

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Кузбасский государственный технический университет
имени Т. Ф. Горбачева»

Кафедра физики

ТЕПЛОФИЗИКА

Лабораторный практикум
по дисциплине «Теплофизика» для обучающихся
направления 20.03.01 Техносферная безопасность

Составители В. В. Дырдин
 В. Г. Смирнов
 А. А. Мальшин

Утверждены на заседании кафедры
Протокол № 5 от 20.12.2018

Рекомендованы к печати
учебно-методической комиссией
направления 20.03.01
Протокол № 6 от 22.01.2019

Электронная копия находится
в библиотеке КузГТУ

Кемерово 2019

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	2
Лабораторная работа № 1 «Изучение явлений переноса»...	3
Лабораторная работа № 2 «Определение коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити».....	14
Лабораторная работа № 3 «Определение удельной теплоёмкости воздуха при постоянном давлении».....	23
Лабораторная работа № 4 «Исследование нестационарного распределения температуры в сплошной среде».....	32
Список рекомендуемой литературы.....	47
Приложение.....	48

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемый комплекс представляет собой необходимый перечень лабораторных работ, предусмотренных государственным образовательным стандартом и рабочей программой курса теплофизики для направления подготовки бакалавров 20.03.01 «Техносферная безопасность». Описания лабораторных работ изложены так, чтобы студент мог самостоятельно разобраться в теоретических основах предлагаемых работ даже тогда, когда выполнение их опережает или дополняет лекционный курс.

Согласно образовательного стандарта как минимум 50 % от объёма часов, отводимых для изучения дисциплины, приходится на самостоятельную работу, целью которой является изучение теоретических основ курса, подготовка к практическим и лабораторным работам, а также формирование у студентов знаний и умений, необходимых при решении задач и проведении измерений.

При подготовке к лабораторным работам необходимо внимательно прочесть описание работы, используя указанную литературу изучить теоретические основы данной работы, составить конспект, содержащий титульный лист, краткую теорию с рабочими формулами, схему экспериментальной установки с пояснениями, таблицы для записи результатов.

Студент будет допущен к выполнению лабораторной работы после обсуждения с преподавателем цели работы, теоретических основ работы, порядка и последовательности проведения измерений, методики расчёта искомых величин и погрешностей измерения.

По окончании эксперимента нужно обработать полученные результаты, построить соответствующие графики (где это требуется), проанализировать результаты проведенного эксперимента и сделать соответствующий вывод, касающийся сути проверенной закономерности и указания на то, каким образом это сделано.

Для сдачи отчёта студент должен подписать у преподавателя полученные результаты и оформить отчёт по правилам оформления технической документации.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

