. \quad (18)$$

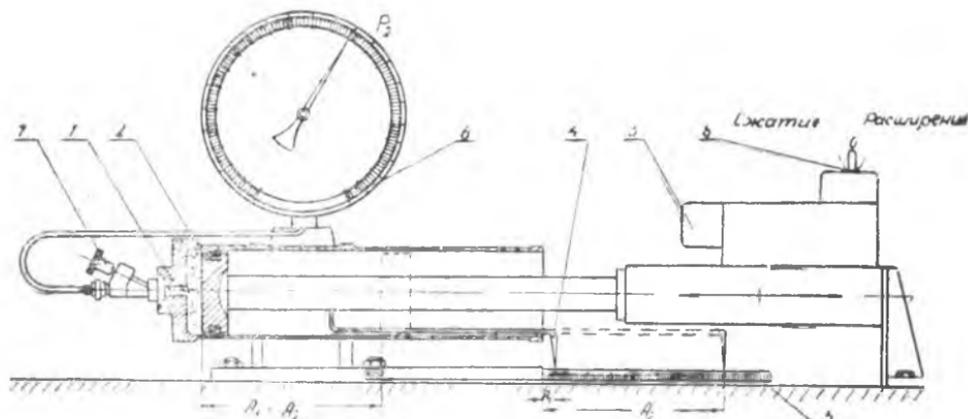
Прологарифмируем и преобразуем

$$\begin{aligned} \lg P_1 + n \lg v_1 &= \lg P_2 + n \lg v_2 \\ \lg P_1 - \lg P_2 &= n (\lg v_2 - \lg v_1) \text{ или} \\ n &= \frac{\lg P_1 - \lg P_2}{\lg v_2 - \lg v_1}. \end{aligned} \quad (19)$$

Это выражение показывает, что для любого политропного процесса имеет место постоянство отношения абсолютных величин разности логарифмов давлений к разности логарифмов объемов в начальной и конечной точках процесса. Значит, при построении в логарифмических координатах ($\lg p$; $\lg v$) любой политропный процесс должен изобразиться в виде прямой, причем тангенс угла наклона ее численно равен величине показателя n политропы).

Описание лабораторной установки и методика эксперимента

Экспериментальная установка (фиг. 1) представляет собой цилиндр 1 с поршнем 2, приводимым электромотором 3. На штоке поршня укреплена стрелка 4, а на цилиндре — линейка 5, которые позволяют определить объем сжатого в цилиндре газа. Давление в



Фиг. 1. Общий вид экспериментальной установки:

—цилиндр; 2—поршень; 3—электромотор; 4—стрелка; 5—линейка; 6—манометр; 7—кран;
8—тумблер.

цилиндре регистрируется манометром 6. Через кран 7 полость цилиндра может сообщаться с окружающей средой. Мотор управляется тумблером 8. Так как при крайнем левом положении поршня остается некоторый объем (объем между поршнем и торцевой стенкой цилиндра, объем в манометрических трубках), его определение является первой задачей.

Для этого при зафиксированном положении цилиндра на опорной плите и открытом кране 7 поршень переводится электромотором в крайнее правое положение. Затем закрывается кран 7, по линейке фиксируется начальное положение поршня и давление, указываемое манометром, после этого электромотором поршень перемещается в крайнее левое положение.

Для обеспечения изотермичности процесс сжатия можно проводить прерывисто, после его окончания следует сделать выдержку до прекращения движения стрелки манометра (10—20 сек), после чего фиксируется положение стрелки на линейке и показываемое манометром давление.

Полученные в процессе изотермического сжатия данные позволяют определить минимальный объем газа.

Если в начальном положении зарегистрировано на линейке A_1 делений и на манометре P_1 н/м², в конечном положении A_2

делений и P_2^1 н/м² и, считая изменения объема пропорциональным перемещению поршня, можно записать для изотермического процесса уравнение (14):

$$\frac{A_1 + X}{A_2 + X} = \frac{P_2' + B}{P_1 + B},$$

где X — линейное выражение величины нулевого объема полости сжатия, мм;

B — барометрическое давление, н/м².

Из этого уравнения находим значение X

$$X = \frac{A_1 (P_1 + B) - A_2 (P_2' + B)}{P_2' - P_1}. \quad (21)$$

После определения X производятся основные измерения процесса политропного сжатия.

Для этого при прежнем положении цилиндра на опытной плите поршень отводится в крайнее правое положение, регистрируется A_1 и P_1 , затем непрерывной подачей поршня ведется сжатие. Фиксируется давление P_2 в момент прихода поршня в крайнее левое положение A_2 .

По полученным данным подсчитываются значения

$$P_{01} = P_1 + B; \quad P_{02} = P_2 + B;$$

$$A_{01} = A_1 + X; \quad A_{02} = A_2 + X.$$

По конечным и начальным значениям последних, пользуясь выражением (18), которое в нашем случае принимает вид:

$$n = \frac{\lg \frac{P_{02}}{P_{01}}}{\lg \frac{A_{01}}{A_{02}}}, \quad (22)$$

подсчитывается величина показателя политропы. По выражению (10) определяется работа сжатия 1 кг газа в исследуемом процессе. Затем в логарифмических координатах по двум крайним точкам строится прямая политропного процесса.

Полученный политропный процесс также строится в $P - V$ координатах. Для этого выбираются две средние промежуточные точки A_3 и A_4 и подсчитываются соответствующие им давления P_3 и P_4 по выражению:

$$P_{03} = P_{01} \left(\frac{A_{01}}{A_{03}} \right)^n. \quad (23)$$

Результаты измерений и расчетов заносятся в протокол.

§ 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДИАБАТНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ СУЖИВАЮЩЕЕСЯ СОПЛО.

Целью данной работы является экспериментальное изучение процесса адиабатного истечения воздуха через суживающееся сопло.

З а д а н и е

1. Исследовать изменение скорости и расхода воздуха, вытекающего из суживающегося сопла, в зависимости от отношения давлений.
2. Определить коэффициент расхода сопла.
3. Замерить давления на срезе сопла.

В в е д е н и е.

Процессы движения газов по каналам осуществляются во многих машинах и аппаратах. В связи с этим изучение движения газов и связанных с ним различных преобразований энергии в движущемся потоке газа приобретает важное значение.

Базируясь на общих положениях теории истечения газов, производят расчеты турбин, центробежных и осевых компрессоров, реактивных двигателей и других машин.

Основная задача термодинамического анализа применительно к газовому потоку состоит в определении скорости истечения, секундного расхода газа, а также установлении условий, существенно влияющих на процесс истечения и его эффективность.

Процесс истечения газа из сопел может происходить как при постоянных начальных параметрах (истечение из резервуара неограниченной емкости), так и при переменных начальных параметрах (истечение из резервуара ограниченной емкости) истекающего газа.

В предлагаемой работе принимается, что течение газового потока осуществляется без теплообмена (адиабатно) с окружающей

средой; течение установившееся, т. е. через каждое сечение канала протекает в единицу времени одно и то же количество газа, и в каждой точке канала газ имеет неизменяющиеся по времени параметры; эпюра скоростей по сечению канала постоянна.

$$w = f(r) = \text{const.}$$

При адиабатном течении газа увеличение кинетической энергии происходит за счет уменьшения его энтальпии а следовательно, и внутренней энергии. Увеличение скорости газа происходит при уменьшении его давления и температуры, а следовательно, и при уменьшении местной скорости звука. Теоретически расход газа через сопло определится

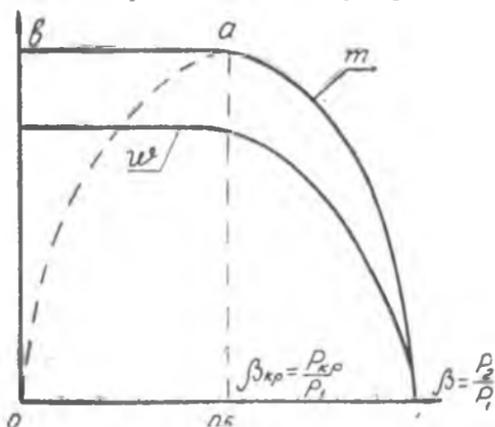
$$m = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} P_1 \rho_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad \text{кг/сек.} \quad (1)$$

Анализируя изменение расхода газа через сопло при условии, что начальное давление P_1 остается постоянным, а P_2 меняется оставаясь постоянным во время процесса истечения, приходим к выводу, что он обращается в нуль дважды, при соотношениях

$$P_2/P_1=1 \text{ и } P_2/P_1=0.$$

Первый случай понятен, т. е. при равенстве давлений среды и резервуара никакого течения не происходит.

Во втором случае получается, что при истечении в среду, представляющую полный вакуум, расход газа равен нулю.



Подставляя в уравнение для P_2/P_1 ряд значений, промежуточных между 0 и 1, получаем диаграмму расхода газа $0a1$ (фиг. 1).

Опыт показывает, что расход газа, соответствующий правой половине, в общем совпадает с результатами, следующими из уравнения (1) кривая $1a$. При дальнейшем понижении давления среды расход газа не изменяется (линия av).

Максимальному расходу соответствует критическое давление в устье сопла, при котором скорость

Фиг. 1. График изменения скорости истечения и расхода газа для сужающегося сопла.

истечения становится равной местной скорости звука. Отношение давлений при этом также называется критическим.

Постоянство расхода газа при уменьшении давления P_2 ниже $P_{кр}$ имеет следующее физическое объяснение. Изменение давления среды (как малые возмущения) распространяется со скоростью,

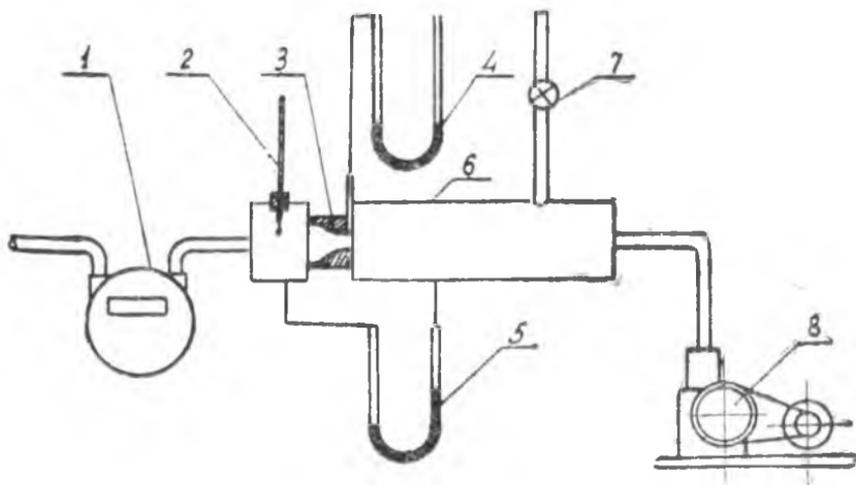
равной скорости звука. Пока скорость истечения газа из сопла меньше скорости звука, понижение внешнего давления передается по струе газа внутрь сопла и приводит к перераспределению давления внутри него; в конечном итоге приводит к возрастанию градиента давления по длине сопла, а скорость истечения соответственно возрастает. Процесс понижения давления во внешней среде движется навстречу потоку с относительной скоростью, равной скорости звука в этой среде, а абсолютная скорость возмущения относительно неподвижного сопла будет равна разности скоростей звука и движущейся среды. Но как только скорость газа на выходе из сопла достигла скорости звука, никакое уменьшение давления окружающей среды внутрь сопла больше не передается (P_2 в устье сопла постоянно).

Таким образом, посредством понижения давления в среде ниже критического нельзя добиться такого же понижения давления в устье сужающегося сопла, а значит нельзя в нем получить скорость выше скорости звука и увеличить расход газа через него.

Основная цель работы — экспериментально подтвердить фундаментальную зависимость изменения расхода газа, изображенную на фиг. 1.

Экспериментальная установка

На фиг. 2 показана схема экспериментальной установки. Здесь 3 — исследуемое суживающееся сопло, через которое происходит истечение воздуха при перепаде давлений $\beta = P_2/P_1$. Сопло имеет плавный профиль, изготовленный по формуле Витошинского. Объемный расход воздуха на установке измеряется с помощью лабо-



Фиг. 2. Схема установки:

1 — газосчетчик; 2 — термометр; 3 — сопло; 4, 5 — манометры; 6 — ресивер; 7 — перепускной кран; 8 — вакуумный насос.

раторного газового счетчика 1. Воздух из окружающего помещения (резервуара неограниченной емкости) поступает через газовый счетчик по воздухопроводу к соплу. Перед соплом в воздухопроводе измеряется температура поступающего воздуха с помощью палочного ртутного термометра с ценой деления в $0,5^{\circ}\text{K}$. Сопло и воздухопровод выполнены из прозрачного материала (органического стекла) и поверхности их тщательно отполированы. Замер давления на выходе из сопла (на срезе его) и перепад давлений, под которым происходит истечение воздуха через сопло, осуществляется ртутными U-образными манометрами 4,5. Требуемый перепад давления на сопловом устройстве и установка режимов при работе осуществляется с помощью перепускного вентиля 7. Воздушный поток создается вакуумным насосом ВН-2МГ, подсоединенным к установке через емкость 6 (ресивер). Для сопла с горловиной $\varnothing = 2 \text{ мм}$ при закрытом перепускном вентиле 7 за соплом устанавливается давление в $0,07 - 0,1 \text{ бар}$, что соответствует перепаду $\beta = 0,07 \div 0,1$.

Методика проведения опыта

Перед началом опыта необходимо проверить работу газового счетчика и манометров. Для этого включают вакуумный насос при полностью открытом перепускном вентиле 7, который затем слегка прикрывают и наблюдают работу приборов. Опыт предусматривает 12—14 замеров при различных режимах. Начало опыта необходимо провести при $\beta = 0,98 - 0,97$.

Последующее увеличение перепада давлений, регистрируемого манометром 4, устанавливают путем плавной регулировки вентилем 7. Рекомендуются значения $\beta - 0,95; 0,9; 0,85; 0,8; 0,75$. Далее следует изменять режим так, чтобы значение β в каждом последующем опыте уменьшалось приблизительно на 0,1, чем в предыдущем, до $\beta \approx 0,15$ (до полностью закрытого вентиля 7). Режим истечения воздуха через сопло при различных значениях β устанавливается мгновенно, необходимо лишь следить за показанием манометра 4, чтобы оно было постоянным в течение замера расхода воздуха.

Для каждого перепада давлений определяется объемный расход воздуха, проходящего через сопло, по показаниям газового счетчика с помощью секундомера. Момент пуска и остановки секундомера должен соответствовать показанию газового счетчика, кратному $0,1 \text{ м}^3$. Эти показания регистрируются соответственно: n_0 — показание счетчика в начале отсчета, n — показание счетчика в конце отсчета. Для уменьшения ошибки измерения необходимо, чтобы длительность замера расхода воздуха соответствовала 60—80 сек. Данные β ; n_0 ; n ; P_2 и время записываются в протокол наблюдений. Сделав необходимый минимум измерений, отключают установку.

Обработка результатов опыта

Объемный расход воздуха определится соотношением

$$V = \frac{n - n_0}{\tau}, \quad \text{м}^3/\text{сек.} \quad (2)$$

Принимая перед соплом давление P_1 , равное барометрическому, определим массовый расход воздуха

$$m = V \cdot \rho, \quad \text{кг/сек.} \quad (3)$$

где ρ — плотность воздуха, $\rho = \frac{P}{RT}$;

P — давление;

R — газовая постоянная;

T — температура, $^{\circ}\text{K}$.

Течение газа в сопловом канале считаем адиабатным, энергетический обмен между окружающей средой и воздухом практически отсутствует, так как материал сопла имеет низкую теплопроводность, а время контакта газовых частиц очень мало. Для расчета скорости истечения используем уравнение адиабатного течения, откуда теоретическая скорость истечения определится уравнением:

$$W = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{F_1}{\rho_1} \left[1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad \text{м/сек.} \quad (4)$$

Величина теоретического расхода воздуха через сопло определится по формуле

$$m_T = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} P_1 \rho_1 \left[\xi^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad \text{м}^2/\text{сек.},$$

где f — сечение сопла.

Расчеты m_T провести и для $\beta = 0,1; 0,3$.

Имея величины расхода из опыта и расчетные m_T , коэффициент расхода определим:

$$\mu = \frac{m}{m_T}$$

Значение коэффициента расхода определить для нескольких точек, одна при $\beta_{кр}$ и две—три для $\beta > \beta_{кр}$.

Для воздуха критическое отношение давления $\beta_{кр} = 0,528$.

По полученным в опыте данным и проведенным расчетам по строить графики зависимости расхода воздуха через сопло в функции отношения давлений; $m = F(\beta)$; $m_T = F_1(\beta)$ по этому графику определить значение критического отношения давлений. Построить график скорости $W = F_2(\beta)$.

Протокол наблюдений

№ п/п.	Показания манометра		$P_2, P_{\text{ср}}$ кг/м ²	Показания газового счетчика		τ , сек	Расчетные величины					
				n_0	n		P_2/P_1	V	m	W	m_T	μ
1												
2												
3												
4												

Отчет по выполненной лабораторной работе должен содержать:

1. Принципиальную схему и описание установки.
2. Протокол наблюдений.
3. Расчеты: скорости, расходов и коэффициента расхода.
4. Графики m, m_T, W в функции β .
5. График давления на срезе сопла в функции β .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Ястржембский. «Техническая термодинамика», стр. 182—206, 1960.
2. А. В. Болгарский и др. «Термодинамика и теплопередача», стр. 154—168, 1964.

§ 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА ИЗ РЕЗЕРВУАРА ПОСТОЯННОЙ ЕМКОСТИ

Целью работы является углубление знаний в области термодинамических основ газовых течений и приобретение навыков экспериментального исследования частных задач технической термодинамики.

З а д а н и е

Определить время истечения газа из резервуара и сопоставить результат с теоретически рассчитанным временем.

В в е д е н и е

Теоретические и экспериментальные исследования задачи о времени истечения из резервуара ограниченной емкости представляют практический интерес для технических целей (процесс очистки цилиндров двигателей внутреннего сгорания, аварийная разгерметизация помещений самолета, расчет аккумуляторов давления для газодинамических труб кратковременного действия и др.).

Теоретический подход к решению этой задачи возможен на основе термодинамики теории нестационарных газовых течений.

Второй путь принципиально является наиболее строгим, однако теория нестационарных течений еще слабо развита, а использование ее основных исходных положений для решения задачи связано с большими математическими трудностями. Поэтому в настоящее время для многих практических целей широко используется термодинамический подход. Основное физическое допущение, которое делается в этом случае, состоит в том, что процесс истечения рассматривается как квазистационарный, т.е. предполагается, что в бесконечно малый промежуток времени течение через выходное отверстие можно рассматривать как стационарное, а для определения мгновенной скорости и расхода газа можно принять текущие значения давления и температуры вытекающего газа. Точность ре-

зультатов термодинамического решения и, в конечном итоге, оправданность идеи квазистационарного течения во многом зависит от скорости изменения давления в резервуаре по времени (от $\frac{dp}{dt}$). Граница применимости термодинамического метода с наперед заданной точностью в настоящее время неизвестна. Экспериментально проверено, что при относительно малых скоростях падения давления ($\frac{dp}{dt} \approx 1 \frac{\text{бар}}{\text{сек}}$) термодинамическое решение дает весьма точные результаты.

Ввиду наличия двух режимов течения: сверхкритического и докритического истечения (см. предыдущую работу), задача о времени истечения газа решается для каждого из режимов в отдельности (фиг. 2).

Приводим краткую сводку формул для случая стационарного течения. Формулы получены в предположении изоэнтропического течения.

Сверхкритическое течение

Отношение давлений $P_2/P_1 < \beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ (для воздуха $\beta_{\text{кр}} = 0,528$),

где P_2 — атмосферное давление;

P_1 — текущее давление в резервуаре;

k — показатель адиабаты.

Скорость истечения теоретическая

$$W = W_{\text{кр.}} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot RT_1} \quad \text{м/сек.} \quad (2)$$

где T_1 — температура, °K;

R — газовая постоянная.

Секундный расход

$$m = \mu \cdot f \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_1 \cdot \rho} \quad \frac{\text{кг}}{\text{сек.}} \quad (3)$$

где μ — коэффициент расхода;

f — сечение сопла, м²;

ρ — плотность газа, кг/м³.

Для воздуха $m = \mu \cdot f \cdot 11,6 \rho \sqrt{T_1}$.

Докритическое течение

Отношение давлений

$$P_2/P_1 > \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (\beta > 0,528). \quad (4)$$

Скорость истечения теоретическая

$$W = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot PT_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad \text{м/сек.} \quad (5)$$

Секундный расход

$$m = \mu \cdot f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \rho^2 RT \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}, \frac{\text{кг}}{\text{сек}}. \quad (6)$$

Общее уравнение истечением из резервуара ограниченной емкости.

Если в уравнении (6) обозначить через Ψ

$$\Psi = \sqrt{\frac{k}{k-1} \cdot 2 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}, \quad (7)$$

тогда уравнение расхода запишется:

$$m_{\text{сек.}} = \mu \cdot f \Psi \sqrt{\rho_0 P_0}. \quad (8)$$

За время τ секунд, согласно уравнению (5), вытекает весовое количество

$$dm_{\text{сек.}} = \mu \Psi f \sqrt{P_0 \cdot \rho_0} d\tau. \quad (9)$$

Этот бесконечно малый расход должен быть равен убыли содержимого резервуара за тот же промежуток времени.

Если m_0 — начальная масса газа в резервуаре, m — масса его, оставшаяся после $\tau_{\text{сек.}}$ истечения, то за время τ секунд вытекло:

$$m = (m_0 - m_1). \quad (10)$$

Приняв V_0 — объем резервуара, ρ_0 и ρ_1 — плотности газа соответственно, получим:

$$m = V_0 \rho_0 - V_0 \rho_1. \quad (11)$$

Следовательно, дифференциал расхода

$$dm = -dV_0 \rho_1. \quad (12)$$

Приравнивая выражения (9) и (12), а также предполагая, что изменение параметров газа в резервуаре подчиняется политропическому закону:

$$\frac{P_1}{\rho_1^n} = \frac{P_0}{\rho_0^n}, \quad (13)$$

вычислив дифференциалы, получим:

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{P_0}{P_1} d\left(\frac{P_1}{P_0}\right) = \frac{\mu \Psi f}{V} = \sqrt{\frac{P_0}{\rho_0}} \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2n}} d\tau. \quad (14)$$

Переменными в этом уравнении являются: P_1 — текущее давление; ψ — функция, определяемая соотношением (7); τ — время.

В общем виде уравнение (14) не разрешается.

При определении времени опораживания, при аналитическом рассмотрении этой задачи отдельно должны быть подсчитаны для промежутка времени:

τ_1 — от начала истечения до момента достижения критического давления в баллоне (сверхкритическая область) и τ_2 — до выравнивания давлений (докритическая область).

$$\tau_2 = \tau_1 + \tau_2. \quad (15)$$

Опораживание резервуара постоянной емкости через отверстие постоянного сечения.