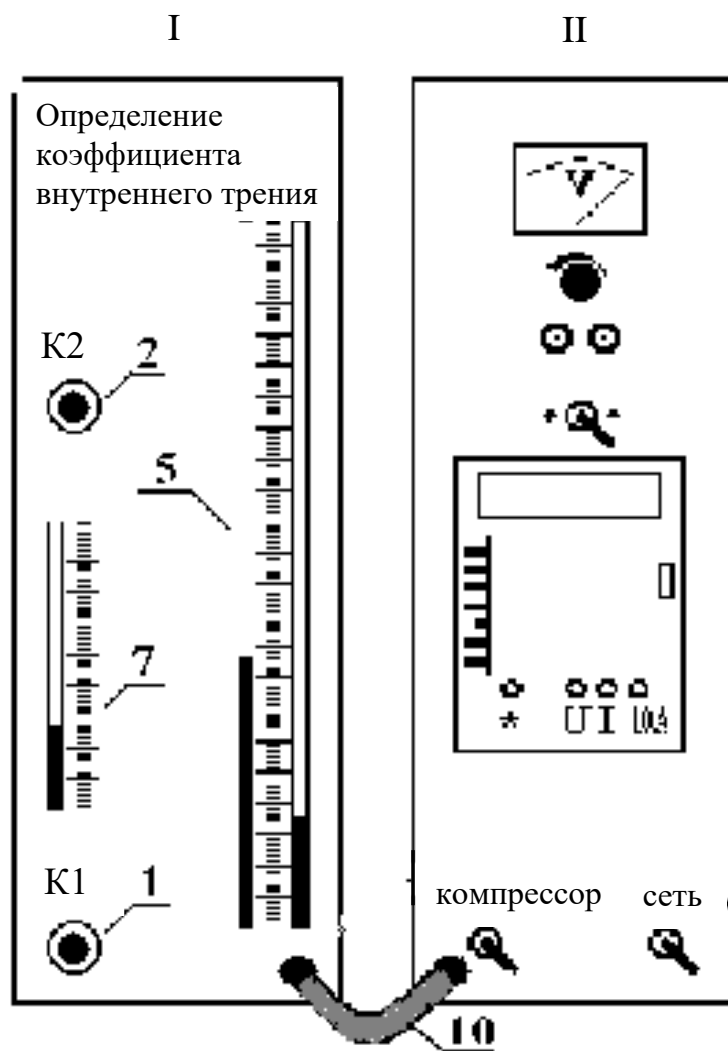
Изучение явлений переноса

1.1. Цель работы: определение параметров явлений переноса.

1.2. Подготовка к работе: изучить по учебникам [2] § 3.2–3.3; [3] §§ 128–132; [5] 10.6–10.9; [6] §§ 86–90. Для выполнения лабораторной работы студент должен знать: а) основные положения молекулярно-кинетической теории газов; б) объяснение явлений переноса (внутреннего трения, диффузии, теплопроводности) с точки зрения молекулярно-кинетической теории газов; в) вывод формулы Пуазейля; г) зависимости коэффициентов переноса от температуры; д) уметь пользоваться измерительными приборами и рассчитывать погрешности измерений.

1.3. Описание лабораторной установки

Лабораторная установка для изучения явлений переноса состоит из двух модулей, внешний вид которых показан на рис. 1.1, а на рис. 1.2 схема установки, находящейся в модуле I. В модуле I расположены два сосуда 6 и 9 (рис. 1.2), соединенные трубкой 8. В модуле II расположен компрессор, соединенный с сосудом 6 через клапан 1 (K1) с помощью шланга 10. После включения компрессора и нажатия клапана K1 вода по трубке 8 вытесняется в сосуд 9. Мерная трубка 7 позволяет следить за уровнем жидкости в сосуде 6. При нажатии клапана 2 (K2) выравниваются давления в сосуде 6, левом колене манометра 5 (рис. 1.2) и на конце «а» капиллярной трубки 3. Вследствие этого на концах капиллярной трубки 3 создается разность давлений, которая измеряется манометром 5. Благодаря возникшей разности давлений воздух протекает через капиллярную трубку 3 в атмосферу. Объем этого воздуха можно считать равным объему воды, перетекающей из сосуда 9 в сосуд 6. При протекании воздуха по капиллярной трубке 3 возникает внутреннее трение, изучаемое в настоящей работе.



*Рис. 1.1. Внешний вид экспериментальной установки:
1 – клапан K1; 2 – клапан K2; 5 – жидкостный манометр для измерения давления в сосуде б; 7 – мерная трубка уровня жидкости в сосуде б*

1.4. Методика измерений и расчёта

Если в газе созданы градиенты плотности, температуры или скорости движения отдельных слоёв, то происходит выравнивание этих параметров за счёт возникающих потоков вещества, энергии или импульса упорядоченного движения частиц, то есть наблюдаются явления переноса: диффузия, теплопроводность, внутреннее трение. В идеальном газе явления переноса обусловлены тепловым движением молекул и могут быть объяснены в рамках представлений молекулярно-кинетической теории.

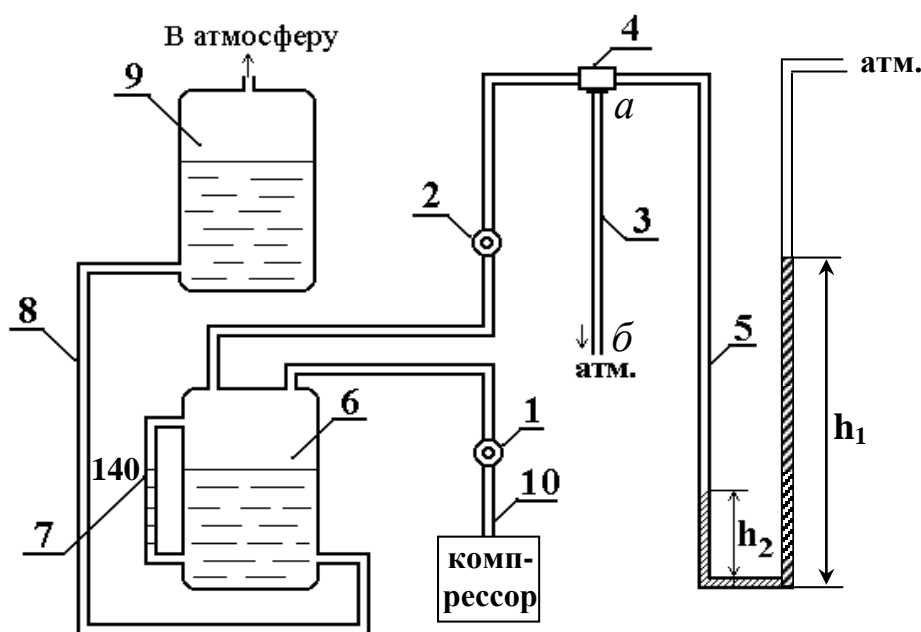


Рис. 1.2. Схема экспериментальной установки:

1 – клапан K1; 2 – клапан K2; 3 – капиллярная трубка;
4 – тройник для соединения сосуда 6 с капиллярной трубкой
и манометром; 5 – манометр; 6 – ёмкость с жидкостью;
7 – мерная трубка; 8 – трубка, соединяющая ёмкость 6 с
сосудом 9; 10 – шланг, соединяющий ёмкость 6 с компрессором

Диффузия – явление самопроизвольного взаимного проникновения и перемешивания частиц двух соприкасающихся веществ (например, газов). Перенос вещества при диффузии подчиняется закону Фика:

$$dM = D \left| \frac{d\rho}{dx} \right| dS_{\perp} dt, \quad (1.1)$$

где dM – масса переносимого вещества через площадку dS_{\perp} , расположенную перпендикулярно направлению переноса молекул, за время dt ; $\frac{d\rho}{dx}$ – градиент плотности; D – коэффициент диффузии, зависящий от среды, в которой возникает данное явление. В идеальном газе коэффициент диффузии выражается через $\langle u \rangle$ – среднюю скорость теплового движения молекул и $\langle \ell \rangle$ – среднюю длину свободного пробега молекул:

$$D = \frac{1}{3} \langle u \rangle \langle \ell \rangle. \quad (1.2)$$

Средняя длина свободного пробега молекул – среднее расстояние, которое молекула свободно проходит между двумя последовательными столкновениями:

$$\langle \ell \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_{m\text{эф}}^2 n_0}, \quad (1.3)$$

где $d_{m\text{эф}}$ – эффективный диаметр молекул; n_0 – их концентрация.

Средняя арифметическая скорость теплового движения молекул определяется по формуле:

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}, \quad (1.4)$$

где R – газовая постоянная; T – термодинамическая температура; M – молярная масса газа.

Теплопроводность – это перенос теплоты от более нагретых областей тела к менее нагретым областям. Основным закон теплопроводности называется закон Фурье:

$$\delta Q = \lambda \left| \frac{dT}{dx} \right| dS_{\perp} dt, \quad (1.5)$$

где δQ – количество теплоты, переносимого за время dt через площадку dS_{\perp} , расположенную перпендикулярно направлению переноса теплоты; $\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры; λ – коэффициент теплопроводности, который для идеального газа равен:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho c_{V\text{уд}} \langle u \rangle \langle \ell \rangle. \quad (1.6)$$

Здесь ρ – плотность газа; $c_{V\text{уд}}$ – удельная, т.е. рассчитанная на единицу массы теплоёмкость газа при постоянном объёме. Для идеального газа $c_{V\text{уд}}$ рассчитывается по формуле:

$$c_{V\text{уд}} = \frac{i}{2} \frac{R}{M},$$

где i – число степеней свободы молекул газа.