Определение τ_1 . В сверхкритической области функции $\psi = \psi_{\max} = 2,14$, тогда (14) легко интегрируется. Результат зависит от знания показателя политропы n .

В нашем случае достаточно точно можно принять $n = 1$, т. е. считать, что процесс изменения состояния газа в баллоне практически является изотермическим.

В этом случае:

$$\tau_1 = \frac{2,303 V_0}{\mu \psi_{\max} f \sqrt{RT_1}} \lg \left[\frac{P_0}{P_2} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)_{\text{кр.}} \right] \text{сек.} \quad (16)$$

Здесь $\mu = 0,85$ — значение коэффициента расхода (получено опытным путем при стационарной продувке сопла);

$$\psi_{\max} = 2,14;$$

$$f = 0,865 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^2;$$

$$R = 8,31 \cdot 10^3, \text{ дж/к моль } ^\circ\text{K};$$

$$V_0 = 80 \cdot 10^{-3}, \text{ м}^3;$$

$$P_2 = B, \text{ барометрическое давление, бар}$$

Определение τ_2 аналитически осложняется, т. к. в докритической области величина ψ в уравнении (14) представляет собой сложную функцию отношения давлений P_2/P_1 . Для определения τ_2 можно записать выражение:

$$\tau_2 = \frac{V_0}{\mu f} \cdot \frac{1}{\sqrt{RT_1}} \int_{P_{\text{кр.}}}^{P_2} \frac{1}{P_2} \frac{1}{P_1} \psi d \left(\frac{P_2}{P_1} \right), \text{ сек.} \quad (17)$$

Интеграл в (17) не может быть выражен в конечной форме. Для этой цели удобно применять его графо-аналитическое определение.

Обозначим интеграл через $Z = \Phi \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$.

Тогда время τ_2 определится

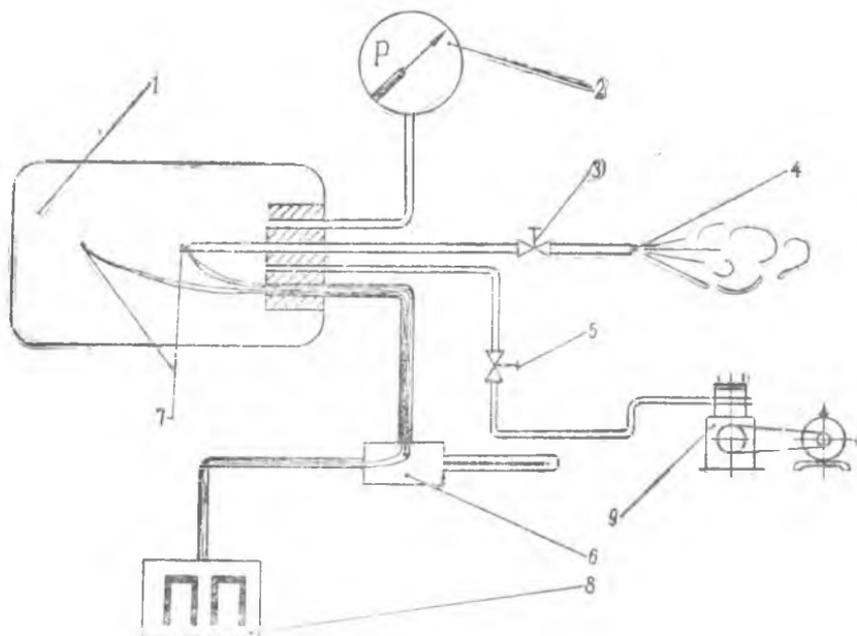
$$\tau_2 = \frac{V_0}{\mu \cdot f} \cdot \frac{1}{\sqrt{RT_1}} \cdot Z. \quad (18)$$

Для величины Z имеются таблицы и графики, так в интервале давлений $P_1 = P_{\text{кр}}$ до $P_1 = 1,05B$ для воздуха $Z = 0,1044$. Полное время истечения определится соотношением (15).

Описание экспериментальной установки

Общий вид установки представлен на фиг. 1. Установка состоит из стального резервуара I , емкостью $V_0 = 80 \text{ дм}^3$. Замер давления

осуществляется образцовым манометром 2. Выходное сопло 4 с помощью запорного крана 3 может соединяться с баллоном. В процессе истечения замер температуры газа в баллоне производится двухспайной хромель-копелевой термопарой 7. Реперные спай помещены в термостатическую коробку 6. Замер ЭДС осуществляется



Фиг. 1. Схема установки.

1—резервуар; 2—манометр; 3, 5—краны; 4—сопло; 6—термостатическая коробка; 7—термопары; 8—потенциометр; 9—компрессор.

ется переносным потенциометром ПП-1 8. Зарядка баллона сжатым воздухом осуществляется от компрессора 9 через воздушную магистраль, снабженную краном 5, фильтром и влагоотделителем.

Выполнение работы

Перед опытом баллон заполняется сжатым воздухом до давления 10 бар. Проверяется утечка воздуха (за 1 минуту допустимо понижение давления на 0,05 бар). Записываются исходные показания манометра, термопары, температуры в термостате. Для проведения опыта необходим секундомер. Исходные данные вносятся в таблицу.

Быстро открывают кран 3, начинается процесс истечения, готовят секундомер и следят за показаниями манометра. При достижении 9,5 бар дается команда: «Замер», пускается секундомер и измеряется ЭДС термопары. Последующие замеры производятся через 30 сек. Данные замеров заносятся в протокол наблюдений.

Протокол наблюдений

Атмосферное давление _____ бар					Исходное давление резервуара _____ бар
№ п/п	P_1 бар	T , °K термометра	μV термопары	T_1 , °K воздуха	
1					
2					
3					
4					

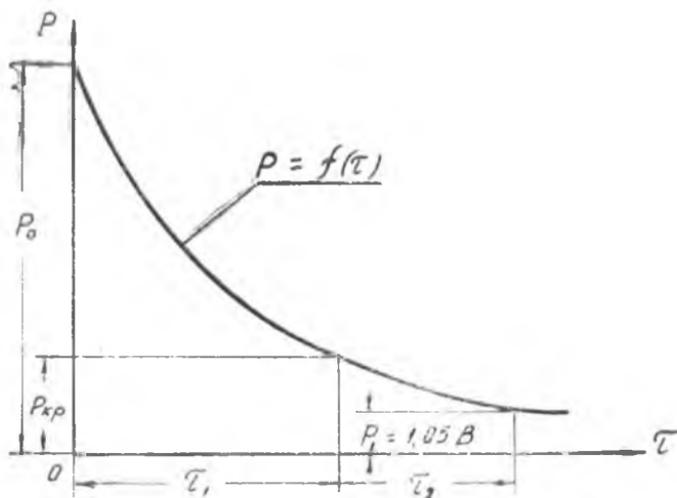
Отчет о выполненной лабораторной работе должен содержать:

1. Построение графика изменения давления по времени на миллиметровке (1 бар — 20 мм; 1 мин. — 15 мм).

2. Определение критического давления: $P_{кр} = \frac{B}{0,528}$ бар.

3. Расчет по формуле (16) времени истечения τ_1 от P_0 до $P_{кр}$.

4. По соотношению (18) определение времени истечения τ_2 при падении давления до $P_1 = 1,05 B$, бар.



Фиг. 2. График изменения давления по времени.

5. Сопоставление результатов расчета с опытом.

6. Построение графика $\lg P$ по времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Василенко и др. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче, стр. 131—148, Высшая школа, 1964.

Часть 2. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ «ТЕПЛОПЕРЕДАЧА»

§ 1. СПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛА

Целью данной работы является определение коэффициента теплопроводности металла.

Задание

1. Найти значение коэффициента теплопроводности исследуемого металла.
2. Составить отчет по выполненной лабораторной работе.

Введение

В процессе выравнивания температур неравномерно нагретых частей тела вследствие теплопроводности возникает поток тепла. Теория теплопроводности в общем случае рассматривает изменение температуры в различных частях тела в зависимости от времени. При этом тела рассматривают как сплошную среду, не имеющую прерывистого строения, а величина теплового потока, т. е. количество теплоты, проходящей сквозь заданную поверхность слоя тела, считается пропорциональной разности температур на единице длины пути переноса тепла.

Эта гипотеза теории теплопроводности предложена Ж. Фурье (1822 г.) и математически наиболее просто описывается следующей формулой:

$$Q = \lambda \frac{T_1 - T_2}{\delta} \cdot F \cdot \tau, \quad (1)$$

т. е. количество тепла, которое проходит от одной поверхности стенки к другой, пропорционально коэффициенту λ , падению температуры $(T_1 - T_2)$, времени τ , площади сечения F , перпендикулярного направлению тепла, и обратно пропорционально толщине стенки δ .

Коэффициент пропорциональности λ , характеризующий свойство тел проводить тепло, называется коэффициентом теплопроводности. Размерность коэффициента теплопроводности легко выяснить, переписав (1) относительно λ :

$$\lambda = \frac{Q \cdot \delta}{F \cdot \tau \cdot (T_1 - T_2)}, \quad \frac{\text{дж} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{°K}} = \frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{K}}$$

Следовательно, величина коэффициента теплопроводности определяет собой количество тепла, которое при установившемся состоянии проходит в единицу времени через 1 м^2 поверхности стенки при падении температуры в 1° на 1 м длины.

Как показывает опыт, коэффициент теплопроводности тела не есть величина постоянная и для многих тел в большей или меньшей мере зависит от температуры, удельного веса, структуры, влажности и других факторов. Поэтому при изучении теплопроводности формулу (1) можно принимать за основу лишь для ограниченной разности температур, в пределах которой погрешность, получающаяся вследствие изменения коэффициента теплопроводности с температурой, будет мало заметной. В противном случае это изменение необходимо учитывать.

В некоторых случаях тело нельзя рассматривать как сплошную среду. Например, это условие не может быть принято для разреженного газа (в случае, когда длина свободного пробега молекул превышает размеры сосуда), для раздробленных или порошкообразных тел, а также для тел, отличающихся большой пористостью.

Однако и в этих случаях можно с успехом ввести понятие о некотором среднем коэффициенте теплопроводности, если размеры пор или кусков тела малы по сравнению с общими геометрическими размерами тела. Большинство твердых, жидких и газообразных тел при обычных состояниях условно можно рассматривать как сплошные среды.

При этом условии с точностью, достаточной для изучения теплопроводности тел, применяют вышеуказанную гипотезу.

С повышением температуры коэффициент теплопроводности большинства металлов убывает.

В пределах температур $273^\circ \leq T \leq 373^\circ \text{K}$

$$\lambda_t = \lambda_0 [1 + \alpha (T - 273)] \quad \text{вт/м} \cdot \text{°K}, \quad (2)$$

где λ_0 — значение коэффициента теплопроводности при 273°K ;
 α_0 — постоянная, определяемая опытным путем, берется из таблиц.

При наличии разного рода примесей коэффициент теплопроводности металлов резко убывает.

Для закаленной углеродистой стали коэффициент теплопроводности на $10\text{--}25\%$ ниже, чем для мягкой стали. Однако установить какую-либо общую зависимость пока невозможно.

Поэтому непосредственный опыт является единственно достоверным способом определения значений коэффициента теплопроводности.

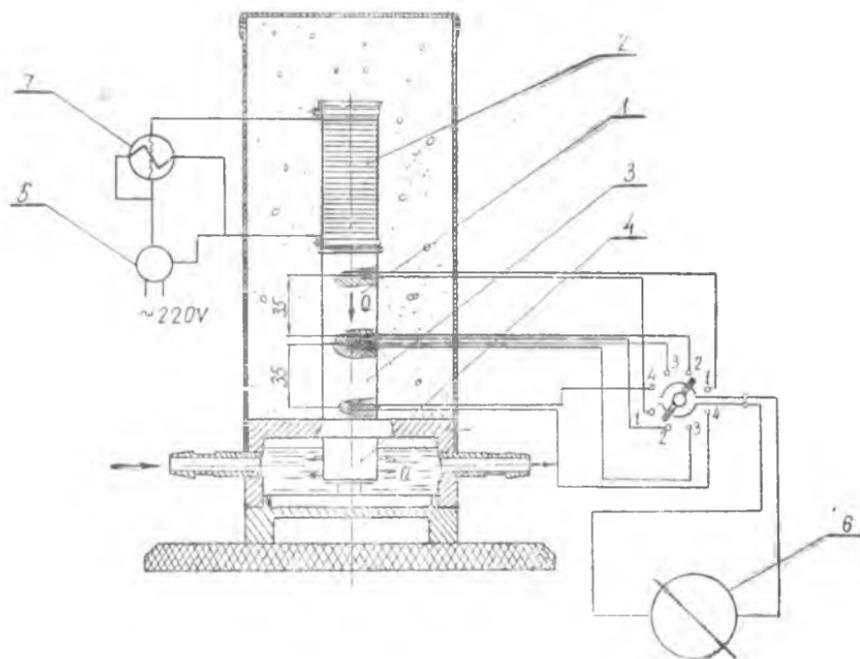
Таблица 1

Физические параметры различных металлов

Наименование материала	$T^{\circ}K$	$\lambda, \frac{вт}{м}^{\circ}K$
Алюминий	273	209,3
Бронза (95% Cu, 50 Al)	293	83,0
Латунь (70% Cu, 30% Sn)	273	110,5
Медь	273	389,6
Никель	273	67,4
Олово	273	66,3
Серебро	273	418,7
Сталь углеродистая (С=0,5%)	293	53,6
Чугун (С=4%)	293	51,9

Описание установки.

Общий вид установки для определения λ представлен на фиг. 1. Установка состоит из цилиндрического латунного стержня 1 диаметром 30 мм,



Фиг. 1. Принципиальная схема установки для определения коэффициента теплопроводности металла.

1 - стержень латунный; 2—электроподогреватель; 3—исследуемый стержень; 4—холодильник; 5—автотрансформатор; 6—потенциометр; 7—ваттметр.

на верхнем свободном конце которого располагается электроподогреватель 2. Нижний конец латунного стержня спаивается (для лучшего контакта) с верхним концом исследуемого стержня 3 также диаметром 30 мм. Свободный его конец охлаждается холодильником 4. Последний представляет собой круглую коробку, через внутреннюю полость которой циркулирует вода, поступающая из водопровода. Обмотка (спираль) электронагревателя рассчитана на мощность 200 вт. Мощность от сети в 220 в достигается с помощью автотрансформатора 5 и контролируется ваттметром 7.

Температура в концах стержней (точки T_1, T_2, T_3, T_4) замеряется хромель-копелевыми термопарами, а их ЭДС регистрируется потенциометром 6. Расстояния между термопарами приняты одинаковыми и равными 35 мм.

Вся установка изолирована асбестовой ватой. При включении всех элементов тепловой режим стабилизируется через 20—30 мин. При этом с достаточной точностью можно считать, что все тепло, выделенное спиралью, пройдет через оба металлических стержня и поглотится холодильником.

Выполнение работы

Количество тепла, прошедшее через латунный стержень за счет теплопроводности:

$$Q_1 = \frac{\lambda_{\text{лат.}} (T_1 - T_2)}{\delta_1} \cdot F_1, \quad \frac{\text{дж}}{\text{час}}, \quad (3)$$

где $\delta_1 = 0,035$ м — расстояние между термопарами № 1 и № 2.

Если пренебречь тепловыми потерями в окружающую среду, можно считать, что количество тепла, проходящее через исследуемый стержень, равно Q , т. е.

$$Q_1 = Q_2 = \frac{\lambda_x (T_3 - T_4)}{\delta_2} \cdot F_2, \quad \frac{\text{дж}}{\text{час}}, \quad (4)$$

где $\delta_2 = 0,035$ м — расстояние между термопарами № 3 и № 4. В формулах (3) и (4) F_1 и F_2 — площади, перпендикулярные тепловому потоку, одинаковые у латунного и исследуемого стержня. Тогда

$$\frac{\lambda_{\text{лат.}} (T_1 - T_2)}{\delta_1} = \frac{\lambda_x (T_3 - T_4)}{\delta_2}$$

Откуда

$$\lambda_x = \lambda_{\text{лат.}} \cdot \frac{\delta_2}{\delta_1} \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_3 - T_4}, \quad \text{вт/м}^\circ\text{К}. \quad (5)$$

$\lambda_{\text{лат.}}$ — подсчитывается по средней температуре латунного стержня, т. е. температуре, равной $\frac{T_1 + T_2}{2}$.

Из формулы (2) имеем:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{лат.}} &= \lambda_0 \left[1 + \alpha_0 \left(\frac{T_1 + T_2}{2} - 273 \right) \right] = \\ &= 110,5 \left[1 - 0,00018 \left(\frac{T_1 + T_2}{2} - 273 \right) \right] \frac{\text{вт}}{\text{м}^\circ\text{К}}. \end{aligned}$$

Для латуни $\alpha_0 = -0,00018$.

Зная коэффициент теплопроводности эталонного стержня и замерив хромель-копелевыми термопарами температуры, указанные в формуле (5), находим коэффициент теплопроводности испытуемого металла λ_x (см. табл. 1).

Форма записи наблюдений

№ термопар	ЭДС (mV)	Температура холодного спая, °K	Поправка на т-ру холодного спая, mV	Действительная ЭДС	Температура стержней	λ_x , $\frac{вт}{м. град.}$	Металл исследуемого стержня
1							
2							
3							
4							

Отчет по выполненной работе должен содержать:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальную схему опытной установки.
3. Протокол записи показаний измерительных приборов.
4. Обработку результатов опыта.
5. Сравнение полученных результатов с литературными данными и заключение.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЫКОВ

Целью лабораторной работы является углубление знаний и расширение кругозора в области конвективного теплообмена, ознакомление с методикой опытного исследования и получение навыков в проведении эксперимента.

В результате работы должно быть четко усвоено понятие термического сопротивления вообще и физическая природа этого явления в условиях данной задачи.

З а д а н и е.

1. Обработать результаты опыта и определить величину термического сопротивления стыка двух металлических образцов.

2. Составить отчет по выполненной работе.

В в е д е н и е

Термин термическое сопротивление своим происхождением связан со структурой формулы для определения теплового потока:

$$q = \frac{T_1 - T_2}{R}. \quad (1)$$

Выражение (1) является универсальной формой определения величины стационарного теплового потока через единицу изотермической поверхности в единицу времени. По форме оно совпадает с законом Ома для электрической цепи. Из формулы (1) следует, что величина теплового потока q всегда пропорциональна разности температур и обратно пропорциональна фактору R , которому присвоен термин — термическое (тепловое) сопротивление. Этот термин наиболее употребителен при рассмотрении одномерных задач стационарной теплопроводности, хотя любые виды стационарного теплового переноса в своей количественной мере q всегда могут быть представлены в форме (1).

Структура величины R индивидуальна для каждого типа задач.

Учитывая высказанные соображения об универсальности уравнения (1), следует отметить, что решение задачи о величине теплового потока по существу сводится к решению задачи о величине термического сопротивления.

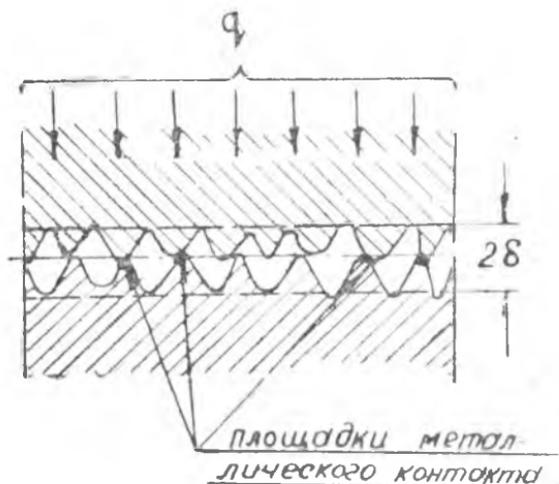
Для ряда практически важных случаев структура R определена аналитически [1]. Однако теоретическое решение не всегда возможно, поэтому приходится обращаться к экспериментальному исследованию.

До недавнего времени в инженерной практике существовало мнение о том, что в стыке двух металлических деталей не может возникать какое-либо заметное сопротивление переходу тепла из одной детали в другую. В расчетах тепловых сопротивлений пакетов стыкованных деталей сопротивление самих стыков игнорировалось (фланцевые соединения по плоскости, соединения цилиндров на прессовой посадке и др.). На ту роль, которую выполняют стыки в общем тепловом сопротивлении многослойной металлической стенки, пришлось обратить серьезное внимание при создании устройств с большой тепловой напряженностью (ГТД ЖРД и др.).

Подробные экспериментальные исследования были проведены в Украинской Академии Наук. В результате выяснилось, что металлические стыки, даже при наличии высокой чистоты сопрягаемых поверхностей ($\Delta 5$ — $\Delta 8$) и значительных удельных давлениях (до 120 бар) обладают заметным тепловым сопротивлением. Действие стыка в указанном смысле эквивалентно как бы дополнительному утолщению основной стенки. Абсолютная величина эквивалентного утолщения $\delta_э$ зависит от класса чистоты сопрягаемых поверхностей, удельного давления и теплопроводности металла. Практически $\delta_э$ может изменяться от долей миллиметра до нескольких десятков миллиметров. В теплонапряженных конструкциях через стенки могут проходить очень большие тепловые потоки (до 10^7 вт/м²). Разность температур сред, контактирующих со стенкой, может достигать 2500—3500°K (камеры сгорания ЖРД). Для поддержания температуры стенки на допустимом уровне ее охлаждают с внешней поверхности, при этом тепловое сопротивление должно быть минимальным. С этой целью толщина стенки соответственно назначается минимально допустимой и подбирается материал с максимальной теплопроводностью. Толстая стенка в подобных условиях начала бы разрушаться из-за перегрева с горячей стороны. Во многих случаях абсолютная толщина стенок составляет 1—5 мм. Поэтому всякого рода причины, вызывающие хотя бы местные увеличения тепловых сопротивлений, недопустимы, т. к. являются потенциальным источником аварийности.

Физическая природа теплового сопротивления стыка связана с явлением микрошероховатости сопрягаемых поверхностей. На фиг. 1 изображена схема стыка при большом увеличении. Действительная площадь металлического контакта в сотни и даже тысячи раз

меньше площади видимого соприкосновения. Сопрягаемые детали разделены громадным количеством ячеек неправильной формы, заполненных воздухом. Перенос тепла в стыке происходит посредством теплопроводности через площадки прямого металлического контакта, излучения и теплопроводности через воздушные ячейки.



Фиг. 1. Схема стыка двух металлических деталей при сильном увеличении.

Предельные размеры ячеек 2δ невелики: от долей микрона до десятков микрон. Однако теплопроводность воздуха в $2000 \div 15000$ раз меньше теплопроводности металлов. Лучистый перенос в окружении металлических поверхностей также является слабо интенсивным процессом. Влиянием излучения и теплопроводности через воздух и объясняется повышенное тепловое сопротивление.