Внутреннее трение (вязкость) – возникает при относительном перемещении параллельно движущихся слоёв газа вследствие того, что слои обмениваются молекулами, участвующими

в хаотическом тепловом движении. Слой, движущийся быстрее, теряет молекулы, обладающие большим средним импульсом, и приобретает молекулы с меньшим средним импульсом. В результате такого обмена импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, то есть на него действует «тормозящая» сила трения. Импульс слоя, движущегося медленнее, увеличивается, то есть на него действует сила трения «ускоряющее». Величина силы внутреннего трения определяется законом Ньютона:

$$dF = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| dS, \quad (1.7)$$

где dF – касательная сила трения, действующая на поверхность слоя площадью dS ; $\frac{dv}{dx}$ – градиент скорости слоёв газа на расстоянии dx в направлении внешней нормали \vec{n} к их поверхности; η – динамическая вязкость (коэффициент внутреннего трения), который для идеального газа рассчитывается по формуле:

$$\eta = \frac{1}{3} \langle u \rangle \langle \ell \rangle \rho. \quad (1.8)$$

Для идеального газа, сравнивая выражения (1.2), (1.6), (1.8), установим связь между коэффициентом диффузии, коэффициентом теплопроводности и коэффициентом внутреннего трения:

$$\eta = D\rho; \quad (1.9)$$

$$\lambda = \eta c_{V\text{уд}}. \quad (1.10)$$

Метод Пуазейля. Закон внутреннего трения (1.7) справедлив при ламинарном движении сплошной среды, т. е. когда слои движутся параллельно, без завихрений. Примером ламинарного движения является медленное стационарное течение жидкости или газа по цилиндрическим трубам. Выражение, определяющее объёмный расход газа через сечение трубы в зависимости от значения коэффициента внутреннего трения, перепада давления на концах трубы и геометрических размеров трубы называется формулой Пуазейля.

Скорость движения цилиндрических слоёв жидкости или газа в трубе возрастает от нуля вблизи стенок до максимального значения вблизи оси симметрии трубы. На рис. 1.3 показана часть объёма газа, протекающего по трубе. Рассматриваемый цилин-

дрический объём длиной b , радиусом r , коаксиален с осью трубы. При стационарном течении данный объём движется без ускорения, следовательно, силы, действующие на него, уравновешены.

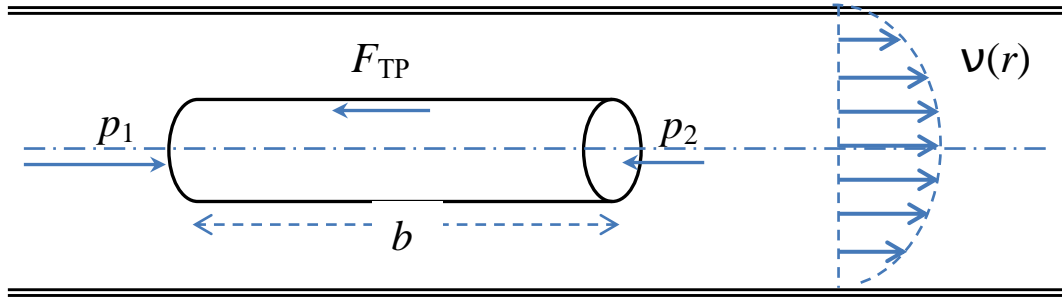


Рис. 1.3. Течение газа по цилиндрической трубе

Градиент скорости направлен вдоль радиуса и имеет отрицательное значение, т. е. скорость увеличивается с уменьшением радиуса в направлении от стенок до оси трубы. По боковой поверхности цилиндра действуют силы трения, направленные против движения. Суммарная сила трения, в соответствии с (1.7) определяется выражением:

$$F_{\text{тр}} = \eta \left| \frac{dv}{dr} \right| 2\pi r b. \quad (1.11)$$

В свою очередь, проталкивающая сила возникает из-за разницы давлений на противоположных концах трубы:

$$F = (p_1 - p_2) \pi r^2. \quad (1.12)$$

Силы (1.11) и (1.12) равны по модулю, а градиент скорости имеет отрицательное значение. С учётом этого можно записать

$$-\frac{dv}{dr} = \frac{(p_1 - p_2) \cdot r}{2\eta b}.$$

Получили дифференциальное уравнение, определяющее зависимость скорости движения разных слоёв газа от радиуса, т. е. расстояния до оси трубы. Чтобы решить данное уравнение, преобразуем его к следующему виду:

$$dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta b} r dr,$$

и проинтегрируем:

$$v(r) = -\frac{p_1 - p_2}{4\eta b} r^2 + C.$$

Константа интегрирования определяется из условия обращения скорости в ноль вблизи стенок трубы, т. е. $v(r) = 0$ при $r = R$, где обозначено R – радиус трубы. После несложных преобразований получим зависимость скорости слоёв от радиуса:

$$v(r) = \frac{p_1 - p_2}{4\eta b} (R^2 - r^2). \quad (1.13)$$

Профиль скоростей (1.13) схематически показан на рис. 1.3. Полученное выражение (1.13) позволяет найти суммарный объёмный расход газа, для чего необходимо разбить сечение трубы на кольцеобразные области площадью $dS = 2\pi r dr$. При таком разбиении объёмный расход выражается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{V}{t} &= \int v dS = \frac{p_1 - p_2}{4\eta b} \int_0^R (R^2 - r^2) 2\pi r dr = \frac{(p_1 - p_2)\pi R^4}{8\eta b}; \\ \frac{V}{t} &= \frac{(p_1 - p_2)\pi R^4}{8\eta b}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Полученное выражение называется формулой Пуазейля, из неё можно определить коэффициент внутреннего трения:

$$\eta = \frac{(p_1 - p_2)\pi R^4 t}{8bV}, \quad (1.15)$$

где R – радиус капиллярной трубки; b – длина капилляра.

Разность давлений $(p_1 - p_2)$ находится по Δh – разности уровней жидкости в манометре 5 (см. рис. 1.2): $p_1 - p_2 = \rho_{\text{ж}} g \Delta h$, где $\rho_{\text{ж}}$ – плотность воды.

Объём V воздуха, протекающего за время t через капиллярную трубку равен объёму воды, перетекающей из сосуда 9 в сосуд 6, его находим по формуле $V = \frac{1}{4} \pi d_c^2 \Delta H$, где d_c – диаметр сосуда 6; ΔH – изменение уровня воды в сосуде 6, которое определяем по мерной трубке 7. С учетом вышесказанного выражение (1.15) представим в виде:

$$\eta = \frac{\rho_{\text{ж}} g d^4}{32 d_c^2 b} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta H} t,$$

где d – диаметр капиллярной трубки. Для расчётов можно использовать следующую формулу:

$$\eta = A \cdot \frac{\Delta h}{\Delta H} t, \quad (1.16)$$

где $A = \frac{\rho_{\text{ж}} g d^4}{32 d_c^2 b}$, величина, зависящая от параметров эксперимен-

тальной установки. В нашем случае: диаметр сосуда $d_c = 0,098$ м; длина капиллярной трубки $b = 0,17$ м; диаметр капиллярной трубки $d = 0,55 \cdot 10^{-3}$ м.

Как уже говорилось выше, формула Пуазейля справедлива при ламинарном течении. Противоположностью ламинарного движения является турбулентное движение, при котором в сплошной среде возникают завихрения, нарушающие параллельное движение слоёв. Чтобы определить характер движения, оценим среднюю по сечению капилляра скорость $\langle v \rangle$ движения воздуха, как отношение объёма воздуха, протекающего за время t

к площади сечения $S = \frac{\pi d^2}{4}$:

$$\langle v \rangle = \frac{V}{St} = \frac{4V}{\pi d^2 t} = \frac{d_c^2 \Delta H}{d^2 t}. \quad (1.17)$$

Число Рейнольдса, по величине которого можно судить о характере движения воздуха по цилиндрической трубе, определяется по формуле

$$\text{Re} = \frac{\rho \langle v \rangle d}{\eta}, \quad (1.18)$$

где ρ – плотность воздуха при комнатной температуре, плотность необходимо выразить и рассчитать из уравнения Менделеева – Клапейрона.