В районе стыка в пределах зоны, протяженность которой можно оценить величинами порядка $(2 \div 3)\delta$ по обе стороны от плоскости разъема, возникает весьма сложная картина линий теплового тока (за пределами этой зоны тепловой поток равномерно распределен по площади поперечного сечения). Общий тепловой поток разветвляется на множество мелких потоков с различной удельной плотностью. Наиболее концентрированные элементарные потоки направлены к площадкам непосредственного металлического контакта, образованным смятием выступов микрошероховатости. В целом можно говорить о статистическом перераспределении плотности теплового потока, тесно связанном с распределением площадок металлического контакта на плоскости стыка. Картина температурного поля в районе стыка также становится весьма сложной. Увеличение теплового сопротивления приводит к резкому возрастанию среднего градиента температуры по нормали к плоскости стыка и, соответственно, к резкому падению температуры. Характерным свойством температурных полей является самовыравнива-

ние. Если в однородном поле, в силу каких-то причин, возникают местные неоднородности, то на некотором удалении от области возмущения поле выравнивается и снова приобретает простейшую форму, являющуюся наиболее устойчивой для тела данной формы (следствие второго начала).

Профессор Г. Н. Дульнев (ЛИТМО) специальным аналитическим решением показал и экспериментально подтвердил, что область резких изменений температурного поля в таких случаях является величиной того же порядка, что и область, занимаемая источником возмущения. Таким образом, можно считать, что приведенная выше картина сложного поля тепловых потоков и соответствующая ей картина температурного поля проявляются, в основном, в пределах удвоенной величины микрошероховатости (2δ), т. е. реально проявляется на участке, исчисляемом десятками долями миллиметра.

Экспериментально произвести какие-либо измерения в такой области не представляется возможным. Замер распределения температуры вдоль потока на расстояниях нескольких миллиметров от стыка еще не обнаруживает искажений температурного поля.

Однако, если результаты таких измерений экстраполировать до плоскости стыка, при этом всегда обнаруживается скачок температуры. По его величине и определяется само сопротивление. Строго говоря, скачка, в смысле разрыва температурного поля, не может быть. Температурное поле является непрерывной функцией координат. В данном случае наблюдается крутое падение среднеобъемной температуры, происходящее на очень малой длине. Условно можно называть его температурным скачком.

Описание опытной установки

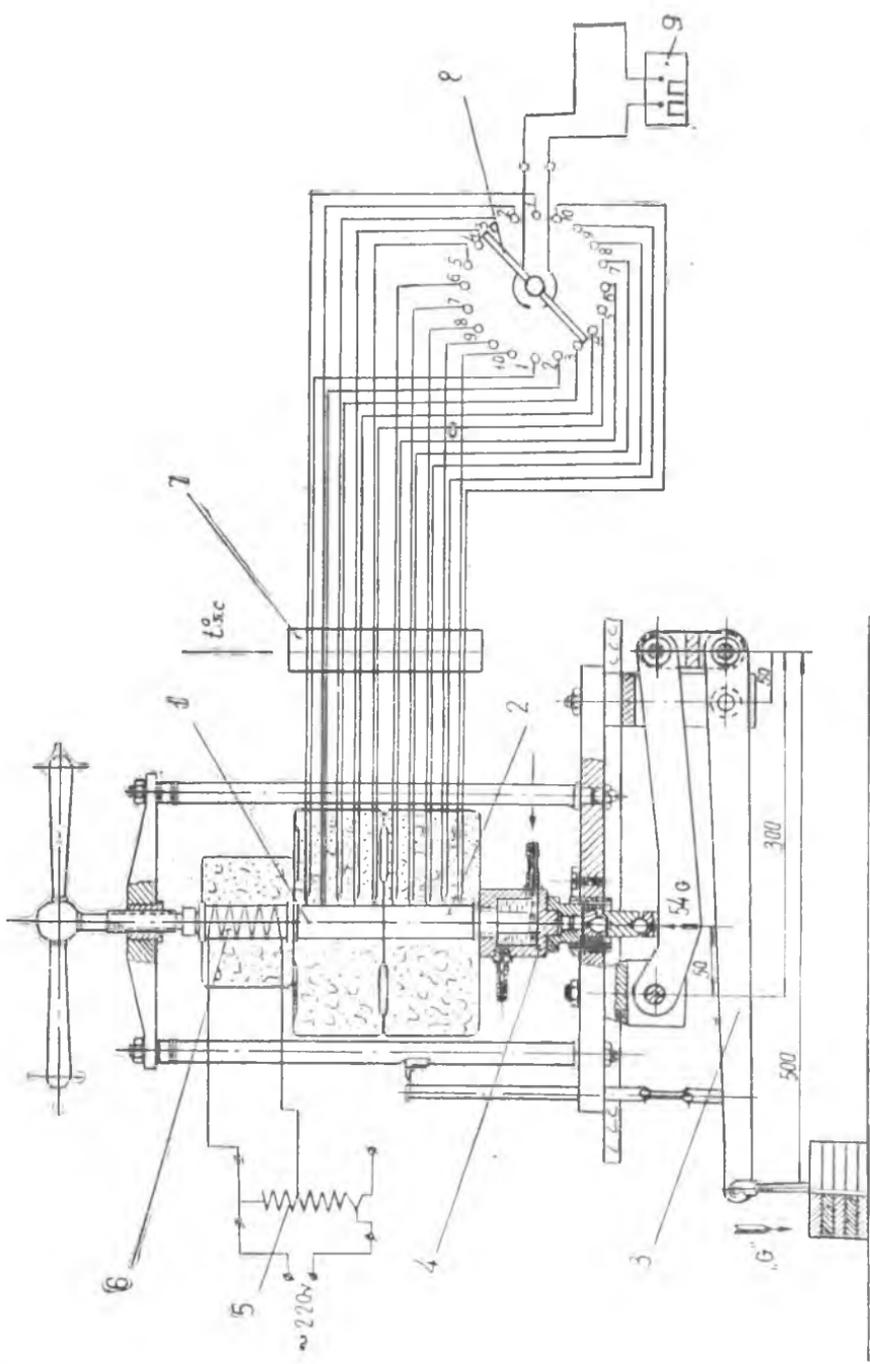
Конструктивная и приборная схемы установки представлены на фиг. 2.

Исследуемый стык образован между двумя цилиндрическими образцами 1 и 2 ($d=30$ мм). Образцы скомплектованы в комбинациях материалов: ЛС58—Д1Т и Д1Т—Д1Т (две установки).

Класс чистоты торцевых поверхностей $\sim \Delta 3$.

Верхний образец 1 нагревается с помощью электрического нагревателя 6. Его питание осуществляется через ЛАТР-1 стабилизированным напряжением. Нижняя часть образца 2 охлаждается проточной водой 4. Нагреватель и образцы окружены жестяными коробками с тепловой изоляцией.

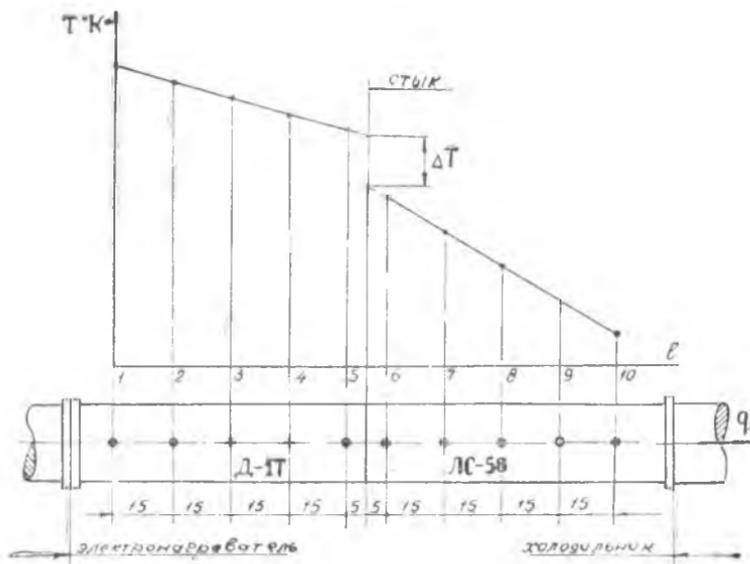
Конструктивной целью установки является создание стационарного одномерного потока тепла вдоль стержневой системы. Для обнаружения эффекта термического сопротивления стыка производится измерение температур по длине образцов с помощью десяти хромель-алюмелевых (ХА) термопар. Термопары (по 5 штук в каждом образце) изготовлены из проволок $d = 0,23$ мм и армированы двухканальной керамикой ($d = 1,5$ мм). Каждая термопара вставлена в сверление перпендикулярно оси образца на глубину 15 мм.



Фиг. 2. Конструктивная схема установки для определения термического сопротивления металлических стыков.

1, 2 — экспериментальные образцы; 3 — рычажная схема для создания осевой нагрузки; 4 — холодильник; 5 — автотрансформатор; 6 — электронагреватель; 7 — корбка холодных спаев; 8 — потенциометр ПП; 9 — потенциометр ПП.

Конструктивная схема расположения термопар представлена на фиг. 3. Холодные спаи термопар собраны в термостатическую коробку 7. Ее температура регистрируется ртутным термометром. Измерение ЭДС производится с помощью потенциометра ПП 9,



Фиг. 3. Распределение термопар по длине экспериментальных образцов.

связанного с термопарами через десятиточечный переключатель 8. Точность измерения температур составляет $2\text{--}3^{\circ}\text{K}$. Для создания различных удельных давлений в стыке внизу установки имеется рычажная схема 3 с плечевым отношением 1:54. Она может нагружаться гириями от 1 до 5 штук (по 2 кг). Эта же схема обеспечивает постоянство давления в стыке во время опыта, компенсируя тепловое расширение стержневой системы.

Проведение опыта и обработка результатов

Рычажная схема освобождается от арретира и нагружается гириями. С помощью верхней рукоятки устанавливается «нулевое» положение рычажной схемы. Включается подача воды в холодильник 4. На нагреватель подается мощность 400 вт и в течение опыта поддерживается постоянная с помощью ЛАТР-1. По достижении стационарного распределения температур в стержневой системе (60–80 мин.) производится замер ЭДС термопар.

Обработка результатов опыта ведется в следующем порядке:

1. Расшифровываются показания всех термопар (по градуировочным таблицам ХА, с учетом температуры холодного спаи).

2. Результаты откладываются на графике (фиг. 3). Масштаб температур $1 \text{ мм} = 1^\circ\text{К}$. Для каждого стержня проводится осредняющая прямая.

3. Величина температурного скачка ΔT в стыке определяется графически, экстраполируя осредняющие прямые до плоскости стыка (пунктирные участки на фиг. 3).

4. Удельный тепловой поток через стержни:

$$q = - \lambda \text{ grad} T, \quad (2)$$

где $\lambda = 160 \text{ вт/м}^\circ$ (для материала Д-1Т);

$\lambda = 105 \text{ вт/м}^\circ$ (для ЛС-58);

$$\text{grad} T = \frac{T_2 - T_1}{\delta}, \quad ^\circ\text{К/м};$$

$\delta = 0,06 \text{ м}$ — базовое расстояние между термopарами 1 и 5.

5. Термическое сопротивление стыка R :

$$R = \frac{\Delta T}{q}, \quad \text{м}^2 \text{ } ^\circ\text{К/вт}. \quad (3)$$

6. Эквивалентное утолщение стенки δ_3 за счет термического сопротивления R :

$$\delta_3 = R \cdot \lambda \cdot 10^{-3} \text{ мм}. \quad (4)$$

Отчет по выполненной работе должен содержать:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальную схему установки.
3. Протокол записи показаний измерительных приборов.
4. Обработку результатов опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, стр. 8—30, 1956.

ПРОТОКОЛ

к работе § 2 «Термическое сопротивление металлического стыка»

Дата испытания _____

№	Р кг	Р кг/см ²	ЭДС термопар и температуры										ΔT °K	R м ² K/вт	δ _э мм	
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				
			<i>E</i> _{замер.}													
			<i>E</i> _{хол. сп.}													
			<i>E</i> _{завм.} - <i>E</i> _{х.с.}													
			T °K													

1. Материал образцов _____

2. *t*_{хол. сп.} _____ °C

Студент _____

Преподаватель _____

§ 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ ЦИЛИНДРА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ВОЗДУХОМ

Целью работы является углубление знаний по теории конвективного теплообмена, изучение методики и приобретение навыков экспериментального исследования частных задач конвективного теплообмена, обработка и обобщение результатов исследования.

З а д а н и е

Провести опыты по определению коэффициента теплоотдачи при различной скорости обдува (десять—двенадцать режимов).

Обработать результаты экспериментального исследования и представить их в обобщенной критериальной форме. Результаты сравнить с литературными данными по теплоотдаче единичных цилиндров.

Составить отчет по выполненной работе.

В в е д е н и е

Теплоотдача единичных цилиндров в условиях поперечного обтекания давно привлекает внимание исследователей, решение этого вопроса имеет большое прикладное значение.

подавляющее большинство экспериментов выполнено в воздушных потоках. Общее количество факторов, влияющих на теплоотдачу, значительно. На основе теории подобия все они могут быть сгруппированы в отдельные комплексы, именуемые критериями подобия. Число критериев всегда меньше, чем число исходных действующих физических параметров. Благодаря этому исследование упрощается, т. к. внимание концентрируется на меньшем количестве переменных величин.

В условиях газовых потоков обобщенная зависимость теплоотдачи в общем случае может быть определена в безразмерной форме как следующая функциональная связь:

$$Nu = f(Re, K, Pr, \Theta), \quad (1)$$

где $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ — критерий Нуссельта;

$Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$ — критерий Рейнольдса;

$K = \frac{\Delta w}{w}$ — число Кармана;

$Pr = \frac{c_p \cdot \mu}{\alpha}$ — критерий Прандтля;

$\Theta = \frac{T_f}{T_w}$ — температурный фактор;

α — осредненное по поверхности цилиндра значение коэффициента теплоотдачи, $вт/м^2 \text{ } ^\circ\text{C}$;

d — диаметр цилиндра, $м$;

w — скорость набегающего потока; $м/сек$;

Δw — среднеквадратичное значение турбулентных пульсаций скорости в потоке, $м/сек$;

λ — теплопроводности, $вт/м \text{ } ^\circ\text{C}$;

ν — коэффициент кинематической вязкости, $м^2/сек$;

α — коэффициент температуропроводности текучей среды, $м^2/сек$;

T_w, T_f — температура поверхности цилиндра и температура набегающего потока, $^\circ\text{C}$.

Исследование теплоотдачи (1) потребовало бы очень широкой и трудоемкой программы экспериментирования, прежде всего, связанной со свойствами критериев K и Pr .

Влияние начальной турбулентности на теплоотдачу значительно, однако экспериментальные измерения, связанные с численным определением K , представляют задачу значительной технической сложности. Поэтому большинство литературных данных относится к случаям, когда $K=0$ (теплоотдача в потоке, не имеющем начальной турбулентности).

Критерий Pr для индивидуальных газов слабо зависит от температуры и давления. Для выявления Pr на теплоотдачу необходимо проведение экспериментов в потоках различных газов и паров. Определение влияния Θ проще, но для надежного исследования необходима постановка опытов в широком диапазоне температурных напоров и при различных знаках теплового потока. Если $K=0$, $Pr = \text{const}$ и $\Theta \approx \text{const}$, то их влияние на теплоотдачу не может быть установлено. В этом случае зависимость (1) упрощается:

$$Nu = f(Re), \quad (2)$$

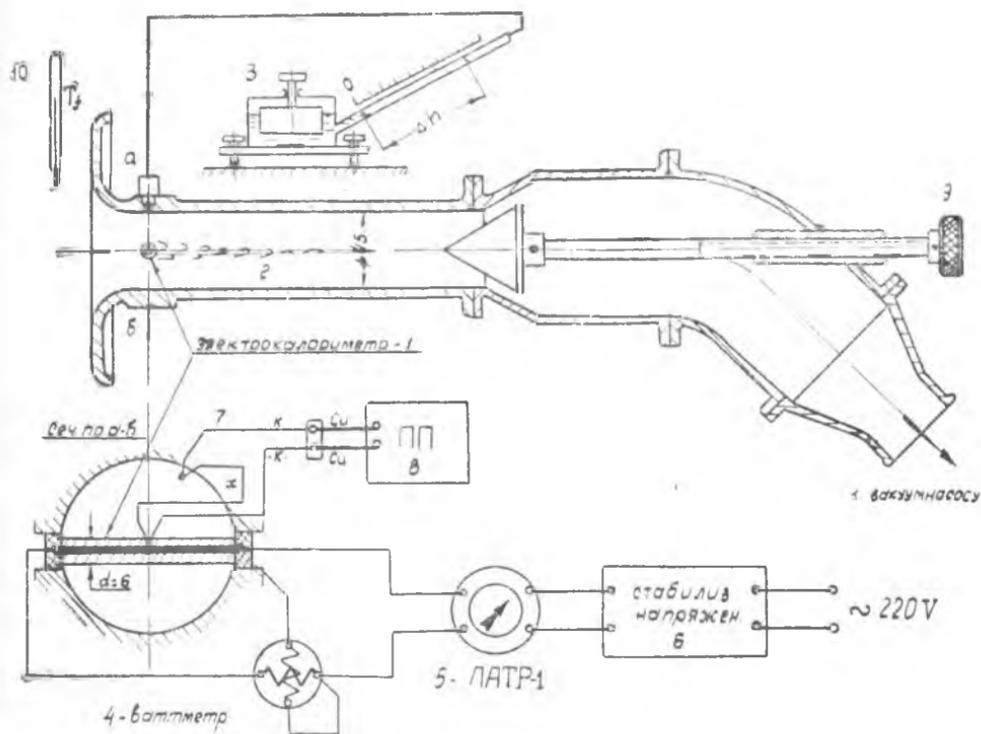
Данная лабораторная установка спроектирована применительно к этому случаю.

Описание лабораторной установки

Экспериментальный цилиндр изготовлен из красной меди ($d=6 \text{ мм}$, $l=45 \text{ мм}$). Наружная поверхность никелирована и по-

лирована. За счет высокой теплопроводности меди обеспечивается равномерное распределение температур по длине цилиндра. В центре по оси заложен графитовый стержень ($d=1,8$ мм), изолированный от массы тонкой прослойкой из огнеупорной глины ($\delta=0,2$ мм). Он выполняет роль электрического нагревателя. Точковый подвод осуществляется через тонкостенные медные колпачки, туго посаженные на концы графитового стержня. Полная длина нагревателя равняется длине медного цилиндра. Цилиндр установлен на входе маленькой аэродинамической трубы ($D=45$ мм). Вход выполнен плавным закруглением ($R=20$ мм). Воздух из атмосферы просасывается через трубу с помощью вакуумнасоса. С хорошей точностью можно считать, что поток, набегающий на цилиндр в месте его установки, не имеет дополнительной турбулентности ($K=0$). Схема установки представлена на фиг. 1.

Для определения температурного напора ΔT ($\Delta T = T_w - T_f$) используется хромель-копелевая (ХК) термопара из проволок



Фиг. 1. Конструктивная схема установки для исследования теплоотдачи цилиндра при поперечном обтекании воздухом.

- 1—электрокалориметр; 2—аэродинамическая труба; 3—микроманометр; 4—ваттметр; 5—автотрансформатор; 6—дифференциальная ХК термопара; 7—потенциометр ПП; 8—дроссель для регулирования скорости потока.

$d=0.23$ мм. Горячий спай заделан в стенку медного цилиндра на середине длины. Изолированные провода термопары проложены в канавке сечением 1×1 мм по образующей цилиндра и залиты эпоксидной смолой. Заливка зачищена заподлицо с поверхностью цилиндра. Холодный спай термопары введен в воздушный поток.

Питание нагревателя осуществляется стабилизированным напряжением через ЛАТР-1.

Электрическая мощность регистрируется точным ваттметром (кл. 0,2). Замер скорости потока, набегающего на цилиндр, осуществляется по замерам статического давления в потоке в плоскости установки цилиндра. Отбор давления производится через два диаметрально-противоположных отверстия ($d=0,8$ мм) в стенке трубы. В качестве измерительного прибора используется микроманометр ЦАГИ с наклоном измерительной трубки, соответствующим коэффициенту наклона $K=0,3$.

Специальными опытами расход воздуха через установку градуирован с помощью объемного воздухомера. Среднеобъемная скорость отнесена к полному сечению аэродинамической трубы. Результаты градуировки ($\dot{W}=f(\Delta h)$) пересчитаны на стандартные атмосферные условия: $B=760$ мм рт. ст., $T_f=293^\circ\text{K}$. Градуировочный график является приложением к установке.

В опытах состояние атмосферы отклоняется от принятого стандарта, поэтому значения скорости, найденные по градуировочному графику, корректируются по соотношению:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{760}{B} \cdot \frac{T_f}{293}}, \text{ м/сек.} \quad (3)$$

где ω_0 — значение скорости по градуировочному графику, м/сек,

$$\omega_0 = f(\Delta h);$$

B — барометрическое давление, мм. рт. ст;

T_f — температура окружающего воздуха во время опыта, $^\circ\text{K}$.

Установка обладает особенностью, требующей специального рассмотрения. Степень загромождения потока экспериментальным цилиндром — 19,2%. Основное правило проведения экспериментов в аэродинамических трубах требует, чтобы степень загромождения потока моделью составляла 1—3, в худшем случае не более 5% (во избежание стеночного влияния. В данном случае это правило значительно нарушено из-за миниатюризации установки). В результате скорость потока вдоль трубы в районе модели переменна (нарастает в передней и падает в задней части цилиндра). Это обстоятельство сказывается на формировании пограничного гидродинамического слоя на поверхности цилиндра (особенно, в лобовой части) и, в конечном счете, влияет на теплоотдачу. Поэтому результаты данного исследования являются более частным случаем по сравнению с литературными данными, которые следовало бы более точно характеризовать как теплоотдачу цилиндра в безграничном потоке. Основная закономерность теплоотдачи в данном случае вы-

держивается. Различие с литературными данными только количественного порядка.

Проведение опытов

После ознакомления со схемой опытной установки необходимо проверить правильность включения измерительных приборов и затем приступить к проведению опытов. Включается вакуумнасос. С помощью дросселя 9 скорость потока регулируется таким образом, чтобы показания микроманометра 3 составило $\Delta h \approx 20$ мм. Затем подается электрическая мощность на нагреватель.

Вся серия опытов проводится в условиях $\Theta \approx \text{const}$. Для соблюдения этого условия скорость потока и электрическая мощность нагревателя должны быть согласованы. Такое согласование установлено предварительными опытами. При установке трубки микроманометра с наклоном, соответствующим $K=0,3$, необходимо руководствоваться следующими данными:

Δh , мм	20	30	40	50	60	80	100	120	140	160	180	200
$\sim W$, вт	13	15	16	16	17	19	20	21	22	24	24	25

На этих же режимах проводится всё исследование.

Опыты проводятся при возрастающей скорости обдува. При переходе на очередной режим в первую очередь увеличивается скорость обдува, а затем электрическая мощность нагревателя. В каждом режиме замеры производятся после наступления тепловой стабилизации. Установка обладает малой тепловой инерционностью, поэтому переход на очередной режим осуществляется достаточно быстро (5—6 мин).

Измеряемые величины:

Δh — показания микроманометра, мм;

W — показания ваттметра, вт;

$E_{\text{тв}}$ — ЭДС дифференциальной термопары, измеряющей разность температур цилиндра и воздуха;

T_f — температура воздуха на входе в аэродинамическую трубу, °К;

B — барометрическое давление, мм рт. ст.

Обработка результатов опыта

Скорость потока определяется по градуировочному графику $w_0 = f(\Delta h)$ и уточняется по соотношению (3).

Температурный напор $\Delta T = T_w - T_f$ определяется с помощью градуировочных таблиц ХК по величине E .

Коэффициент теплоотдачи определяется по соотношению:

$$\alpha = \frac{W}{F \cdot \Delta T}, \text{ вт/м}^2 \text{ К},$$

где W — показания ваттметра, *вт*;
 ΔT — температурный напор, $^{\circ}\text{K}$;
 $F = 8,47 \cdot 10^{-4}$ — боковая поверхность цилиндра, м^2 .

Критерии Nu_f и Re_f определяются соотношениями

$$Nu_f = \frac{\sigma d}{\lambda_f}, \quad Re_f = \frac{wd}{\nu_f},$$

где $d = 6 \cdot 10^{-3}$, *м*;

λ_f — *вт/м $^{\circ}\text{K}$* — соответственно коэффициенты: теплопроводности и кинематической вязкости воздуха при средней температуре T_f за время опытов.

Значения ν_f в приложении (табл. 1) приведены при давлениях $B = 760$ *мм рт. ст.* Пересчет на барометрическое давление во время опытов делается по соотношению:

$$\nu_B = \nu_{760} \cdot \frac{760}{B},$$

где B — *мм. рт. ст.*

Значения Nu_f и Re_f наносятся в логарифмических координатах $\lg Nu_f$ и $\lg Re_f$ и осредняются линейной зависимостью.

Критериальное соотношение $Nu_f = f(Re_f)$ отыскивается в форме степенной зависимости:

$$Nu_f = C \cdot Re_f^n,$$

где n — определяется как тангенс угла наклона осредняющей прямой в логарифмических координатах:

$$n = \frac{\lg Nu_{f2} - \lg Nu_{f1}}{\lg Re_{f2} - \lg Re_{f1}}.$$

Индексы 1 и 2 относятся к любым двум точкам, находящимся на осредняющей прямой.

Постоянная C определяется по соотношению $C = \frac{Nu_f}{Re_f^n}$, где значения Nu_f и Re_f берутся для точки, находящейся на осредняющей прямой.

Отчет по результатам работы включает в себя:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальная схема установки.
3. Протокол записи показаний измерительных приборов.
4. Обработка результатов опыта.
5. График зависимости $\lg Nu_f = f(\lg Re_f)$.
6. Сопоставление результатов опыта с литературными данными, с этой целью на вычерченный график наносится аналогичный график по литературным данным [1], стр. 101.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. А. Михеев. Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1956.

ПРОТОКОЛ

к работе § 3 «Исследование теплоотдачи цилиндра
при поперечном обтекании воздухом»

$B =$ _____ мм. рт. ст.

Дата испытания _____

№ п./п.	Замеряемые параметры				Вычисляемые величины					
	$\Delta h,$ мм	$W,$ вт	$E,$ тв	$T_f,$ °K	$W_0,$ м/сек	$W,$ м/сек	$\Delta T,$ °K	$\alpha,$ вт/м ² °K	Re_f	Nu_f
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										
11										
12										

1. $T_{fcp} =$ _____ °K

2. $v_f =$ _____ м²/сек

3. $\lambda_f =$ _____ вт/м°K

4. $v_B =$ _____ м²/сек

Студент _____

Преподаватель _____

§ 4. ТЕПЛОТДАЧА И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ТРУБАХ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ

Целью работы является углубление знаний по теории конвективного теплообмена, приобретение навыков экспериментального исследования гидравлического сопротивления и теплообмена, обобщение результатов исследования методами теории подобия.

З а д а н и е

Для серии гидравлических режимов течения воздуха в трубе необходимо:

определить коэффициент сопротивления трения в условиях изотермического и неизотермического течения;

определить число Рейнольдса и температурный параметр Θ , позволяющий установить закон теплоотдачи;

обработать результаты опытов и представить их в обобщенной критериальной форме;

составить отчет по выполненной работе.

В в е д е н и е

Вопросы гидравлического сопротивления и теплоотдачи при движении текучих сред в трубах являются предметом многолетних теоретических и экспериментальных исследований. Трубы одно из самых распространенных конструктивных элементов в технике. С их помощью транспортируются жидкости и газы, а также комбинируется большое количество теплообменных аппаратов, используемых в самых различных отраслях промышленности, энергетики и транспорта.

При вынужденном движении жидкости или газа в трубах существуют два режима течения: ламинарный и турбулентный.

Граница раздела этих режимов определяется числом Рейнольдса $Re \approx 2000$.

Процесс перехода от ламинарного течения к турбулентному совершается не сразу. Четко выраженное турбулентное течение в трубах наблюдается при $Re \geq 10^4$.

В целом различают три характерных области течения:

1. Ламинарный режим $Re \leq 2000$.

2. Режим нестабильной турбулентности $2000 \leq Re < 10^4$.

Для течения характерно наличие перемежающихся элементов ламинарного и турбулентного режимов.

3. Режим стабильной турбулентности, $Re \geq 10^4$.

Каждому режиму соответствуют свои закономерности гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Наименее изучен до настоящего времени режим нестабильной турбулентности.

В данной работе исследования проводятся в области $Re > 10^4$.

Гидравлическое сопротивление трения и конвективный теплообмен тесно связаны между собой. В условиях турбулентного течения теоретическое изучение теплоотдачи опирается на гидродинамическую теорию теплообмена, основанную на идее О. Рейнольдса о единстве механизма конвективного переноса тепла и механической энергии в турбулентном потоке. Такое представление позволяет установить аналитическую связь между теплоотдачей и сопротивлением трения. В итоге, формулы для расчета теплообмена удается вывести на основе чисто гидродинамических экспериментов или расчетов сопротивления. Полученные при этом соотношения достаточно точно сходятся с опытными данными по исследованию теплоотдачи. Таким образом, подтверждается правильность исходных положений и самой гидродинамической теории теплообмена. Эта теория интенсивно развивается в трудах советских и зарубежных исследователей. Недостаток теории заключается в том, что аналитическое решение возможно только для частных случаев, применительно к телам простейшей формы (пластина, труба).

В широком многообразии задач конвективного теплообмена экспериментальное исследование и его обобщение на основе теории подобия продолжает оставаться основной формой изучения.

Вместе с тем, аналитическое исследование теплоотдачи представляет значительный интерес, т. к. позволяет оценить влияние основных факторов и объяснить некоторые результаты опытных исследований.

В ряде случаев уравнения, полученные аналитически, в сочетании с опытными коэффициентами, величина которых не может быть точно установлена теоретически, могут быть положены в основу расчетных формул.

Основное соотношение гидродинамической теории теплообмена, устанавливающее связь между теплоотдачей и гидравлическим сопротивлением, имеет вид:

$$\frac{Nu}{Pe} = \frac{\zeta}{8} \cdot E, \quad (1)$$

где Nu — критерий Нуссельта;

Pe — критерий Пекле;

ζ — коэффициент гидравлического сопротивления трения;

E — поправочный множитель.

Величина E может быть определена экспериментально или аналитически. Результат аналитического решения зависит от структуры распределения скорости в турбулентном пограничном слое. В зависимости от структуры, а также от величины критериев Рейнольдса (Re) и Прандтля (Pr), получаются различные функциональные соотношения.

В общем случае

$$E = f(Re, Pr, \zeta). \quad (2)$$

Принципиальная особенность соотношения (2) заключается в том, что в любых случаях при значениях $Pr=1$ величина $E=1$.

В этом случае выражение (1) упрощается:

$$Nu = Re \cdot \frac{\zeta}{8}, \quad (3)$$

(т. к. $Pe = Re \cdot Pr$).

Для газов значения критерия Pr мало отличаются от единицы ($Pr \approx 0,7-1$) и практически не зависят от температуры и давления.

Поэтому выражение (3) в первом приближении может быть использовано для расчета теплообмена в газовых потоках.

Величина ζ для индивидуальных газов в свою очередь является функцией критерия Re [$\zeta = f(Re)$].

Вид этой зависимости должен определяться экспериментально по массовому расходу газа и распределению статического давления вдоль трубы.

Знание $\zeta = f(Re)$ представляет и самостоятельный интерес, т. к. без этой величины невозможен гидромеханический расчет трубопроводов и теплообменных аппаратов, целью которого является определение полного гидравлического сопротивления. Последнее необходимо для расчета мощности вентиляторов и насосов, а также для оценки рациональности теплообменника и установления оптимального режима его работы.

Необратимая потеря давления в потоке $\Delta P_{тр}$ связана с коэффициентом сопротивления трения соотношением:

$$\Delta P_{тр} = \zeta \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho W^2}{2}. \quad (4)$$

Величина ζ в этом соотношении показывает, какую долю составляет работа трения на пути в один калибр трубы от величины кинетической энергии протекающей жидкости. Работа трения и кинетическая энергия отнесены к единице объема жидкости.

Соотношение (4) используется для экспериментального определения величины ζ :

$$\zeta = d \cdot \frac{\frac{\Delta P}{l}}{\frac{\rho W^2}{2}} \quad (5)$$

Теплоотдача в трубах зависит от многих факторов. На основе теории подобия критериальную зависимость теплоотдачи для режима развитой турбулентности можно записать в следующей форме:

$$Nu = f\left(Re, Pr, \frac{l}{d}, \frac{\delta}{d}\right), \quad (6)$$

где $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ — критерий Нуссельта;

$Re = \frac{W \cdot d}{\nu}$ — критерий Рейнольдса;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ — критерий Прандтля;

$\frac{l}{d}$ — относительная длина трубы в калибрах;

$\frac{\delta}{d}$ — относительная шероховатость;

d — диаметр трубы, м;

δ — высота выступов шероховатости, м;

W — скорость потока, м/сек;

ν — коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности текучей среды, a , м²/сек;

α — коэффициент теплоотдачи, вт/м² °К;

λ — коэффициент теплопроводности текучей среды, вт/м °К.

Применительно к лабораторной установке зависимость (6) упрощается:

а) текучая среда — воздух, $Pr = 0,7 = \text{const}$. Влияние Pr на теплоотдачу не может быть установлено;

б) экспериментальная труба составлена из двух участков: необогреваемого l_1 и обогреваемого l_2 . Участок l_1 специально введен для гидродинамической стабилизации потока ($l_1 = 680$, $l_1/d = 37,5$). На основном экспериментальном участке l_2 ($l_2 = 1200$, $l_2/d = 66$) обеспечивается режим стабилизированного турбулентного течения. В этом случае α слабо зависит от длины трубы (наличие участка тепловой стабилизации в пределах l_2 оказывает значительно меньшее влияние на изменимость α по длине трубы), т. е. установка заведомо спроектирована таким образом, чтобы практически исключить влияние длины трубы на теплоотдачу;

в) труба латунная, тянущая. Такая труба с некоторым приближением рассматривается как «технически гладкая» ($\frac{\delta}{d} \approx 0$), т. е. влияние шероховатости на теплоотдачу практически исключается.

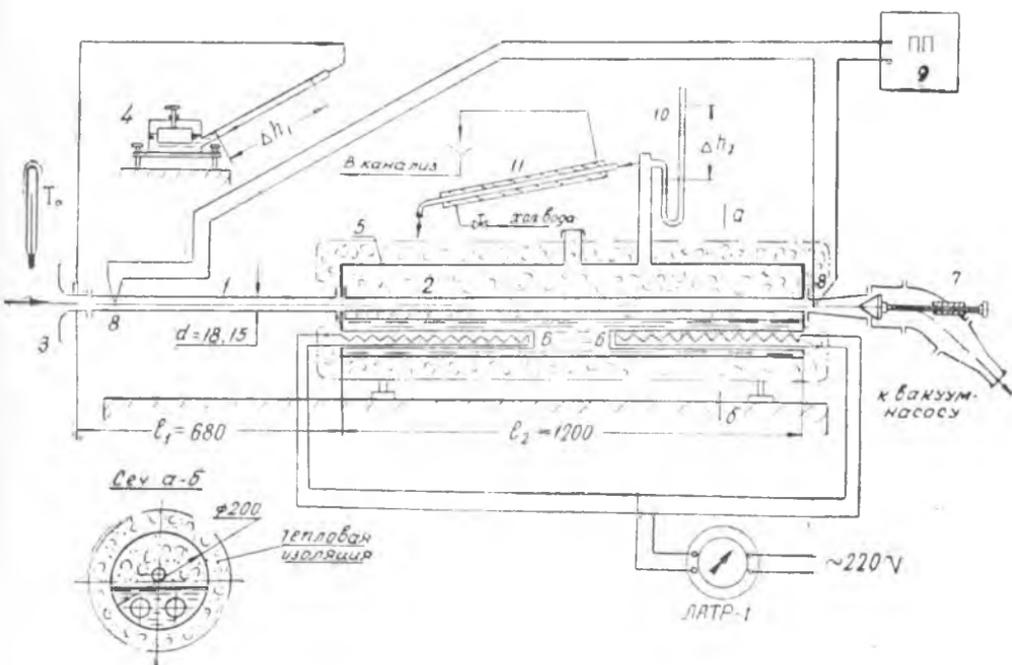
С учетом пунктов а, б и в зависимость теплоотдачи должна определяться соотношением:

$$Nu = f(Re). \quad (7)$$

Определение зависимости (7) является задачей лабораторной работы.

Описание установки

Схема установки представлена на фиг. 1. Экспериментальная труба латунная $d = 18,15$ мм состоит из двух участков: 1— $l_1 = 680$ мм и 2— $l_2 = 1200$ мм ($\frac{l_1}{d} = 37,5$, $\frac{l_2}{d} = 66$). Участок l_1 необогреваемый, участок l_2 обогревается влажным паром кипящей дистиллированной воды. Паровой обогреватель изготовлен в виде цилиндрического



Фиг. 1. Схема установки для исследования гидравлического сопротивления и теплоотдачи.

1, 2—необогреваемый и обогреваемый участки экспериментальной трубы; 3—мерная шайба; 4—микроманометр; 5—паровой обогреватель; 6—электронагреватель; 7—дрозсельное устройство для регулирования расхода воздуха; 8—дифференциальная четырехспайная ХК термopара; 9—потенциометр ПП; 10—водяной пьезометр; 11—холодильник для избыточного пара.

сварного барабана $d=200$ мм из нержавеющей стали. Нагрев воды осуществляется четырьмя электрическими нагревателями 6, вмонтированными по 2 штуки с торцов барабана. Мощность каждого нагревателя ~ 1 кВт. При пуске установки нагревателя подключается параллельно к электросети ~ 220 В. После закипания воды потребный расход электроэнергии резко сокращается и цепь нагревателей переключается для питания через автотрансформатор ЛАТР-1. С его помощью поддерживается необходимая интенсивность кипения во время опытов. Воздух через экспериментальную трубу просасывается из атмосферы с помощью вакуумноса. Расход воздуха регулируется дроссельным устройством 7 и определяется по скорости потока на входе в трубу. На входе установлена мерная шайба 3 с плавным закруглением ($R=20$ мм). Скорость определяется по величине перепада статического давления Δh_1 , измеряемого микроманометром.

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\Delta P_1}{\rho_1(1+\zeta_{\text{вх}})}}, \quad \text{м/сек}, \quad (8)$$

$$\Delta P_1 = \Delta h_1 \cdot K \text{ мм вод. ст.},$$

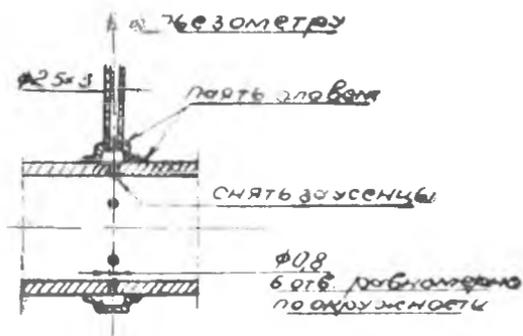
K — коэффициент прибора, зависящий от наклона измерительной трубки;

$\zeta_{\text{вх}} = 0,03$ — коэффициент потерь для шайбы с закруглением по дуге круга, [1];

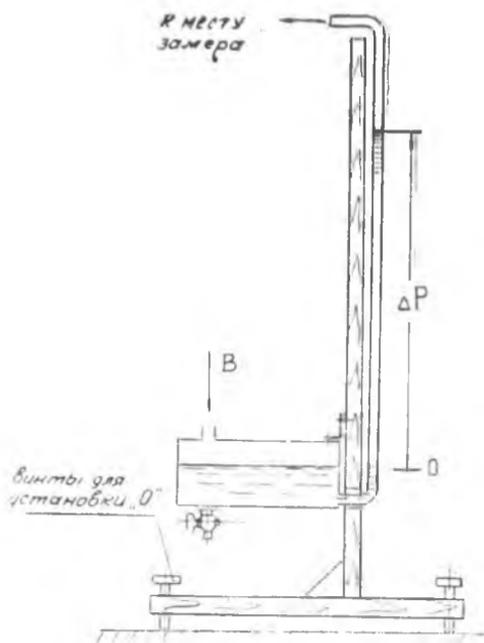
ρ_1 — плотность воздуха в месте замера ΔP_1 , кг/м³;

Δh_1 — показание микроманометра, мм.

Для исследования гидравлического сопротивления производится замер распределения статического давления по длине трубы в четырнадцати точках. Схема распределения точек замера представлена на фиг. 2. К выходному концу частота замеров увеличена, т. к. предположительно ожидалось более резкие изменения статического давления на этом участке. Фактически по всей длине трубы распределение давлений оказалось линейным. Конструктивное оформление места отбора давления представлено на фиг. 3. Точки замера с № 2 по № 14 выведены на водяной пьезометрический щит (точка № 1 — микроманометр). Конструктивная схема щита изображена на фиг. 4. Питание водой тринадцати пьезометрических трубок 2 осуществляется из одной коробки 1 размером 150×250 по основанию. Весь щит опирается на три установочных винта 3. С их помощью корректируется первоначальная установка нуля для всей шкалы. Расход тепла на нагревание воздуха определяется по возрастанию его энтальпии. Подогрев воздуха в трубе замеряется четырехспайной дифференциальной ХК термобатареей 8—8 (фиг. 1). Замер ЭДС производится с помощью потенциометра 9. Температура воздуха перед входом в трубу измеряется ртутным термометром 12. Температура стенки трубы на обогреваемом участке не измеряется.



Фиг. 3. Конструктивное оформление места отбора статического давления.



Фиг. 4. Конструктивная схема водяного пьезометрического щита для замера статического давления в точках № 2—14.

Вследствие высокой теплоотдачи от конденсирующегося пара на внешней поверхности трубы ($\alpha_{\text{пар}} < 5000 \text{ тех. ед.}$) и относительно низкой теплоотдачи к воздуху на внутренней поверхности ($\alpha_{\text{возд}} < 100 \text{ тех. ед.}$) температура стенки T_w отличается от температуры пара на величину не более 1° К . Таким образом, с хорошей точностью можно считать, что течение воздуха в трубе происходит вдоль поверхности с постоянной температурой ($T_w = \text{const}$). Величина T_w отождествляется с температурой насыщенного пара T_s . Величина T_s определяется по давлению пара P_s в барабане обогревателя. Зависимость $T_s = f(P_s)$ в диапазоне давлений $P_s = 720\text{—}800 \text{ мм рт. ст. см.}$ в приложении (табл. 2). Давление пара определяется с помощью небольшого водяного пьезометра 10, присоединенного к колонке, отводящей избыточный пар из нагревателя.

$$P_s = B + \frac{\Delta h_2}{13,6}, \quad \text{мм рт. ст.} \quad (9)$$

Δh_2 — мм вод. ст., 13,6 — относительная плотность ртути по отношению к воде.

По величине Δh_2 регулируется интенсивность кипения воды в барабане с помощью ЛАТР-1.

В каждом экспериментальном режиме $\Delta h_2 \approx 150 \div 200 \text{ мм } \dot{\div} \text{ вод. ст.}$ Пьезометр 10 одновременно выполняет роль предохранительного клапана. Избыточный пар отводится в маленький холодильник 11, питаемый водопроводной водой. Конденсат собирается в стеклянную бутылку, установленную под столом установки.

Проведение опытов

Исследование сопротивления трения в условиях изотермического течения

Целью исследования является установление зависимости:

$$\zeta_{\text{изотерм.}} = f(Re).$$

Перед началом опыта необходимо:

Подготовить протокол для записи наблюдений.

С помощью установочных винтов выверить положение пьезометрического щита, обеспечив 0 на всех пьезометрах.

Установить трубку микроманометра в положении $K=0,8$. Затем выверить его горизонтальность по уровням и с помощью корректора установить мениск на 0.

Отвернуть на один оборот рукоятку дросселя 7 (от положения «закрыто»).

Запустить вакуумнасос.

С помощью дросселя установить первое показание микроманометра $\Delta h = 10 \text{ мм}$ и записать показания пьезометров P_6 и P_{13}

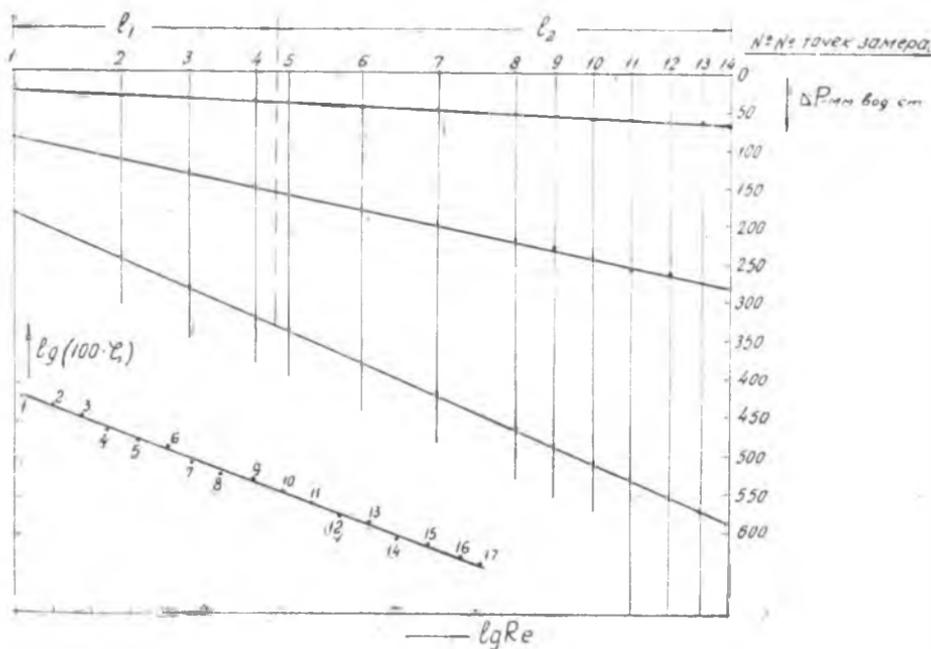
7. Дальнейшие опыты производить, руководствуясь следующим рядом значений: $\Delta h_1 = 12, 14, 17, 20, 25, 30, 35, 45, 55, 70, 85, 100, 120, 155, 190, 240$ мм (всего семнадцать режимов).