Если $\text{Re} < 1100$ – характер течения воздуха ламинарный, если $1100 < \text{Re} < 2000$ – характер течения неустойчивый, при $\text{Re} > 2000$ – течение газа турбулентное.

1.5. Порядок выполнения работы

1.5.1. Включите (рис. 1.1) тумблеры "Сеть", "Компрессор" и нажмите на клапан К1. По стеклянной мерной трубке 7 следите

за перемещением уровня воды. При достижении нижним краем мениска отметки 140 выключите тумблер "Компрессор", отпустите клапан К1, выключите тумблер "Сеть". По манометру 5 запишите первоначальное положение уровней h_0 жидкости.

1.5.2. Нажмите и удерживайте клапан К2, и после прохождения нижним краем мениска жидкости в мерной трубке 7 примерно 5 делений, включите секундомер и измерьте время t прохождения мениском 10 делений мерной трубки 7, что соответствует $\Delta H = 10$ мм. Одновременно, при нажатом клапане К2, заметьте положение верхнего уровня жидкости $h_{\text{в}}$ по манометру 5. Найдите $\Delta h = 2(h_{\text{в}} - h_0)$.

1.5.3. По формуле (1.16) рассчитайте коэффициент вязкости η_i для каждого измерения.

Таблица 1.1

Результаты измерений и расчёт вязкости воздуха

№ п/п	t_i	h_0	$h_{\text{в}}$	ΔH	Δh_i	η_i	$\eta_{\text{э}}$	ε
	с	мм	мм	мм	мм	Па с	Па с	%
1								
2								
3								
4								
5								

1.5.4. Пункты 1.5.1–1.5.3 повторите 5 раз. При необходимости подкачайте компрессором воду в сосуд 9 (в соответствии с п. 1.5.1) так, чтобы уровень воды в мерной трубке находился в пределах 160–120 делений шкалы.

1.5.5. Экспериментальное значение вязкости $\eta_{\text{э}}$ определите как среднее арифметическое по всем измерениям. Заполните табл. 1.1.

1.5.6. Найдите отклонение экспериментального значения коэффициента внутреннего трения воздуха от его табличного значения по формуле: $\varepsilon = \frac{|\eta_{\text{Т}} - \eta_{\text{э}}|}{\eta_{\text{Т}}} \cdot 100\%$, где $\eta_{\text{Т}} = 1,85 \cdot 10^{-5}$ Па · с

– табличное значение коэффициента внутреннего трения воздуха при 25 °С.

1.5.7. Из уравнения Менделеева – Клапейрона выразите и вычислите плотность воздуха ρ при комнатной температуре.

1.5.8. По формуле (1.4) рассчитайте среднюю арифметическую скорость теплового движения молекул воздуха ($M = 0,029$ кг/моль).

1.5.9. Из формулы (1.8) выразите и вычислите среднюю длину свободного пробега молекул $\langle \ell \rangle$ воздуха.

1.5.10. По формуле (1.9) рассчитайте коэффициент диффузии. Результаты вычислений занесите в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Результаты расчёта параметров явлений переноса для воздуха

ρ	$\langle u \rangle$	$\langle \ell \rangle$	n_0	$d_{m \text{ эф}}$	$\eta_{\text{э}}$	D	λ	$\langle v \rangle$	Re
кг/м ³	м/с	м	1/м ³	м	Па с	м ² /с	$\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	м/с	

1.5.11. Из основного уравнения молекулярно-кинетической теории газов $P = n_0 k T$ выразите и рассчитайте концентрацию молекул воздуха.

1.5.12. Из формулы (1.3) найдите эффективный диаметр молекул $d_{m \text{ эф}}$.

1.5.13. Сравните эффективный диаметр молекул $d_{m \text{ эф}}$, среднюю длину свободного пробега $\langle \ell \rangle$ и диаметр капиллярной трубки d (проверьте, выполняется ли требуемое неравенство):

$$d_{m \text{ эф}} \ll \langle \ell \rangle \ll d.$$

1.5.14. Найдите коэффициент теплопроводности воздуха, формула (1.10).