Полное распределение давлений по длине трубы регистрируется только на трех режимах: $\Delta h_1 = 30, 100, 190$ мм (с целью контроля за ходом пьезометрической линии). Все расчеты гидравлического сопротивления производятся по показаниям $\Delta h_1, P_5$ и P_{13} .

Обработка опытных данных

1. Построить график распределения давлений по длине трубы для режимов $\Delta h_1 = 30, 100, 190$ мм. Схема графика изображена на фиг. 5. Используя фиг. 2, на основании графика делаем разметку точек отбора давлений и нумерацию пьезометров от № 1 до 14. Необходимый размер миллиметровой бумаги 500×400 мм.

Линейность графиков $\Delta p = f(l)$ или, точнее, постоянство градиента давления ($-\frac{dp}{dx} = \text{const}$) свидетельствует о постоянстве отношения $\frac{v}{\rho} = \text{const}$. Течение в трубе происходит в условиях переменной плотности, однако изменение ρ по длине составляет небольшую величину ($\sim 3\%$ на режимах максимальной скорости), поэтому с практической точностью можно говорить о постоянстве ζ по длине трубы ($\zeta = \text{const}$).



Фиг. 5. График распределения статического давления по длине экспериментальной трубы.

2. Перевести показания микроманометра в мм вод. ст.

$$\Delta P_1 = \Delta h_1 \cdot K, \quad (10)$$

Δh_1 — показание микроманометра, мм;

K — постоянная прибора, зависящая от угла наклона измерительной трубки.

3. Определение коэффициента сопротивления. Для определения используется соотношение (5). В форме (5) выражение для ζ имеет четкий и наглядный смысл, однако вычисления непосредственно по формуле (5) являются весьма трудоемкой процедурой.

Объем вычислительной работы может быть резко сокращен, если исключить промежуточные вычисления, связанные с определением члена $\frac{\rho W^2}{2}$. При этом получается простое соотношение для ζ , выраженное через непосредственно измеряемые величины (Δh_1 , ΔP_5 и ΔP_{13}).

Преобразуем (5), используя уравнение расхода:

$$m = f \cdot w \cdot \rho_{\text{ср.}}, \quad (1')$$

где m — секундный расход газа;

f — площадь поперечного сечения трубки;

$\rho_{\text{ср.}}$ — средняя плотность воздуха на экспериментальном участке Δl между точками P_7 и P_{13} .

Из (1') квадрат скорости:

$$W^2 = \left(\frac{m}{f \cdot \rho_{\text{ср.}}} \right)^2, \quad (2')$$

Делая подстановку (2') в (5), получим:

$$\zeta = 2d \frac{\Delta P}{\Delta l} \cdot \rho_{\text{ср.}} \cdot \left(\frac{m}{f} \right)^2, \quad (3')$$

Поскольку $m = \text{const}$, то для определения $\left(\frac{m}{f} \right)^2$ воспользуемся сечением l (место установки микроманометра)

$$m = f \cdot W_1 \cdot \rho_1. \quad (4')$$

Подставляя в (4') значение W_1 по соотношению (8) и определяя $\left(\frac{m}{f} \right)^2$, получим:

$$\left(\frac{m}{f} \right)^2 = \frac{2\Delta P_1 \rho_1}{1 + \zeta_{\text{вх.}}}. \quad (5')$$

Объединяя (5') и (3'), получим:

$$\zeta = \frac{d}{\Delta l} (1 + \zeta_{\text{вх.}}) \cdot \frac{\Delta P}{\Delta P_1} \cdot \frac{\rho_{\text{ср.}}}{\rho_1}. \quad (6')$$

Здесь $\Delta P = \Delta P_{13} - \Delta P_5$ — падение статического давления на участке Δl между точками P_5 и P_{13} мм вод. ст.

Поскольку течение изотермическое, то

$$\frac{\rho_{\text{ср.}}}{\rho_1} = \frac{P_{\text{ср.}}}{P_1} = \frac{B - \Delta P_{\text{ср.}}}{B - \Delta P_1} = \frac{1 - \frac{\Delta P_{\text{ср.}}}{13,6 \cdot B}}{1 - \frac{\Delta P_1}{13,6 \cdot B}},$$

где $P_{\text{ср.}} = \frac{P_5 + P_{12}}{2}$ — среднее абсолютное давление; (3а)

$$\Delta P_{\text{ср.}} = \frac{\Delta P_5 + \Delta P_{12}}{2} \text{ — мм вод. ст.,}$$

B — барометрическое давление, мм рт. ст.

Последние члены правой дроби для краткости обозначим $x_{\text{ср.}}$ и x_1 .

Их максимальные значения в условиях опыта составляют $\sim 0,05$ и $\sim 0,02$.

Учитывая их малые абсолютные значения, можно записать:

$$\frac{1 - x_{\text{ср.}}}{1 - x_1} \approx (1 - x_{\text{ср.}}) \cdot (1 + x_1) \approx 1 - (x_{\text{ср.}} - x_1)$$

(пренебрегая $x_{\text{ср.}} \cdot x_1$).

С учетом упрощений

$$K_p = \frac{\rho_{\text{ср.}}}{\rho_1} = 1 - \frac{\Delta P_{\text{ср.}} - \Delta P_1}{13,6 \cdot B}; \quad (7')$$

K_p — поправочный множитель, учитывающий изменение плотности воздуха на участке между сечением I и средним сечением между точками P_5 и P_{12} .

Объединяя (6') и (7'), получаем формулу для определения ξ :

$$\xi = \frac{d}{\Delta l} (1 + \zeta_{\text{вх.}}) \cdot \frac{\Delta P_{12} - \Delta P_5}{\Delta P_1} \cdot K_p, \quad (8')$$

$d = 18,15$ мм,

$\Delta l = 1070$ мм. С учетом постоянных коэффициентов $\zeta_{\text{вх.}} = 0,03$

$$\xi = 1,747 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta P_{12} - \Delta P_5}{\Delta P_1} \cdot K_p, \quad (9')$$

ξ — малая величина ($\sim 0,02 \div 0,04$), поэтому на графиках в литературе принято отображать ее увеличенной в 100 раз.

Целесообразно сразу вычислить величину $(100 \cdot \xi)$. Умножая левую и правую часть (9') на 100, получаем окончательное выражение

$$(100 \cdot \xi) = 1,747 \frac{\Delta P_{12} - \Delta P_5}{\Delta P_1} \cdot K_p. \quad (11)$$

4. Определение числа Рейнольдса Re .

$$Re = \frac{W \cdot d}{\nu} = \frac{W \cdot d \rho}{\mu},$$

При изотермическом течении в трубе произведение $\omega \rho = \text{const.}$ Этот выход следует из условия постоянства массового расхода

$$W\rho = \frac{m}{l} = \text{const.}$$

Таким образом, по длине трубы $Re = \text{const.}$
Поэтому для определения Re может быть выбрано любое сечение трубы. Для этой цели наиболее удобно сечение l .

Так же, как и при определении ζ , преобразуем выражение для Re к виду, наиболее удобному для вычислений.

Подставим W в формуле (8) в выражение числа Re

$$Re = \frac{d \cdot \rho_1}{\mu_1} \sqrt{\frac{2\Delta P_1}{\rho_1(1 - \zeta_{\text{вх.}})}} = d \sqrt{\frac{2}{1 + \zeta_{\text{вх.}}}} \cdot \frac{\sqrt{\rho_1}}{\mu_1} \cdot \sqrt{\Delta P_1}.$$

Величину $\frac{\sqrt{\rho_1}}{\mu_1}$ можно заменить на $\frac{\sqrt{\rho_0}}{\mu}$, где индексы 0 и 1 относятся к условиям атмосферы и сечения l .

Максимальная ошибка от такой замены 1%. Учитывать ее нет смысла, т. к. ошибка за счет колебаний мениска микроманометра и в конечном итоге величина ΔP_1 определяется с точностью ~ 2 : 3%. С учетом высказанного соображения выражение для определения Re можно записать в следующей форме:

$$Re = C_1 \cdot C_0 \cdot \sqrt{\Delta P_1}, \quad (12)$$

где C_1 и C_0 — постоянные величины, определяемые соотношениями:

$$C_1 = d \cdot \sqrt{\frac{2}{1 + \zeta_{\text{вх.}}}} = 2,529 \cdot 10^{-2};$$

$C_0 = \frac{\sqrt{\rho_0}}{\mu_0}$ — вычисляется по состоянию атмосферы T_0 и B в период проведения опытов;

ΔP_1 — мм вод. ст.;

μ_0 — коэффициент вязкости, определяется по таблицам,
 $\mu_0 = f(T_0)$.

Практически $C_1 \cdot C_0 \approx (0,46 : 0,48) \cdot 10^4$.

5. По найденным значениям $(100 \cdot \zeta)$ и Re устанавливается зависимость $\zeta_{\text{изотерм.}} = f(Re)$.

Для этой цели строится график в логарифмических координатах $\lg(100 \cdot \zeta) : \lg Re$. График строится в левом нижнем углу на листе графика $\Delta P = f(l)$.

Масштаб: 1 ед. $\lg Re = 500$ мм.

1 ед. $\lg(100 \cdot \zeta) = 1000$ мм.

Результат отображения осредняется как линейная закономерность. Поскольку график падающий, это означает, что зависимость имеет вид:

$$\zeta_{\text{изотерм.}} = \frac{C}{Re^m}, \quad (13)$$

Показатель m определяется как тангенс угла наклона осредняющей прямой к оси абсцисс:

$$m = \frac{\lg(100 \cdot \zeta)_1 - \lg(100 \cdot \zeta)_2}{\lg Re_2 - \lg Re_1}. \quad (14)$$

Индексы 1 и 2 относятся к любым двум точкам, расположенным на осредняющей прямой. Постоянная C определяется выражением:

$$C = \frac{(100 \cdot \zeta) \cdot Re^m}{100}, \quad (15)$$

где $(100 \cdot \zeta)$ и Re берутся для одной из точек, принятых для вычисления m .

Для сравнения найденной закономерности (13) с литературными данными на тот же график в одинаковом масштабе наносится широко известная зависимость

$$\zeta_{\text{изотерм}} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}},$$

выражающая закон сопротивления для гладких труб при изотермическом течении в области $10^4 < Re < 10^5$ (закон Блазиуса).

6. Найденная зависимость в форме (13) объединяется с выражением (3):

$$Nu \approx \frac{C}{8} \cdot Re^{1-m},$$

обозначая $C' = \frac{C}{8}$ и $n' = 1 - m$,

последнее выражение запишется в виде

$$Nu \approx C' \cdot Re^{n'}. \quad (16)$$

Выражение (16) рассматривается как приближенная закономерность теплоотдачи, полученная на основе чисто гидродинамических экспериментов. В дальнейшем она используется для сравнения с точной закономерностью, полученной при тепловых испытаниях (см. стр. 9).

Исследование теплоотдачи и сопротивления в условиях неизотермического течения

Целью исследования является установление зависимостей

$$Nu = f(Re) \text{ и } \zeta = f(Re).$$

Порядок проведения опыта

1. Установка подключается «на прямую» к электросети 220V до закипания воды в барабане (~ 35 мин), а затем цепь следует переключить для питания через ЛАТР-1. Установить рукоятку в положение $\sim 100V$ и выдержать режим энергичного кипения в течение ~ 10 мин для удаления воздуха из воды и парового пространства (воздух ухудшает теплоотдачу от конденсирующегося пара к экспериментальной трубе).

2. Провести подготовительную работу, связанную с настройкой воздушного потока (см. стр. 71).

3. С помощью дросселя установить первое показание микроанометра $\Delta h_1 = 10$ мм. С помощью ЛАТР-1 отрегулировать режим

кипения таким образом, чтобы показание пьезометра 10 составляло $\Delta h_2 \approx 150 \div 200$ мм вод. ст. По достижении тепловой стабилизации произвести запись показаний: $\Delta h_1, \Delta h_2, \Delta P_5, P_{13}, E$. [E мВ — показания четырехспайной дифференциальной термопары (8)].

4. Дальнейшие опыты проводить при показаниях Δh_1 : $\Delta h_1 \approx 15, 20, 25, 30, 35, 45, 55, 70, 85, 100, 120, 155, 190, 240$ мм (всего пятнадцать режимов). В каждом этапе режим кипения регулировать с помощью ЛАТР-1, добиваясь $\Delta h_2 \approx 150 \div 200$ мм вод. ст. Полное распределение давлений по длине трубы регистрируется на трех режимах:

$$\Delta h_1 = 30, 100, 190 \text{ мм.}$$

Обработка опытных данных

1. Построить график распределения давлений по длине трубы. Для сравнения график наносят на лист аналогичных графиков, полученных при изотермической продувке (см. п. 1, 2, стр. 72).

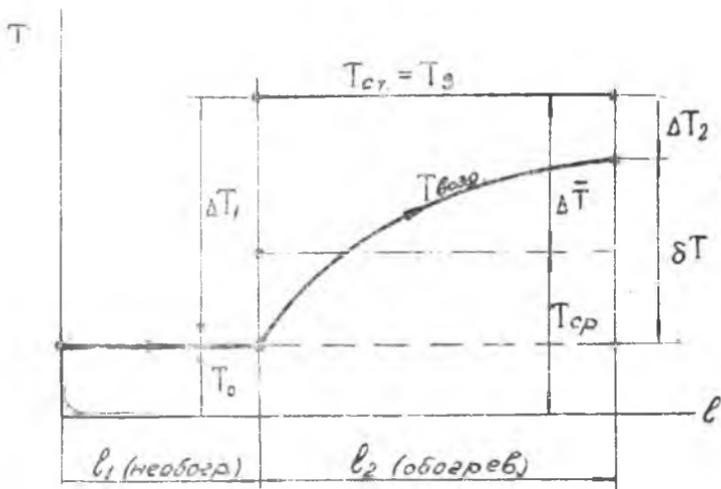
2. Перевести показания микроманометра в мм вод. ст.

$$\Delta P_1 = k \cdot \Delta h_1. \quad (1)$$

3. Определить давление насыщенного пара P_s в мм рт. ст. по соотношению (9).

4. Определить температуру насыщенного пара T по графику $T_s = f(P_s)$.

5. Определить подогрев воздуха в трубе δT по величине e , где $e = \frac{E}{4} \text{ мВ}$ (четырёхспайная термопара).



Фиг. 6. Схема распределения температур по длине экспериментальной трубы.

T_0 К — температура холодного воздуха; $T_{ст}^{\circ}$ К — температура стенки трубы; δT К — подогрев воздуха на участке l_2 ; ΔT К — средняя разность температур стенки и воздуха на участке l_2 .

6. Определить среднюю температуру воздуха в трубе T_{cp} и среднюю разность температур между стенкой и воздухом — ΔT . Схема распределения температур по длине обогреваемого участка изображена на фиг. 6

$$T_{cp} = T_0 + \frac{\delta T}{2}, \quad (2)$$

$$\overline{\Delta T} = \Delta T_1 - \frac{\delta T}{2}, \quad (3)$$

$$\Delta T_1 = T_1 - T_0, \quad (4)$$

T_0 °K — температура атмосферного воздуха.

7. Определить среднее значение критерия Нуссельта по длине трубы. (Поскольку справочные данные о физических свойствах веществ приведены в системе МКГСС, то изложение дальнейшего делается применительно к этой системе единиц):

а) количество тепла, пошедшее на увеличение энтальпии воздуха,

$$Q = G \cdot C_p \cdot \delta T,$$

б) количество тепла, переданное воздуху по закону Ньютона

$$Q = \alpha \cdot F \cdot \overline{\Delta T}.$$

Из сравнения (а) и (б) следует:

$$\alpha = \frac{G \cdot C_p}{F} \cdot \frac{\delta T}{\overline{\Delta T}}, \quad (5)$$

$G = W \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \gamma$ — расход воздуха через трубу, кг/час;

C_p — теплосмкость воздуха, $\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{°K}}$;

$F = \pi dl$ — внутренняя поверхность трубы, м²;

d, l — диаметр и длина трубы, м.

Выражение (5) преобразуем к безразмерной форме, умножив левую и правую часть на отношение $\frac{\lambda}{\gamma \cdot C_p}$ (λ ккал/м·час·°K — теплопроводность воздуха).

С учетом выражений для Nu^f (5) запишется в форме:

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{l} \cdot \frac{W \cdot d}{l} \cdot \frac{\delta T}{\Delta T} \cdot \frac{\lambda}{\gamma \cdot C_p} \quad (5)$$

Введем обозначения:

$a = \frac{\lambda}{\gamma \cdot C_p}$ — коэффициент температуропроводности воздуха;

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ — критерий Нуссельта;

$Pe = \frac{W \cdot d}{a}$ — критерий Пекле ($Pe = Re \cdot Pr$);

$\Theta = \frac{\delta T}{\Delta T}$ — безразмерная температурная разность;

Pr — критерий Прандтля.

С учетом обозначений безразмерная зависимость теплоотдачи от определяющих критериев имеет вид:

$$Nu = \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{l} \cdot Re \cdot Pr \cdot \Theta. \quad (6)$$

Критериальное соотношение (6) не раскрывает полностью зависимость теплоотдачи от определяющих факторов, т. к. содержит в своем составе параметр Θ , зависящий в свою очередь от критерия Re

$$\Theta = f(Re). \quad (7)$$

Однако выражение (6) более удобно для экспериментального исследования, чем общее выражение вида $Nu = f(Re)$, т. к. вся задача сводится к установлению более удобной в вычислительном отношении зависимости (7). При этом отпадают все промежуточные вычисления, связанные с определением критерия Nu .

Все физические характеристики, входящие в состав критериев, относятся к средней температуре потока T_{cp} .

Зависимость (7) отыскивается в виде соотношения:

$$\Theta = \frac{C_1}{Re^n}. \quad (8)$$

Объединяя (6) и (8), получим

$$Nu = \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{l} \cdot Pr \cdot C_1 \cdot Re^{1-n},$$

учитывая, что $Pr = 0,7 = \text{const}$, окончательно получим

$$Nu = C \cdot Re^m, \quad (9)$$

где $C = \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{l} \cdot Pr \cdot C_1$; $m = 1 - n$.

8. Определить значение критерия Re по длине трубы. При неизотермическом течении в трубе критерий Re изменяется за счет изменения вязкости воздуха. Определение среднего значения Re удобно производить по соотношению (12 стр. 75), т. е. по условиям входа в трубу с введением поправки на изменение вязкости μ . Используя условия постоянства расхода, получим:

$$Re = Re_1 \cdot \frac{\mu_1}{\mu}, \quad (10)$$

где Re — среднее значение на обогреваемом участке;

Re_1 — значение по уравнению (12);

$\frac{\mu_1}{\mu}$ — поправочный множитель, учитывающий влияние изменения вязкости на величину Re ;

$\mu_1 = \mu_0$ — коэффициент вязкости при температуре воздуха в помещении, T_0 ;

μ — то же, при $T = T_{cp}$.

9. Коэффициент сопротивления (100ζ) определяется по соотношению, аналогичному (11) стр. 74, только вместо K_p вводится поправочный множитель $K_{p, \tau}$, учитывающий изменение плотности на экспериментальном участке за счет давления и температуры:

$$K_{p, \tau} = K_p \cdot \frac{T_0}{T_{cp}} = \left(1 - \frac{\Delta P_{ср.} - \Delta P_1}{13,6 B} \right) \cdot \frac{T_0}{T_{cp}}. \quad (11)$$

10. По результатам вычисления ($100 \cdot \zeta$) и Re устанавливается зависимость $\zeta_{неизотерм.} = f(Re)$.

Для сопоставления результаты отображаются на листе графиков изотермической продувки (см. п. 5, стр. 75).

11. По результатам вычисления Θ и Re устанавливается их связь в форме (8).

Поскольку зависимость степенная, для определения показателя n используется отображение Θ и Re в логарифмических координатах. Величина Θ находится в пределах $\sim 1 \div 0,65$, поэтому на графике удобно откладывать не $\lg \Theta$, а $\lg (10 \Theta)$.

Масштаб:

$$1 \text{ ед. } \lg (10 \cdot \Theta) = 1000 \text{ мм,}$$

$$1 \text{ ед. } \lg Re = 500 \text{ мм.}$$

12) Найденная зависимость $\Theta = \frac{C_1}{Re^n}$ используется для установления закономерности теплоотдачи в форме (9) стр. 79.

13. Определить поправочный множитель E в основном соотношении гидродинамической теории теплообмена.

Сопоставляя выражения (1) стр. 65 и (6, стр. 79), получим:

$$E = 2 \cdot \frac{d}{l} \cdot \frac{\Theta}{\zeta_{неизотерм.}}, \quad (12)$$

где $\Theta = f(Re)$ и $\zeta_{неизотерм.} = f(Re)$ из п. п. 10 и 11.

Вычислить значение E для чисел $Re=10^4$ и $Re=6,2 \cdot 10^4$.

По крайним значениям определить $E_{ср.}$

14. Для сопоставления результатов отобразить в координатах

$$\lg Nu \div \lg Re:$$

а) приближенную зависимость (16), стр. 76.

б) экспериментально найденную зависимость (п. 12),

в) $Nu=0,018 Re^{0,8}$ (для воздуха по данным М. А. Михеева [2]).

Приняв в качестве точных данных зависимость по п. «в», вычислить расхождения в значениях Nu с результатами по пп. «а» и «б» при крайних значениях $Re=10^4 \div 6,2 \cdot 10^4$.

Масштаб:

$$1 \text{ ед. } \lg Re = 500 \text{ мм,}$$

$$1 \text{ ед. } \lg Nu = 500 \text{ мм.}$$

Отчет по выполненной работе
должен содержать:

1. Краткое описание работы.
2. Принципиальная схема установки.
3. Протоколы записи показаний измерительных приборов.
4. Обработка результатов опытов.
5. График результатов по замерам гидравлического сопротивления (1 лист).
6. График зависимостей $\Theta=f(Re)$ и $Nu=f(Re)$ (1 лист).
7. Сопоставление результатов опытов с литературными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Петухов. Опытное изучение процессов теплопередачи. Госэнергоиздат, 1952.
2. М. А. Михеев. Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1956.
3. В. П. Исаченко, В. А. Осипова и А. С. Сукомел, Теплопередача, издательство «Энергия», 1965.

ПРОТОКОЛ
к работе § 4 «Теплоотдача и гидравлическое сопротивление в трубах при турбулентном течении»
(ч. I — изотермическое течение)

Дата испытания _____

№ п/п.	Замеряемые параметры				Вычисляемые величины							
	Δt_1 мм	ΔP мм вод. ст.			$\Delta P_{13} - \Delta P_5$ мм вод. ст.	$\Delta P_{cp} \cdot (33)$	$\Delta P_{cp} - \Delta P_1$	$K_p (7')$	$(100 \cdot \zeta)$ (11)	$lg (100 \cdot \zeta)$	$Re (12)$	$lg Re$
		1	2	13								
1												
2												
3												
.												
.												
.												
.												
16												
17												

Состояние атмосферы:

1. $B =$ _____ мм рт. ст.

2. $T_0 =$ _____ °K

3. $\rho_0 =$ _____ кг. сек³/м⁴

4. $\nu_0 =$ _____ кг. сек/м²

5. $C_0 \cdot C_1 =$ _____ м/кг^{1/2}

Студент _____

Преподаватель _____

§ 5. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТРУБКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Целью работы является опытная проверка зависимости интегральной излучательной способности тела от его температуры.

З а д а н и е

Опытным путем определить зависимость полной (интегральной) излучательной способности трубки из нержавеющей стали.

Построить зависимость «излученное тепло в функции температуры» и сопоставить с аналогичной зависимостью для абсолютно черного тела.

Определить зависимость коэффициента излучения материала трубки от ее температуры.

В в е д е н и е.

Тепловым или температурным излучением называют электромагнитное излучение нагретых тел. Тепловое излучение представляет собой процесс рассеивания внутренней энергии излучаемого тела путем электромагнитных волн, оно является результатом внутриатомных процессов, которые зависят от температуры тела. Возбудителем электромагнитных волн являются заряженные материальные частицы (электроны, ионы). При поглощении электромагнитных волн каким-либо другим телом они вновь превращаются в тепловую энергию. Все виды электромагнитных излучений имеют одинаковую природу, их различие лишь в длине волны.

Представления о лучистой энергии как энергии электромагнитных колебаний не позволяют объяснить некоторые ее свойства. Лучистая энергия излучается и поглощается не в виде непрерывного потока, а небольшими порциями — квантами, которые обладают волновыми и корпускулярными свойствами. Эти свойства никогда не проявляются одновременно, а лишь дополняют друг друга. В одних случаях проявляются волновые свойства (закономерность

Классификация излучения

Виды излучения	Длина волны
Космическое	0,05 мкмк
γ — излучение	0,05 ÷ 0,1 мкмк
Рентгеновское	1 мкмк ÷ 2 ммк
Ультрафиолетовое	20 ммк ÷ 0,4 мк
Видимое	0,4 ÷ 0,8 мк
Тепловое (инфракрасное)	0,8 мк ÷ 0,8 мм
Радиоволны	0,2 мм ÷ X км

распространения, дифракция), в других—свойства движущихся частиц (отражение, поглощение, фотоэффект).

Корпускулярные свойства существенно проявляются в коротковолновом излучении, волновые — в длинноволновом.

Излучение свойственно всем телам и происходит при любой температуре, отличной от абсолютного нуля. Каждое тело не только непрерывно излучает, но и непрерывно поглощает лучистую энергию. Количество отдаваемого или воспринимаемого тепла определяется разностью между количеством излучаемой и поглощаемой лучистой энергии. Такая разность отлична от нуля, если температура тел, участвующих во взаимном обмене лучистой энергии, различна. При одинаковой температуре этих тел вся система находится в подвижном тепловом равновесии. В этом случае все тела системы также излучают и поглощают, для каждого из них приход лучистой энергии равен ее расходу (на основании второго закона термодинамики).

В процессах лучистого теплообмена участвуют лишь тонкие поверхностные слои. Для проводников тепла толщина слоя 1 мк, а для непроводников тепла — порядка 1 мм.

Большинство твердых и жидких тел имеет сплошной спектр излучения, т. е. излучается энергия всех длин волн в широком диапазоне.

Количество тепла, переносимого путем излучения, становится существенным только при высоких температурах.

При всем разнообразии свойства излучения в различных областях длины волн для него могут быть установлены некоторые общие свойства. В качестве характеристики свойств тела вводится величина, называемая излучательной или лучеиспускательной способностью E . Она представляет собой количество энергии, излучаемой при данной температуре с единицы поверхности тела в единицу времени. Тело излучает электромагнитную энергию в виде спектра, в процессе переноса тепла участвует вся энергия (интегральная).

$$E = \frac{Q_{\lambda}}{F\tau}, \quad \text{вт/м}^2. \quad (1)$$

В теории лучистого теплообмена широко используется закон Стефана-Больцмана, устанавливающий зависимость полной излучательной способности абсолютно черного тела от его температуры.

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}, \quad (2)$$

где $C_0 = 5,67$ — коэффициент излучения абсолютно черного тела, константа, не зависящая от температуры, $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{K}^4$.

Излучение реальных нагретых тел называется серым излучением. Температурная зависимость серого излучения отклоняется от закона Стефана-Больцмана. Однако для однообразия расчетных построений в основу всех расчетов теплового излучения различных тел положены, как наиболее простые и универсальные, законы излучения абсолютно черного тела (в виде закона четвертой степени) в форме:

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad \text{вт}/\text{м}^2, \quad (3)$$

где C — коэффициент излучения серого тела.

Его численное значение является функцией температуры тела и определяется экспериментально.

$$C = \varepsilon \cdot C_0, \quad (4)$$

где ε — степень черноты, отношение количества энергии собственного излучения тела при данной температуре к энергии излучения абсолютно черного тела той же температуры.

Как показывают опыты, коэффициент излучения C различных тел определяется не только их природой, но также формой, состоянием поверхности и температурой.

Согласно опытным данным повышение температуры твердых тел приводит к увеличению C , поэтому излучательная способность реальных тел, в общем, изменяется не пропорционально температуре в четвертой степени, а в более высокой, т. е. T^n , где $n > 4$ (платина $n = 5,11$ в интервале $T = 500 \dots 900^\circ\text{K}$; алюминий $n = 4,73$ в интервале $T = 500 \dots 840^\circ\text{K}$). Результирующий лучистый теплообмен в системе двух серых тел, имеющих температуры T_1 и T_2 , всегда определяется как некоторая разность их лучистых эффективных потоков в форме:

$$Q_R = F \varepsilon_n \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad \text{вт}, \quad (5)$$

где ε_n — приведенная степень черноты системы, зависящая от излучательных свойств материалов (C_1 и C_2) и геометрических форм излучающих поверхностей;

F — излучающая поверхность, имеющая более высокую температуру (T , $^\circ\text{K}$), м^2 ,

Если комплекс перед квадратными скобками обозначить C , т. е.

$$C = F \cdot \varepsilon_n \cdot C_0 \quad \text{вт}/^\circ\text{K}^4, \quad (6)$$

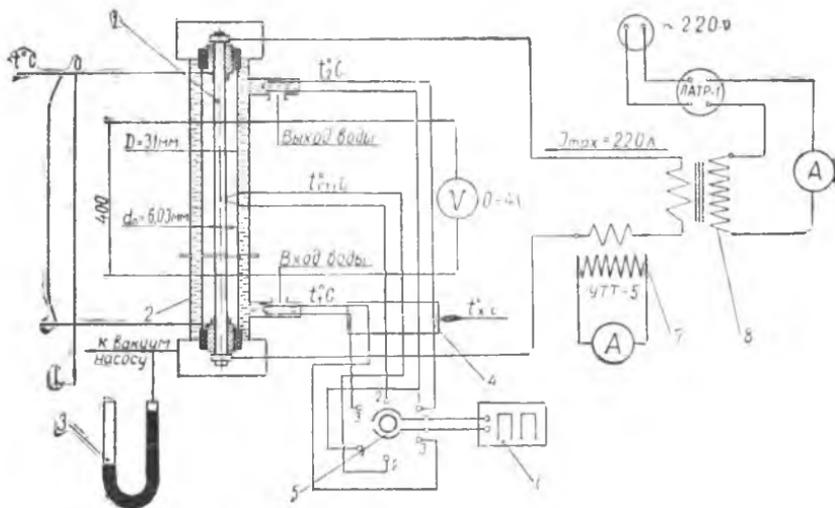
то с учетом (6) соотношение (5) запишется в форме:

$$Q_R = C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \text{ вт.} \quad (7)$$

Проверка этого соотношения является задачей лабораторной работы.

Описание установки

Схема установки показана на фиг. 1.



Фиг. 1.

1—излучатель; 2—теплоприемник; 3—ртутный манометр; 4—термостатическая коробка; 5—переключатель; 6—потенциометр; 7—трансформатор тока; 8—понижающий трансформатор.

В качестве излучателя используется трубка 1 из нержавеющей стали 1X18Н9Т (диаметры = 6×4 мм, длина $l_1 = 1000$ мм).

Трубка размещена по оси другой металлической трубы 2 с внутренним диаметром $d_2 = 31$ мм. Внутренняя поверхность этой трубы является тепловоспринимающей поверхностью.

Наружная труба 2 имеет двойные стенки, между которыми осуществляется энергичный проток воды для поддержания постоянной температуры тепловоспринимающей поверхности.

Излучательная трубка накаливается электротоком от низковольтного трансформатора. Сила тока в опыте — в пределах $50 \div 200$ А.

Подвод тока осуществляется через массивные наконечники, приваренные к концам излучателя. За счет отвода тепла к наконечникам температурное поле по длине трубки получается неравномерным. Излучательная способность тел, имеющих неравно-

мерное распределение температуры по поверхности, аналитически выражается очень сложными закономерностями. Поэтому в качестве излучателя изучается не вся центральная трубка, а только её средний участок, длиной $l=400$ мм. Температура этого участка по длине практически постоянна. Тепло, выделяемое на экспериментальном участке за счет электротока, определяется по силе тока I и падению напряжения V . Для измерения напряжения к трубке приварены точечной электросваркой потенциальные провода на расстоянии $l=400$ мм друг от друга. Температура этого участка измеряется хромель-алюмелевой термопарой, проложенной внутри накаливаемой трубки. Если не принять специальных мер, то при существующих размерах во внутреннем пространстве установки в опыте возникает весьма сложная картина естественной конвекции. Тепло от центральной трубки будет передаваться к охлаждаемой поверхности путем излучения и конвекции. Надежный учет последнего фактора не представляется ни расчетным, ни экспериментальным путем. Для предотвращения конвекции перед началом опыта в установке создается умеренный вакуум. Абсолютное давление внутри составляет $15 : 30$ мм рт. ст. В разреженной газовой среде возникновение конвекции задерживается. Объективным критерием возникновения конвекции является произведение критерия Грасгофа на критерий Прандтля. При значениях $Gr \cdot Pr \leq 700$ —конвекция не возникает. Для данной установки в условиях вакуума этот критерий составляет $Gr \cdot Pr = 100 : 150$. За счет этого перенос тепла от внутренней трубки осуществляется излучением (Q_R — основная доля) и теплопроводностью (Q_λ) через неподвижную кольцевую воздушную прослойку. Коэффициент теплопроводности воздуха практически не зависит от давления и является только функцией температуры.

Влияние давления на коэффициент теплопроводности сказывается при очень малых ($p < 1$ мм ртутного столба) и очень больших ($p > 20000$ бар) давлениях.

Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры известна с хорошей точностью, поэтому величина Q_λ может быть надежно учтена расчетным путем, что в свою очередь позволяет надежно выделить Q_R из общего тепла Q_Σ .

Подготовка установки и порядок проведения эксперимента

1. Установить автотрансформатор на нулевое положение.
 2. Открыть кран охлаждающей воды и установить энергичный проток.
 3. Проверить наличие вакуума в установке по ртутному вакуумметру. Абсолютное давление в установке должно быть не более 30 мм рт. ст.
 4. Включить установку в электрическую сеть ~ 220 в.
- Опыты проводятся для нескольких значений температуры из-

лучателя T_1 , для чего с помощью автотрансформатора меняется сила тока, проходящего через излучатель.

Первый замер производить при силе тока в излучателе $I=210$ а, в каждом последующем опыте уменьшать силу тока на 25 а, и так до $I=50$ а.

Запись показаний необходимо производить лишь после установления теплового равновесия, время выдержки на каждом режиме 5—8 минут.

Замеряемые параметры:

1. Сила тока, проходящего через излучатель (амперметр A_2). Амперметр включен через трансформатор тока.

Действительная сила тока определится по соотношению:

$$I = n \cdot I_{нр}, \quad (8)$$

где n — коэффициент трансформации;

$I_{нр}$ — показания амперметра A_2 .

2. V — падение напряжения на активной длине излучателя;

3. E_1 — э. д. с. термопары, измеряющей температуру излучателя;

4. $T_{2вх.}$ и $T_{2вых.}$ — температура воды на входе в установку и на выходе из нее соответственно, $^{\circ}\text{K}$.

Обработка результатов

1. По величине E_1 и градуировочной таблице для хромель-алюмелевой термопары определяем температуру излучателя $T^{\circ}\text{K}$.

2. Количество тепла, выделенное электрическим током

$$Q_э = I \cdot V \text{ вт.}$$

При установившемся режиме все тепло, выделившееся в излучателе, полностью передается охлаждающей воде путем излучения и теплопроводности

$$Q_э = Q_R + Q_{\lambda}$$

где Q_R — тепло, переданное за счет излучения;

Q_{λ} — тепло, переданное теплопроводностью через цилиндрическую воздушную прослойку.

$$3. \quad Q_{\lambda} = 2\pi \cdot \lambda_{\text{возд.}} \cdot L \cdot \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{a_2}{a_1}} \text{ вт,} \quad (11)$$

где $\lambda_{\text{возд.}}$ — коэффициент теплопроводности воздуха при средней температуре (по графику)

$$T_{\text{ср}} = \frac{T_1 + T_2}{2} \text{ } ^{\circ}\text{K,} \quad (12)$$

T_1 — температура излучателя;

T_2 — средняя температура тепловоспринимающей поверхности, которая определится, как

$$T_2 = \frac{T_{2\text{ вх}} + T_{2\text{ вых}}}{2}; \quad (13)$$

$L = 0,400$ — активная длина излучающей поверхности, м;
 $d_1 = 6,03$ — диаметр излучателя, мм;
 $d_2 = 31$ — диаметр тепловоспринимающей поверхности, мм.

С учетом постоянных величин формула (11) запишется

$$Q_\lambda = 1,534 \cdot \lambda_{\text{возд.}} \cdot (T_1 - T_2) \text{ вт.} \quad (14)$$

4. Количество тепла, передающегося за счет излучения, определяется по формуле (9), как

$$Q_R = Q_3 - Q_\lambda. \quad (15)$$

По данным опыта строится график $Q_R = f(T_1)$.

5. Определяем постоянную C для установления зависимости излучательной способности тела от его температуры, используя формулу (7).

$$C = \frac{Q_R}{\left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}. \quad (16)$$

Численное значение коэффициента C определится по результатам опыта. Для этого по экспериментальной кривой

$$Q_R = f(T_1)$$

для одной из средних точек по значениям Q_R , T_1 и T_2 определяется коэффициент C .

6. Найденное экспериментально значение C использовать для расчета теплового потока по основному соотношению лучистого теплообмена (7).

Задаваясь рядом значений T_1 (в диапазоне температур эксперимента), T_2 принять опытное, определяем $Q_{R_{\text{расч.}}} = f(T_1)$.

Полученные зависимости $Q_{R_{\text{расч.}}} = f(T_1)$ наносятся на тот же график $Q_R = f(T_1)$.

Для выявления зависимости коэффициента C от температуры вычисляем его значение для наименьшей и наибольшей температур экспериментальной кривой $Q_R = f(T_1)$.

Отчет о выполненной работе должен содержать принципиальную схему экспериментальной установки со спецификацией; журнал наблюдений; расчеты коэффициента C и $Q_{R_{\text{расч.}}}$; графики Q_R и $Q_{R_{\text{расч.}}}$ в функции температуры излучателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Исаченко и др., Теплопередача, изд. «Энергия», 1965, стр. 342—365.

§ 6. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ВОДОВОДЯНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ

Целью работы является углубление знаний по теории процессов теплопередачи в теплообменниках, ознакомление с методикой их опытного исследования, получение навыков в проведении эксперимента.

В результате работы должно быть четко усвоено понятие коэффициента теплопередачи, назначение и типы теплообменников, а также влияние различных факторов на интенсивность их работы.

З а д а н и е

1. Определить значение коэффициента теплопередачи и установить его зависимость от скорости движения горячей воды.
2. Найти приближенно значения коэффициентов теплоотдачи со стороны холодной и горячей воды.
3. Составить отчет по выполненной работе.

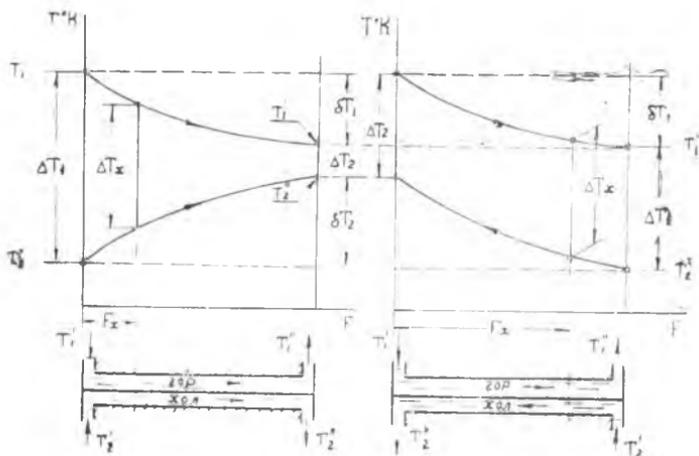
В в е д е н и е

Теплообменными аппаратами (сокращенно — теплообменники) называются устройства для передачи тепла из одной текучей среды в другую. Конструктивное оформление и назначение теплообменников весьма разнообразно, используются они в различных отраслях техники. Из общего числа возможных теплообменных устройств наиболее многочисленную группу составляют рекуперативные теплообменники. Их основная особенность заключается в том, что горячая и холодная среда протекают через аппарат одновременно, а перенос тепла осуществляется через разделяющую их стенку непрерывно. Под средами понимаются три возможные комбинации: «жидкость—жидкость», «жидкость—газ» и «газ—газ». Теплообменники этого вида прежде всего различают по взаимному расположению направлений движения жидкостей вдоль поверхности нагрева. Могут иметь место: а) противоток,

б) параллельный ток или иначе — проток), в) перекрестный ток и г) смешанный ток.

В последнем варианте встречаются различные комбинации первых трех случаев.

В предлагаемой лабораторной работе опытному исследованию подвергаются модели теплообменников по схеме проточка и противоточка. Рабочие жидкости — вода.



Фиг. 1. Графики изменения температуры горячей и холодной жидкостей при проточке и противоточке.

На фиг. 1 изображены картины изменения температуры жидкостей вдоль поверхностей нагрева для случаев прямо- и противоточка при одинаковых значениях температур входа и выхода.

Условные обозначения:

- $T_1', T_2', \text{ } ^\circ\text{K}$ — температуры входа горячей и холодной жидкостей;
- $T_1'', T_2'', \text{ } ^\circ\text{K}$ — температура выхода горячей и холодной жидкостей;
- ΔT_x — текущая разность температур жидкостей ($\Delta T_x = T_1 - T_2$);
- W_1, W_2 — водяные эквиваленты горячей и холодной жидкостей, $\text{кдж/час } ^\circ\text{K}$;
- F — полная поверхность нагрева, м^2 ,

$$W = m \cdot c_p, \quad (1)$$

- где m — часовой расход жидкости, кг/час ;
- c_p — теплоемкость жидкости, $\text{кдж/кг } ^\circ\text{K}$;
- K — коэффициент теплопередачи, $\text{вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$.

Если принять в качестве исходного положения, что $K = \text{const}$ вдоль поверхности нагрева и отсутствуют тепловые потери во внешнюю среду, теоретически нетрудно установить ряд соотношений, которые являются общепринятыми в расчете теплообменников:

А. Закон изменения ΔT_x вдоль потока жидкостей.

$$\Delta T_x = \Delta T_1 e^{-B \cdot x \cdot F_x}, \quad (2)$$

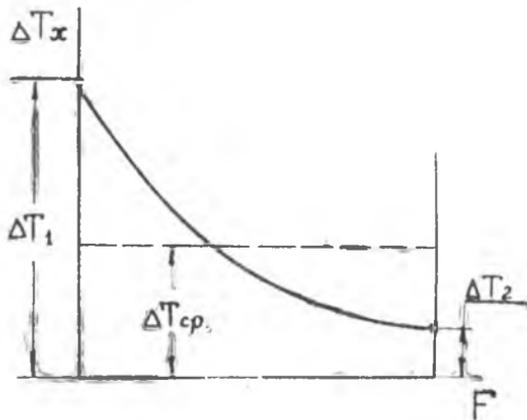
где

$$B = \frac{1}{W_1} \pm \frac{1}{W_2} \quad (3)$$

(знак + для прямотока и - для противотока);

F_x — текущее значение поверхности нагрева, m^2 .

График изменения ΔT_x вдоль поверхности изображен на фиг. 2. В частном случае, справедливом только для противотока, когда $W_1 = W_2$, то $B = 0$ и $\Delta T_x = \Delta T_1 = \text{const}$.



Фиг. 2. Изменение текущей разности температур по ходу рабочих жидкостей.

Б. Среднее значение температурной разности для теплообменника в целом.

$$\Delta T_{\text{ср}} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}}. \quad (4)$$

Величина $\Delta T_{\text{ср}}$ по формуле (4) в теории теплообменников имеет специальное название: среднелогарифмическая разность температур. Формула (4) справедлива для прямо- и противотока. Под ΔT_1 всегда понимается большая разность температур в любом из концов аппарата.

В. Количество тепла, передаваемое в теплообменнике.

$$Q = k_d \Delta T_{\text{ср}} \cdot F, \text{ кдж/час.} \quad (5)$$

Г. Соотношение между водяными эквивалентами.

Величина Q может быть определена иначе по изменению энтальпии горячей или холодной жидкостей:

$$Q_{\text{гор.}} = m_1 C_{p1} (T_1' - T_1''), \quad (3)$$

$$Q_{\text{хол.}} = m_2 C_{p2} (T_2' - T_2''). \quad (7)$$

Введя обозначения:

$$\delta T_1 = T_1' - T_1''$$

$$\delta T_2 = T_2' - T_2''$$

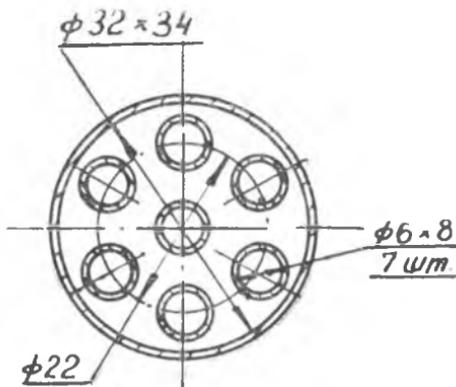
и считая тепловую потерю во внешнюю среду равной нулю, можно записать:

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\delta T_2}{\delta T_1}. \quad (8)$$

Краткое описание установки

Модель теплообменника выполнена в виде пучка латунных трубок $\varnothing 6 \times 8$, заключенных в металлическую трубу $\varnothing 32 \times 34$. Поперечное сечение теплообменника изображено на фиг. 3. Боковая поверхность трубок образует поверхность нагрева

$F = 0,1385 \text{ м}^2$ (рассчитано по внешнему диаметру семи малых трубок). Длина трубного пучка $l = 0,8 \text{ м}$. Схема установки изображена на фиг. 4. Горячая вода проходит по трубкам 6, холодная вода — в межтрубном пространстве. С помощью кранов 2 и 3 осуществляется прямо- и противоток. В изображенном положении кранов — проток. При повороте обоих кранов на 180° происходит переключение на противоток. Для измерения расхода воды установлены градуированные мерные



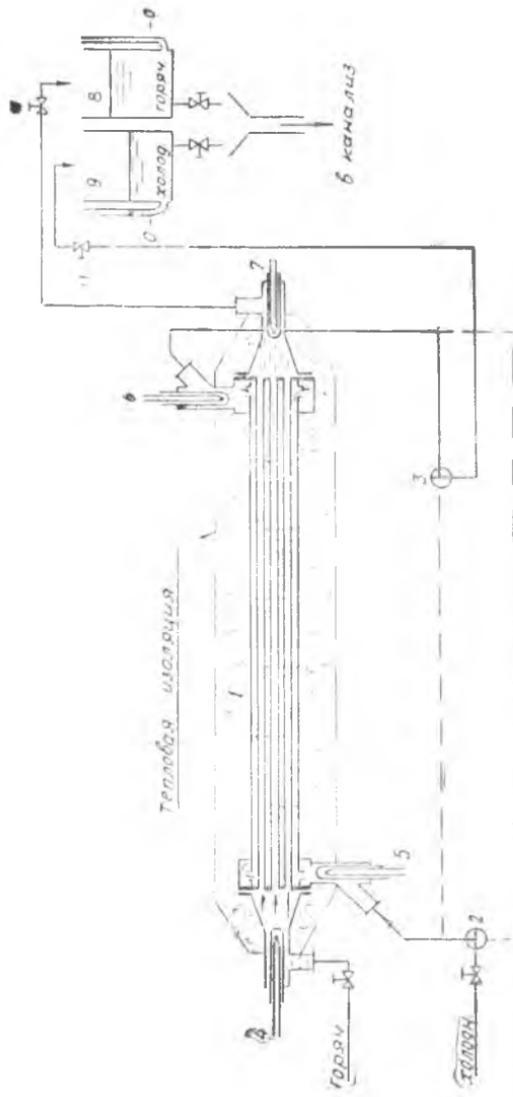
Фиг. 3. Поперечное сечение экспериментального теплообменника.

бачки 8 и 9. Для измерения температур воды на входе и выходе из теплообменника используются хромель-копелевые ХК термобатареи 4, 5, 6, 7. Холодные спаи термодпар собраны в термостатическую коробку, температура которой регистрируется ртутным термометром. Измерение ЭДС производится потенциометром ПП.

Проведение опыта

После ознакомления с описанием опытной установки подготавливается форма протокола для записи измеряемых параметров и производится настройка потенциометра.

Подается холодная и горячая вода с помощью входных кранов при открытых выходных кранах 10 и 11. Краны 2 и 3 находятся в положении «проток». С помощью крана 11 по указанию преподавателя устанавливается расход холодной воды и в даль-



Фиг. 4. Схема экспериментальной установки:

1—теплообменник; 2, 3—краны переключения холодной воды в схеме: «прямомов», или «противомов»; 4, 5, 6, 7—термометры; 8, 9—мерные баки; 10, 11—выходные регулирующие вентили.

нейшем не изменяется. В опыте варьируется расход горячей воды с помощью крана 10 (пять режимов по установленной программе). В каждом опыте измерению подлежат объемные расходы воды $V_{гор.}$, $V_{хол.}$ и значения ЭДС термодпар для замера температур на входе и выходе (E_4, E_5, E_6, E_7). Замеры на каждом программном этапе производятся после стабилизации теплового режима.

Обработка результатов опыта

1. Расшифровываются показания термодпар 4, 5, 6, 7 по таблицам ХК: T_4, T_5, T_6, T_7 (учесть, что термодпары трехспайные, для расшифровки используется $\text{ЭДС} = \frac{E}{3}$).

2. Концевые разности температур:

$$\Delta T_1 = T_4 - T_5; \quad \Delta T_2 = T_7 - T_6.$$

3. Изменения температур горячей и холодной воды:

$$\delta T_{гор.} = T_4 - T_7; \quad \delta T_{хол.} = T_6 - T_5.$$

4. Часовые расходы воды:

$$m_{гор.} = V_{гор.} \cdot 60, \text{ кг/час}; \quad m_{хол.} = V_{хол.} \cdot 60 \text{ кг/час},$$

где $V_{гор.}, V_{хол.}$ — литр/мин.

5. Часовой расход тепла:

$$Q_{час} = m_{гор.} \cdot C_p \delta T_{гор.}, \text{ кДж/час},$$

где $C_p = 4,187 \text{ кДж/кг}^\circ\text{К}$ — теплоемкость воды принимается постоянной.

6. Среднелогарифмическая разность температур $\Delta T_{ср}$ для теплообменника в каждом режиме определяется по соотношению (4).

7. Коэффициент теплопередачи K :

$$K = \frac{Q_{час.}}{\Delta T_{ср.} \cdot F \cdot 3,6}, \text{ Вт/м}^2\text{К},$$

где $F = 0,1385, \text{ м}^2$;

$Q_{час}$ — кДж/час.

8. Скорость движения горячей и холодной воды:

$$\omega_{гор.} = \frac{V_{гор.} \cdot 10^{-3}}{60 F_{гор.}} \text{ м/сек.},$$

где $F_{гор.} = 1,98 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ — площадь поперечного сечения семи трубок,

$V_{гор.}$ — л/мин.

$$\omega_{хол.} = \frac{V_{хол.} \cdot 10^{-3}}{60 F_{гор.}} \text{ м/сек.},$$

где $F_{хол.} = 4,52 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ — площадь проходного сечения межтрубного пространства.

9. Строится график $K = f(\omega_{\text{гор.}})$.

10. Приближенное определение коэффициентов теплоотдачи с горячей и холодной стороны (α_1 и α_2) производится графическим методом.

Формула для коэффициента теплопередачи имеет вид:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_1}{d_2}}, \quad (1')$$

Вводя обозначения:

$$\frac{1}{k} = R, \quad \frac{1}{\alpha_1} = R_1, \quad \frac{\delta}{\lambda} = R_2, \quad \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_1}{d_2} = R_3,$$

выражение (1') можно переписать в форме:

$$R = R_1 + R_2 + R_3, \quad (2')$$

т. е. полное термическое сопротивление теплопередачи из горячей воды в холодную определяется как сумма трех частных сопротивлений. Приближенно будем считать, что коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 в условиях опыта не зависят от температуры воды, тогда на основе известных критериальных уравнений [1] можно написать:

$$\alpha = c\omega^n, \quad (3')$$

т. е. α изменяется по степенному закону в зависимости от скорости воды.

$$Re \leq 2 \cdot 10^3, \quad n = \frac{1}{3}.$$

$$Re \geq 4 \cdot 10^3, \quad n = 0,8.$$

По условиям опыта $m_{\text{хол.}}$, $\omega_{\text{хол.}} = \text{const}$, следовательно $\alpha_2 = \text{const}$, поэтому можно написать:

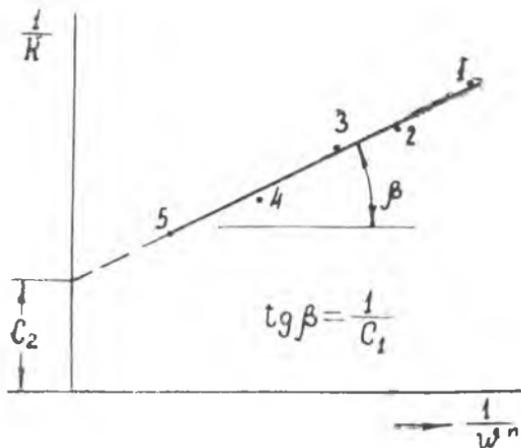
$$R_2 + R_3 = \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_1}{d_2} = C_2 - \text{константа} \quad (4')$$

$$R_1 = \frac{1}{C_1 \omega_{\text{гор.}}^n}. \quad (5')$$

С учетом введенных обозначений выражение (2') можно записать в форме:

$$R = C_2 + \frac{1}{C_1} \cdot \frac{1}{\omega_{\text{гор.}}^n}. \quad (6')$$

Если в качестве аргумента принять величину $\left(\frac{1}{\omega_{\text{гор.}}^n}\right)$, то выражение (6') является уравнением прямой линии, для которой $\frac{1}{C_1}$ является тангенсом угла наклона к оси абсцисс, а C_2 — отрезок, отсекаемый на оси ординат (фиг. 5).



Фиг. 5. Графоаналитическое определение постоянных C_1 и C_2 .

Для построения графика используются найденные значения k и w гор. Точки 1, 2, 3, 4 откладываются на графике и осредняются прямой линией. Затем по указанной схеме определяются C_2 и $\frac{1}{C_1}$.

По соотношению (4') определяется α_2 :

$$\alpha_2 = \frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{1}{C_2 - \frac{\delta}{\lambda}} \text{ вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{К}, \quad (7')$$

где:

$$C_2 = \frac{m^2 \text{ } ^\circ\text{К}}{\text{вт}}$$

$$\frac{d_1}{d_2} = 0,75,$$

$$\delta = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

$$\lambda = 87 \text{ вт/м } ^\circ\text{К}.$$

По соотношению (5') определяется α_1 :

$$\alpha_1 = C_1 w_{\text{гор.}}^n, \text{ вт/м } ^\circ\text{С}. \quad (8')$$

Для решения вопроса о величине показателя «п» определяются значения критерия Рейнольдса для горячей воды в режимах № 1 и № 5.

$$Re = \frac{d \cdot w_{\text{гор.}}}{\nu_{\text{гор.}}}, \quad (9')$$

где $d = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$;

$w_{\text{гор.}}$ — м/сек;

$\nu_{\text{гор.}}$ — м²/сек.

Значение $\nu_{\text{гор.}}$ принимаются по средней температуре горячей воды для данного режима.

По указанию преподавателя работа может проводиться в схеме прямотока или противотока.

Отчет о выполненной работе должен содержать: краткое описание работы; принципиальную схему установки; протокол записи показаний измерительных приборов; обработку результатов опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, стр. 89 и 93, Госэнергоиздат, 1956.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ ОТ ШАРА К ВОЗДУХУ МЕТОДОМ РЕГУЛЯРНОГО РЕЖИМА

Целью работы является углубление знаний по теории конвективного теплообмена, теоретическое и экспериментальное ознакомление с нестационарными методами определения коэффициента теплоотдачи, изучение методики и получение навыков в проведении экспериментальных исследований.

З а д а н и е

Найти значение коэффициента теплоотдачи от шара к воздуху в условиях естественной конвекции.

Составить отчет по результатам работы.

В в е д е н и е

Методы экспериментального определения конвективного коэффициента теплоотдачи α_f принципиально делятся на две основных группы: стационарные и нестационарные.

Для одного и того же объекта в сходных физических условиях величина α_f может быть определена и тем и другим методом. Строго говоря, количественные результаты подобных экспериментов будут различными. Это объясняется различиями в структуре теплового и гидродинамического пограничных слоев: в стационарных условиях оба слоя стабилизированы, в нестационарных условиях, в общем случае, оба слоя непрерывно переформируются.

Последнее обстоятельство и является причиной количественных различий в теплоотдаче. Величина различия тесно связана с динамикой развития событий в нестационарном процессе. Если нестационарный процесс во времени протекает относительно медленно (в смысле медленного изменения температуры поверхности тела и медленного изменения скорости потока), то различия становятся весьма малыми. В этом случае нестационарную теплоотдачу можно охарактеризовать как квазистационарную. Этот термин должен пониматься в том смысле, что для каждого момента

времени в нестационарном процессе конвективного теплообмена интенсивность переноса тепла от поверхности тела в окружающую среду имеет то же самое значение, как и для стационарной теплоотдачи, если для ее определения принять мгновенное текущее значение параметров, определяющих нестационарный процесс. Нестационарные методы, как правило, всегда проще по своему техническому оформлению и менее трудоемки, чем стационарные. К особым достоинствам нестационарных методов следует отнести возможность использования для изучения конвективного теплообмена таких объектов, где применение стационарных методов физически невозможно. Например: теплоотдача к поверхностям вращающихся лопаток и дисков газовых турбин, теплоотдачи внутри действующих атомных реакторов, теплоотдача авиадвигателей воздушного охлаждения в полетных условиях и др. Нестационарные методы исследования теплоотдачи, а также методы определения тепловых свойств материалов глубоко развиты в трудах выдающегося Советского теплофизика проф. Г. М. Кондратьева и его учеников. В Советском Союзе эти методы широко распространены и именуются как «методы теплового регулярного режима».

В данной лабораторной работе используется наиболее простой случай, связанный с применением регулярного режима. Излагаемая ниже теория вполне очевидна и достаточно элементарна. Задачей лабораторной работы является экспериментальное определение конвективного коэффициента теплоотдачи α_f от шара к воздуху в условиях естественной конвекции в «неограниченном пространстве», (т. е. при отсутствии влияния окружающих предметов на картину движения воздуха около шара). В качестве приема для определения α используется закономерность, вытекающая из рассмотрения процесса нестационарного охлаждения нагретого шара.

Условные обозначения:

А. Шар.

m — масса шара, кг;

C_p — теплосмкость материала, $\text{дж/кг} \text{ } ^\circ\text{K}$;

F — поверхность, м^2 ;

Q, Q_R — тепло, отдаваемое шаром окружающей среде конвекцией и лучеиспусканием, дж ;

$\alpha_f, \alpha_R, \alpha$ — конвективный, радиационный и суммарный коэффициенты теплоотдачи, $\text{вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$;

ε_n — приведенная степень черноты системы шар—окружающее пространство, $\text{вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$;

ε_1 — степень черноты поверхности;

T — мгновенное текущее значение температуры в процессе остывания, $^\circ\text{K}$;

i — удельная энтальпия материала, дж/кг ;

Б. Окружающая среда.

T_f — температура воздуха вдали от нагретой поверхности ($T_f = \text{const}$), °K;

τ — время, сек.

К телу, остывающему в изобарных условиях, применимо аналитическое выражение первого начала термодинамики, в форме которой устанавливается связь между теплотой и энтальпией:

$$dQ = m \cdot di. \quad (1)$$

Выражение (1) строго справедливо для равновесных и неравновесных процессов. Величина dQ в левой части выражается суммой:

$$dQ = dQ_f + dQ_R. \quad (2)$$

Сравнивая (1) и (2), получаем исходное дифференциальное уравнение для решения поставленной задачи

$$m \cdot di = dQ_f + dQ_R. \quad (3)$$

Раскрываем выражение (3), используя для определения Q_f и Q_R известные закономерности и относительные рассуждения к бесконечно малому промежутку времени $d\tau$:

$$-m \cdot c_p \cdot dT = \alpha_f \cdot F (T - T_f) d\tau + \epsilon_n \cdot C_0 \cdot F \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] d\tau$$

(знак минус в левой части потому, что при остывании T — снижается).

Полученное выражение перепишем в форме:

$$\frac{dT}{T - T_f} = - \frac{F}{m \cdot c_p} \left[\alpha_f + \epsilon_n \cdot C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] d\tau. \quad (4)$$

Второй член в скобках имеет размерность $\text{вт}^4 \text{м}^2 \text{°K}$ и именуется радиационным коэффициентом теплоотдачи α_R .

Введем новые обозначения:

$\alpha = \alpha_f + \alpha_R$ — суммарный коэффициент теплоотдачи;

$\vartheta = T - T_f$ — текущая избыточная температура шара, отсчитанная от температуры окружающей среды.

Учитывая $T_f = \text{const}$, следует $d\vartheta = dT$.

С учетом дополнительных обозначений добываем конечную форму дифференциального уравнения нестационарного теплообмена:

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta} = - \frac{F \cdot \alpha}{m \cdot C_p} d\tau. \quad (6)$$

Сделаем допущение, что $\alpha = \text{const}$ (это еще необходимо специально обосновать) и введя обозначение

$$B = \frac{F \cdot \alpha}{m \cdot C_p}, \quad (7)$$

интегрируем (6):

$$\ln \vartheta = - B\tau + \text{const}. \quad (8)$$

Уравнение (8) является отправным пунктом во всей теории регулярного режима. Из (8) следует, что логарифм натуральный избыточной температуры ϑ является линейной функцией времени τ . При выводе уравнения (8) без специальных оговорок сделаны допущения:

А. Шар остывает как одно целое (температура во всех точках шара имеет одно и то же значение), т. е. температурное поле по объему — равномерно.

Параметром, определяющим неравномерность температурного поля, является критерий Био (Bi):

$$Bi = \frac{\alpha R}{\lambda} \quad (9)$$

$Bi=0$ — строго равномерное распределение температур по объему.
 $Bi = \infty$ — предельная степень неравномерности температурного поля. В данной установке порядок величины Bi для шара составляет $Bi \approx 0,001$. Специальным расчетом можно показать, что в этом случае разность температуры центра и поверхности в условиях опыта не превышает $0,1^\circ\text{K}$, что находится за пределами точности данных измерений.

Таким образом, принятое допущение вполне оправдано.

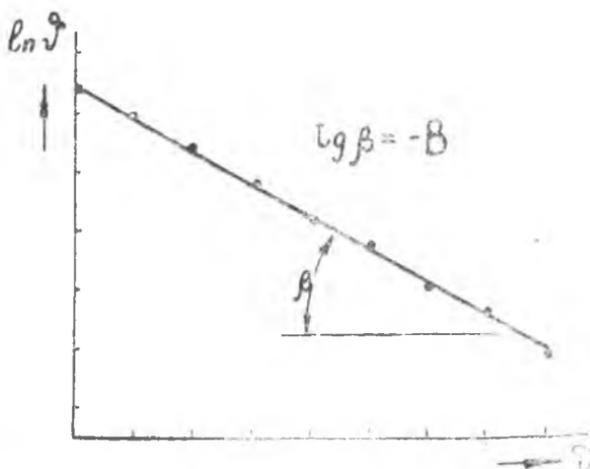
Б. $\alpha = \text{const}$.

Величины α_f и α_R , входящие в состав α , зависят от температурного напора, так и от абсолютных значений температур T и T_f . Однако эта зависимость слабая. Опыт проводится в диапазоне изменения T от $\sim 430^\circ\text{K}$ до $\sim 400^\circ\text{K}$. Изменение ϑ составляет $\sim 30^\circ\text{K}$. Используя в качестве ориентации формулы стационарной теплоотдачи [1], можно показать, что в этих условиях величина α_f изменяется не более, чем на 2—3%. Величина α_R изменяется на $\sim 10\%$.

Поверхность шара никелирована и обладает слабой излучательной способностью ($\varepsilon_1 \approx 0,075$). Благодаря этой специальной мере, абсолютное значение α_R по сравнению с α_i составляет величину порядка $\sim 10\%$. Поскольку α_R входит слагаемым в состав α , то полное изменение α во время опыта не превышает $\sim 3\%$.

Строго говоря, для оценки возможности интегрирования уравнения (6) важно постоянство всего комплекса B (7). Кроме рассмотренного влияния α на величину B , следует иметь в виду, что величина C_p , входящая в состав знаменателя, при остывании шара в указанном диапазоне температур также изменяется на $\sim 0,5\%$. При остывании α и C_p убывает. Поскольку эти величины входят в состав B в виде отношения, то их совместное влияние на изменчивость B меньше, чем отдельное влияние α , и таким образом изменение B фактически составит величину $\sim 2,5\%$.

Из уравнения (8) следует, что если в процессе остывания регистрировать величину ϑ и время τ , то в координатах $\ln \vartheta : \tau$ должен получиться падающий линейный график с тангенсом угла наклона $\text{tg} \beta = -B$ (фиг. 1).



Фиг. 1. График охлаждения нагретого тела в полулогарифмических координатах в условиях $\nu = \text{const}$.

В теории регулярного режима величина B именуется темпом охлаждения. Любые исследования, связанные с применением регулярного режима, всегда сводится к определению B . В данном случае по величине B из соотношения (7) определяется α , а затем α_f .

Описание установки и методики эксперимента

Схема установки изображена на фиг. 2.

Шар (альфакалориметр) 1 выполнен из красной меди, никелирован и полирован. На трех проволоках подвешен к кольцу большого химического штатива.

Характеристика шара:

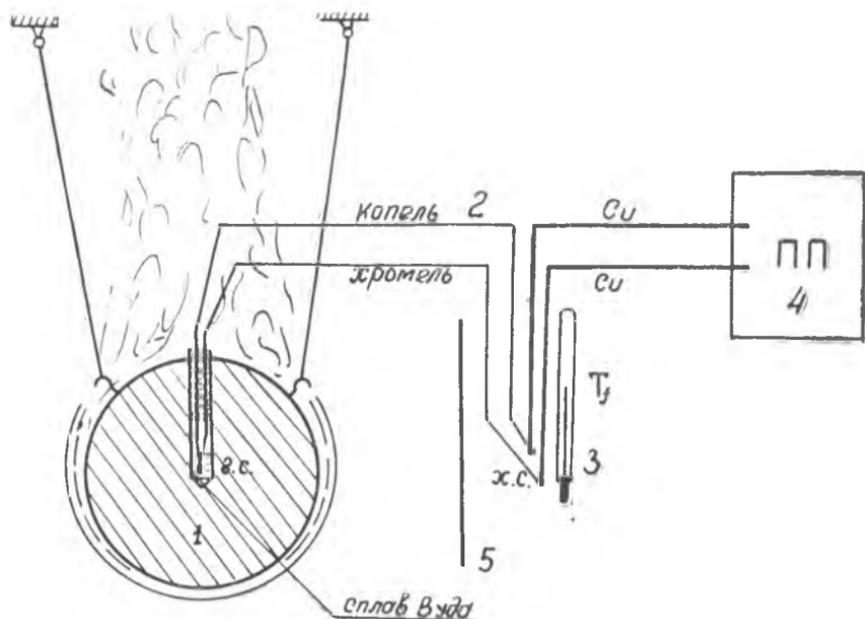
$d = 70,14$ мм — (определено как среднее значение в результате микрометрического обмера).

$m = 1,610$ кг — (определено взвешиванием на лабораторных весах после сверления).

$C_p = 0,3643 (1 + 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot T) \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{К}}$ — истинная изобарная теплоемкость меди.

$F = \pi d^2 = 0,01545$ м² — поверхность шара.

Для измерения текущей разности температур $\vartheta = T - T_f$ используется хромель-копелевая ХК дифференциальная термопара 2 из проволок $d = 0,5$ мм. Горячий спай г. с. через сверление $d = 3$ мм введен до центра шара. Для улучшения теплового контакта сверление на высоту ~ 6 мм залито сплавом Вуда. Холодный спай х. с. привязан к ртутному термометру 3. Термометр загорожен алюминиевым экраном 5 для защиты от лучеиспускания



Фиг. 2. Схема установки.

1—экспериментальный медный шар—«альфакалориметр»; 2—дифференциальная ХК термопара; 3—термометр; 4—потенциометр; 5—экран.

окружающих нагретых предметов. Замер ЭДС термопары производится потенциометром ПП 4. Для защиты установки от случайных воздушных течений используется крупногабаритный переносный экран в форме полуцилиндра ($R=0,5$ м).

До начала эксперимента поверхность шара протирается спиртом для удаления пыли и жировых загрязнений. Затем прогревается на специальной электрической плитке до температуры $T=410 \div 430^\circ K$. Нагретый шар вместе со штативом переносится на место установки и закрывается экраном.

Эксперимент начинается первым отсчетом показания потенциометра, одновременно в ход пускается секундомер. Дальнейшие измерения производятся через 5 минут в течение 40—50 минут. После каждого замера регистрируется температура холодного спая.

Обработка результатов эксперимента

С помощью таблиц ХК расшифровываются значения избыточной температуры $\vartheta^\circ K$.

По таблицам десятичных логарифмов определяются значения $\lg \vartheta$ с точностью до четвертого знака после запятой.

На миллиметровой бумаге строится график $\lg \vartheta = f(\tau)$.

Масштабы: 1. Одна логарифмическая единица = 1000 мм.

2. Одна минута = $4 \div 5$ мм.

Через точки графика проводится осредняющая прямая. По ее наклону определяется темп охлаждения:

$$B = 2,303 \frac{lg \vartheta_1 - lg \vartheta_2}{\tau_2 - \tau_1} \text{ 1/мин.}$$

Индексы 1 и 2 относятся к любым двум точкам, находящимся на осредняющей прямой.

Суммарный коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{m}{F} \cdot \frac{C_p B 60}{3,6}, \text{ вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K},$$

где $\frac{m}{F} = 104,15$ — константа калориметра, кг/м^2 ;

$$C_p \text{ — кДж/кг } ^\circ\text{K};$$

$$B \text{ — 1/мин.}$$

С учетом постоянных коэффициентов

$$\alpha = 1736 C_p B \text{ вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Значение C определяется по среднему значению T за время опыта.

Среднее значение радиационного коэффициента теплоотдачи определяется по средним значениям температур T и T_f за время опыта. В качестве $T_{\text{ср}}$ принимается осредненное значение температуры холодного спая дифференциальной термопары:

$$\alpha_R = \varepsilon_1 \cdot C_0 \frac{\left(\frac{T}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_f}{100}\right)^4}{T - T_f} \text{ вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K},$$

где $\varepsilon_1 C_0 = 0,418$ — коэффициент лучеиспускания поверхности шара (принимается $\varepsilon_0 = \varepsilon_n$).

Конвективный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_f = \alpha - \alpha_R \text{ вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

При аккуратном ведении опыта точность определения α_f оценивается $\pm 5\%$.

Отчет по выполненной работе должен содержать краткое описание работы, принципиальную схему установки, протокол записи измерений, обработку результатов опыта, сравнение найденного значения α_f со значением α , определенным по формулам для стационарной теплоотдачи ([1], (3—1), стр. 73). При расчетном определении в основу расчета положить средние значения T и T_f по результатам опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Михеев. Основы теплопередачи, стр. 73—75 Госэнергоиздат, 1956.

ПРОТОКОЛ

к работе § 7 «Определение коэффициента теплоотдачи от шара к воздуху
методом регулярного режима»

$B =$ _____ мм. рт. ст.

Дата испытания _____

№ п/п	τ мин	E mV	ϑ °K	lg ϑ	T _f °K	T = T _f + + ϑ °K		
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
11								

Студент _____

Преподаватель _____

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 1

Физические параметры для сухого воздуха при $B=760$ мм рт. ст.

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$C_p, \text{ккал/кг}^\circ\text{C}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{ккал/м час}^\circ\text{C}$	$a \cdot 10^2, \text{м}^2/\text{час}$	$\mu \cdot 10^6, \text{кг сек/м}^2$	$\gamma \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{сек}$	Pr
0	1,293	0,240	2,10	6,77	1,75	13,28	0,707
10	1,247	0,240	2,16	7,22	1,80	14,16	0,705
20	1,205	0,240	2,23	7,71	1,85	15,06	0,703
30	1,165	0,240	2,30	8,23	1,90	16,00	0,701
40	1,128	0,240	2,37	8,75	1,95	16,96	0,699
50	1,093	0,240	2,43	9,26	2,00	17,95	0,698
60	1,060	0,240	2,49	9,79	2,05	18,97	0,696
70	1,029	0,241	2,55	10,28	2,10	20,02	0,694
80	1,000	0,241	2,62	10,87	2,15	21,09	0,692
90	0,972	0,241	2,69	11,48	2,19	22,10	0,690
100	0,946	0,241	2,76	12,11	2,23	23,13	0,688
120	0,898	0,241	2,87	13,26	2,33	25,45	0,686
140	0,854	0,242	3,00	14,52	2,42	27,80	0,684
160	0,815	0,243	3,13	15,80	2,50	30,09	0,682
180	0,779	0,244	3,25	17,10	2,58	32,49	0,681
200	0,746	0,245	3,38	18,49	2,65	34,85	0,680
250	0,674	0,248	3,67	21,96	2,79	40,61	0,677
300	0,615	0,250	3,96	25,76	3,03	48,33	0,674
350	0,566	0,253	4,22	29,47	3,20	55,46	0,676
400	0,524	0,255	4,48	33,52	3,37	63,09	0,678
500	0,456	0,261	4,94	41,51	3,69	79,38	0,687
600	0,404	0,266	5,35	49,78	3,99	96,89	0,699

Таблица 2

Температура кипения воды в зависимости от барометрического давления

$B, \text{мм рт. ст.}$	$t_s, ^\circ\text{C}$	$B, \text{мм рт. ст.}$	$t_s, ^\circ\text{C}$	$B, \text{мм рт. ст.}$	$t_s, ^\circ\text{C}$
680	96,910	720	98,490	760	100,000
685	97,111	725	98,683	765	100,184
690	97,311	730	98,874	770	100,367
695	97,510	735	99,065	775	100,548
700	97,709	740	99,254	780	100,729
705	97,906	745	99,442	785	100,908
710	98,102	750	99,629	790	101,086
715	98,296	755	99,815	800	101,432

Таблица 3

Физические параметры воды на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$P,$ кг/см ²	$\gamma',$ кг/м ³	$i',$ ккал/кг	$C_p,$ ккал/кг $^\circ\text{C}$	$\lambda \cdot 10^2,$ ккал/м час $^\circ\text{C}$	$\rho \cdot 10^6,$ кг сек/м ²	$\nu \cdot 10^6,$ м ² /сек	$\beta \cdot 10^4$ $^\circ\text{C}$	Pr
0	1,03	999,9	0	1,006	47,4	182,3	1,789	-0,63	13,67
10	1,03	999,7	10,04	1,001	49,4	133,1	1,306	+0,70	9,52
20	1,03	998,2	20,04	0,999	51,5	102,4	1,006	1,82	7,02
30	1,03	995,7	30,02	0,997	53,1	81,7	0,805	3,21	5,42
40	1,03	992,2	40,01	0,997	54,5	66,6	0,659	3,87	4,31
50	1,03	988,1	49,99	0,997	55,7	56,0	0,556	4,49	3,54
60	1,03	983,2	59,98	0,998	56,7	47,9	0,478	5,11	2,98
70	1,03	977,8	69,98	1,000	57,4	41,4	0,415	5,70	2,55
80	1,03	971,8	80,00	1,002	58,0	36,2	0,365	6,32	2,21
90	1,03	965,3	90,04	1,005	58,5	32,1	0,326	6,95	1,95
100	1,03	958,4	100,10	1,008	58,7	28,8	0,295	7,52	1,75

Таблица 4

Градуировка хромель-копелевых терморпар

Температура рабочего конца, $^\circ\text{C}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	mV									
+0	0,00	0,07	0,13	0,20	0,26	0,33	0,39	0,46	0,52	0,59
10	0,65	0,72	0,78	0,85	0,91	0,98	1,05	1,11	1,18	1,24
20	1,31	1,38	1,44	1,51	1,57	1,64	1,70	1,77	1,84	1,91
30	1,98	2,05	2,12	2,18	2,25	2,32	2,38	2,45	2,52	2,59
40	2,66	2,73	2,80	2,87	2,94	3,00	3,07	3,14	3,21	3,28
50	3,35	3,42	3,49	3,56	3,63	3,70	3,77	3,84	3,91	3,98
60	4,05	4,12	4,19	4,26	4,33	4,41	4,48	4,55	4,62	4,69
70	4,76	4,83	4,90	4,98	5,05	5,12	5,20	5,27	5,34	5,41
80	5,48	5,56	5,63	5,70	5,78	5,85	5,92	5,99	6,07	6,14
90	6,21	6,29	6,36	6,43	6,51	6,58	6,65	6,73	6,80	6,87
100	6,95	7,03	7,10	7,17	7,25	7,32	7,40	7,47	7,54	7,62
110	7,69	7,77	7,84	7,91	7,99	8,06	8,13	8,21	8,28	8,35
120	8,43	8,50	8,58	8,65	8,73	8,80	8,88	8,95	9,03	9,10
130	9,18	9,25	9,33	9,40	9,48	9,55	9,63	9,70	9,78	9,85
140	9,93	10,00	10,08	10,16	10,23	10,31	10,38	10,46	10,54	10,61
150	10,69	10,77	10,85	10,92	11,00	11,08	11,15	11,23	11,31	11,38
160	11,46	11,54	11,62	11,69	11,77	11,85	11,93	12,00	12,08	12,16
170	12,24	12,32	12,40	12,48	12,55	12,63	12,71	12,79	12,87	12,95
180	13,03	13,11	13,19	13,27	13,36	13,44	13,52	13,60	13,68	13,76
190	13,84	13,92	14,00	14,08	14,16	14,25	14,34	14,42	14,50	14,58
200	14,66	14,74	14,82	14,90	14,98	15,06	15,14	15,22	15,30	15,38

Таблица 5

Градуировка хромель-алюмелевых термопар

Температура рабочего конца, °C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	<i>mV</i>									
+0	0,00	0,04	0,08	0,12	0,16	0,20	0,24	0,28	0,32	0,36
10	0,40	0,44	0,48	0,52	0,56	0,60	0,64	0,68	0,72	0,76
20	0,80	0,84	0,88	0,92	0,96	1,00	1,04	1,08	1,12	1,16
30	1,20	1,24	1,28	1,32	1,36	1,41	1,45	1,49	1,53	1,57
40	1,61	1,65	1,69	1,73	1,77	1,82	1,86	1,90	1,94	1,98
50	2,02	2,06	2,10	2,14	2,18	2,23	2,27	2,31	2,35	2,39
60	2,43	2,47	2,51	2,56	2,60	2,64	2,68	2,72	2,77	2,81
70	2,85	2,89	2,93	2,97	3,01	3,06	3,10	3,14	3,18	3,22
80	3,26	3,30	3,34	3,39	3,43	3,47	3,51	3,55	3,60	3,64
90	3,68	3,72	3,76	3,81	3,85	3,89	3,93	3,97	4,02	4,06
100	4,10	4,14	4,18	4,22	4,26	4,31	4,35	4,39	4,43	4,47
110	4,51	4,55	4,59	4,63	4,67	4,72	4,76	4,80	4,84	4,88
120	4,92	4,96	5,00	5,04	5,08	5,13	5,17	5,21	5,25	5,29
130	5,33	5,37	5,41	5,45	5,49	5,53	5,57	5,61	5,65	5,69
140	5,73	5,77	5,81	5,85	5,89	5,93	5,97	6,01	6,05	6,09
150	6,13	6,17	6,21	6,25	6,29	6,33	6,37	6,41	6,45	6,49
160	6,53	6,57	6,61	6,65	6,69	6,73	6,77	6,81	6,85	6,89
170	6,93	6,97	7,01	7,05	7,09	7,13	7,17	7,21	7,25	7,29
180	7,33	7,37	7,41	7,45	7,49	7,53	7,57	7,61	7,65	7,69
190	7,73	7,77	7,81	7,85	7,89	7,93	7,97	8,01	8,05	8,09
200	8,13	8,17	8,21	8,25	8,29	8,33	8,37	8,41	8,45	8,49
210	8,53	8,57	8,61	8,65	8,69	8,73	8,77	8,81	8,85	8,89
220	8,93	8,97	9,01	9,06	9,09	9,14	9,18	9,22	9,25	9,30
230	9,34	9,38	9,41	9,46	9,50	9,54	9,58	9,62	9,66	9,70
240	9,74	9,78	9,82	9,86	9,90	9,95	9,99	10,03	10,07	10,11
250	10,15	10,19	10,23	10,27	10,31	10,35	10,40	10,44	10,48	10,52
260	10,56	10,60	10,64	10,68	10,72	10,77	10,81	10,85	10,89	10,93
270	10,97	11,01	11,05	11,09	11,13	11,18	11,22	11,26	11,30	11,34
280	11,38	11,42	11,46	11,51	11,51	11,59	11,63	11,67	11,72	11,76
290	11,80	11,84	11,88	11,92	11,96	12,01	12,05	12,09	12,13	12,17
300	12,21	12,25	12,29	12,33	12,37	12,42	12,46	12,50	12,54	12,58
310	12,62	12,66	12,70	12,75	12,79	12,83	12,87	12,91	12,96	13,00
320	13,04	13,08	13,12	13,16	13,20	13,25	13,29	13,33	13,37	13,41
330	13,45	13,49	13,53	13,58	13,62	13,66	13,70	13,74	13,79	13,83
340	13,87	13,91	13,95	14,00	14,04	14,08	14,12	14,16	14,21	14,25
350	04,30	14,34	14,38	14,43	14,47	14,51	14,55	14,59	14,64	14,68
360	14,72	14,76	14,80	14,85	14,89	14,93	14,97	15,01	15,06	15,10
370	15,14	15,18	15,22	15,27	15,31	15,35	15,39	15,43	15,48	15,52
380	15,56	15,60	15,64	15,69	15,73	15,77	15,81	15,85	15,90	15,94
390	15,99	16,02	16,06	16,11	16,15	16,19	16,23	16,27	16,32	16,36
400	16,40	16,44	16,49	16,53	16,57	16,63	16,66	16,70	16,74	16,79
410	16,83	16,87	16,91	16,96	17,00	17,04	17,08	17,12	17,17	17,21
420	17,25	17,29	17,33	17,38	17,42	17,46	17,50	17,54	17,59	17,63
430	17,67	17,71	17,75	17,79	17,84	17,88	17,92	17,96	18,01	18,05
440	18,09	18,13	18,17	18,22	18,26	18,30	18,34	18,38	18,43	18,47

Температура рабочего конца, °C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	mV									
450	18,51	18,55	18,60	18,64	18,68	18,73	18,77	18,81	18,85	18,90
460	18,94	18,98	19,03	19,07	19,11	19,16	19,20	19,24	19,28	19,33
470	19,37	19,41	19,45	19,50	19,54	19,58	19,62	19,66	19,71	19,75
480	19,79	19,83	19,88	19,92	19,96	20,01	20,05	20,09	20,13	20,18
490	20,22	20,26	20,31	20,35	20,39	20,44	20,48	20,52	20,56	20,61
500	20,65	20,69	20,74	20,78	20,82	20,87	20,91	20,95	20,99	21,04
510	21,08	21,12	21,16	21,21	21,25	21,29	21,33	21,37	21,42	21,46
520	21,50	21,54	21,59	21,63	21,67	21,72	21,76	21,80	21,84	21,89
530	21,93	21,97	22,01	22,06	22,10	22,14	22,18	22,22	22,27	22,31
540	22,35	22,39	22,44	22,48	22,52	22,57	22,61	22,65	22,69	22,74
550	22,78	22,82	22,87	22,91	22,95	23,00	23,04	23,08	23,12	23,17
560	23,21	23,25	23,29	23,34	23,38	23,42	23,46	23,50	23,55	23,59
570	23,63	23,67	23,72	23,76	23,80	23,85	23,89	23,93	23,97	24,02
580	24,06	24,10	24,15	24,19	24,23	24,28	24,32	24,36	24,40	24,45
590	24,49	24,53	24,57	24,62	24,66	24,70	24,74	24,78	24,83	24,87
600	24,91	24,95	25,00	25,04	25,08	25,13	25,16	25,20	25,24	25,28
610	25,33	25,38	25,42	25,47	25,51	25,55	25,59	25,63	25,68	25,72
620	25,76	25,80	25,85	25,89	25,93	25,98	26,02	26,06	26,10	26,15
630	26,19	26,23	26,27	26,32	26,36	26,40	26,44	26,48	26,53	26,57
640	26,61	26,65	26,70	26,74	26,78	26,83	26,87	26,91	26,95	27,00
650	27,04	27,08	27,12	27,17	27,21	27,25	27,29	27,33	27,38	27,42
660	27,46	27,50	27,54	27,58	27,63	27,67	27,71	27,75	27,80	27,84
670	27,88	27,92	27,96	28,01	28,05	28,09	28,13	28,17	28,22	28,26
680	28,30	28,34	28,39	28,43	28,47	28,52	28,56	28,60	28,64	28,69
690	28,73	28,77	28,81	28,86	28,90	28,94	28,98	29,02	29,07	29,11
700	29,15	29,19	29,23	29,28	29,32	29,36	29,40	29,44	29,49	99,53
710	29,57	29,61	29,65	29,70	29,74	29,78	29,82	29,86	29,91	29,95
720	29,99	30,03	30,07	30,12	30,16	30,20	30,24	30,28	30,33	30,37
730	30,41	30,45	30,49	30,54	30,58	30,62	30,66	30,70	30,75	30,79
740	30,83	30,87	30,91	30,95	30,99	31,04	31,08	31,12	31,16	31,20
750	31,24	31,27	31,32	31,37	31,41	31,45	31,49	31,53	31,58	31,62
760	31,66	31,70	31,74	31,79	31,83	31,87	31,91	31,95	32,00	32,04
770	32,08	32,12	32,16	32,20	32,24	32,29	32,33	32,37	32,41	32,45
780	32,49	32,53	32,57	32,62	32,66	32,70	32,74	32,78	32,83	32,87
790	32,90	32,94	32,98	33,03	33,07	33,12	33,16	33,20	33,24	33,28
800	33,32	33,36	33,40	33,44	33,48	33,52	33,56	33,60	33,64	33,68
810	33,72	33,76	33,80	33,84	33,88	33,93	33,97	34,01	34,05	34,09
820	34,13	34,17	34,21	34,25	34,29	34,34	34,38	34,42	34,46	34,50
830	34,55	34,58	34,62	34,66	34,70	34,75	34,79	34,83	34,87	34,91
840	34,95	34,99	35,03	35,07	35,10	35,15	35,20	35,24	35,28	35,32
850	35,36	35,40	35,44	35,48	35,52	35,56	35,60	35,64	35,68	35,72
860	35,76	35,80	35,84	35,88	35,92	35,97	36,01	36,05	36,09	36,13
870	36,17	36,21	36,25	36,29	36,33	36,37	36,41	36,45	36,49	36,53
880	36,57	36,61	36,65	36,69	36,73	36,77	36,81	36,85	36,89	36,93
890	36,97	37,01	37,05	37,09	37,13	37,17	37,21	37,25	37,29	37,33

Продолжение таблицы 5

Температура рабочего конца, °C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	<i>mV</i>									
900	37,37	37,41	37,45	37,49	37,53	37,57	37,61	37,65	37,69	37,73
910	37,77	37,81	37,85	37,89	37,93	37,97	38,01	38,05	38,09	38,13
920	38,17	38,21	38,25	38,29	38,33	38,37	38,41	38,45	38,49	38,53
930	38,57	38,61	38,65	38,69	38,73	38,77	38,81	38,85	38,89	38,93
940	38,97	39,01	39,05	39,09	39,13	39,17	39,20	39,24	39,28	39,32
950	39,36	39,40	39,44	39,48	39,52	39,56	39,60	39,64	39,68	39,72
960	39,76	39,80	39,84	39,88	39,92	39,96	39,99	40,03	40,07	40,11
970	40,15	40,19	40,23	40,27	40,31	40,35	40,38	40,42	40,46	40,50
980	40,54	40,58	40,62	40,66	40,70	40,74	40,77	40,81	40,85	40,89
990	40,93	40,97	41,01	41,05	41,09	41,13	41,16	41,20	41,24	41,28
1000	41,32	41,36	41,40	41,44	41,48	41,52	41,55	41,59	41,63	41,67

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Часть I — Лабораторные работы по курсу «Техническая термодинамика».	5
§ 1. Определение теплотворности топлива сжиганием его в калориметрической бомбе	5
§ 2. Определение изобарной теплоемкости воздуха	17
§ 3. Определение среднего значения показателя политропы	23
§ 4. Исследование процесса адиабатного истечения воздуха через суживающееся сопло	29
§ 5. Определение времени истечения газа из резервуара постоянной емкости	35
Часть II — Лабораторные работы по курсу «Теплопередача».	41
§ 1. Определение коэффициента теплопроводности металла	41
§ 2. Определение термического сопротивления металлических стыков	47
§ 3. Исследование теплоотдачи цилиндра при поперечном обтекании воздухом	55
§ 4. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление в трубах при турбулентном течении	63
§ 5. Тепловое излучение трубки при различных температурах	85
§ 6. Исследование теплопередачи в водоводяном теплообменнике	93
§ 7. Определение коэффициента теплоотдачи от шара к воздуху методом регулярного режима	103
Приложения	111

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕ.

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ПО КУРСУ «ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА»
И «ТЕПЛОПЕРЕДАЧА»

Редактор *И. С. Колышева*

Технический редактор *Н. М. Земскова*

ЕО00299. Сдано в набор 11/VII 1966 г. Подписано в печать 22-IX-1966 г.
Формат бумаги 60×90¹/₁₆. Объем 7¹/₄ печ. листов. Тираж 2000 экз. Цена 21 коп.
(в переплете—31 коп.)

Куйбышевский авиационный институт им. академика С. П. Королева, г. Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Областная тип. им. Маяки, г. Куйбышев, ул. Венцека, 60 Заказ № 5274.