1.5.15. По формуле (1.17) найдите среднюю по сечению скорость движения $\langle v \rangle$ воздуха через капиллярную трубку.

Сравните её со средней скоростью теплового движения молекул $\langle u \rangle$.

1.5.16. По формуле (1.18) рассчитайте число Рейнольдса и сделайте вывод о характере течения воздуха через капиллярную трубку.

1.5.17. Вывод по работе должен содержать суть проверенных закономерностей и краткое указание на то, каким образом это проверено.

1.6. Вопросы для самоконтроля

1.6.1. Сформулируйте основные законы переноса: закон диффузии, теплопроводности, вязкости. Какой физический смысл имеют коэффициенты теплопроводности, внутреннего трения, диффузии?

1.6.2. В каких единицах измеряются коэффициенты теплопроводности, внутреннего трения и диффузии?

1.6.3. Что такое кинематическая вязкость и в каких единицах она измеряется?

1.6.4. Как рассчитать коэффициент внутреннего трения, зная коэффициент теплопроводности и удельную теплоёмкость при постоянном объёме?

1.6.5. Как рассчитать молярную массу смеси газов?

1.6.6. Что характеризует число Рейнольдса?

1.6.7. Как зависят коэффициенты переноса от температуры, если давление газа поддерживается постоянным?

1.6.8. Как изменяются коэффициенты переноса при изменении давления, если температура газа постоянна?

1.6.9. Какие существуют методы экспериментального определения коэффициента внутреннего трения?

1.6.10. Как рассчитать среднюю длину свободного пробега молекул?

1.6.11. Выведите формулу для расчёта коэффициента внутреннего трения по методу Пуазейля?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

**Определение коэффициента теплопроводности
воздуха методом нагретой нити**

2.1. Цель работы: экспериментальное определение коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити.

2.2. Подготовка к работе: Прочитать в учебниках [1] §§ 2.1–2.4, 3.1–7, 4.1–4.4; [2] §§ 1.1, 3.3; [3] § 131; [5] 10.1–10.12; [6] §§ 52–57, 89. Для выполнения работы необходимо знать: а) основные положения и уравнения молекулярно-кинетической теории газов; б) уравнение Фурье, описывающее явление переноса энергии в газе (теплопроводность); в) выражение коэффициента переноса теплопроводности через молекулярно-кинетические и термодинамические характеристики газов; г) решение стационарного уравнения теплопроводности – закона Фурье для простых задач; д) иметь представление о передаче тепла излучением и конвекцией; е) знать устройство установки и порядок проведения измерений; ж) последовательность расчётов.

2.3. Схема экспериментальной установки

На рис. 2.1 изображена экспериментальная установка, состоящая из двух стандартных модулей. На каждом из модулей есть разъемы для соединения между собой при помощи внешних проводов. Модуль I подключается к сети 220 В и включает в себя источник постоянного напряжения с разъёмами 2 и регулятором 1, а также цифровой мультиметр 3. Модуль II содержит открытый цилиндрический сосуд 6 с внутренней полостью и проходящей через ось сосуда нагреваемой вольфрамовой нитью 5. Стенки сосуда двойные и он заполнен водой 7. Объём воды достаточно большой, чтобы можно было считать температуру внешней стенки неизменной и всегда равной комнатной температуре. Модуль II также содержит образцовое сопротивление $R_{\text{ш}}$ 8 и переключатель 9, позволяющий при помощи внешнего мультиметра измерять напряжение либо на нити (9 в положении $R_{\text{н}}$), либо на образцовом сопротивлении (9 в положении $R_{\text{ш}}$).

В процессе эксперимента вольфрамовая нить нагревается постоянным электрическим током, потребляемая при этом мощность зависит от приложенного напряжения. Тепловой поток с поверхности нити увеличивается с увеличением её температуры. В стационарном состоянии температура нити такова, что поток тепла с поверхности нити равен мощности, потребляемой вольфрамовой нитью из электрической цепи. Время перехода в стационарное состояние около половины минуты.

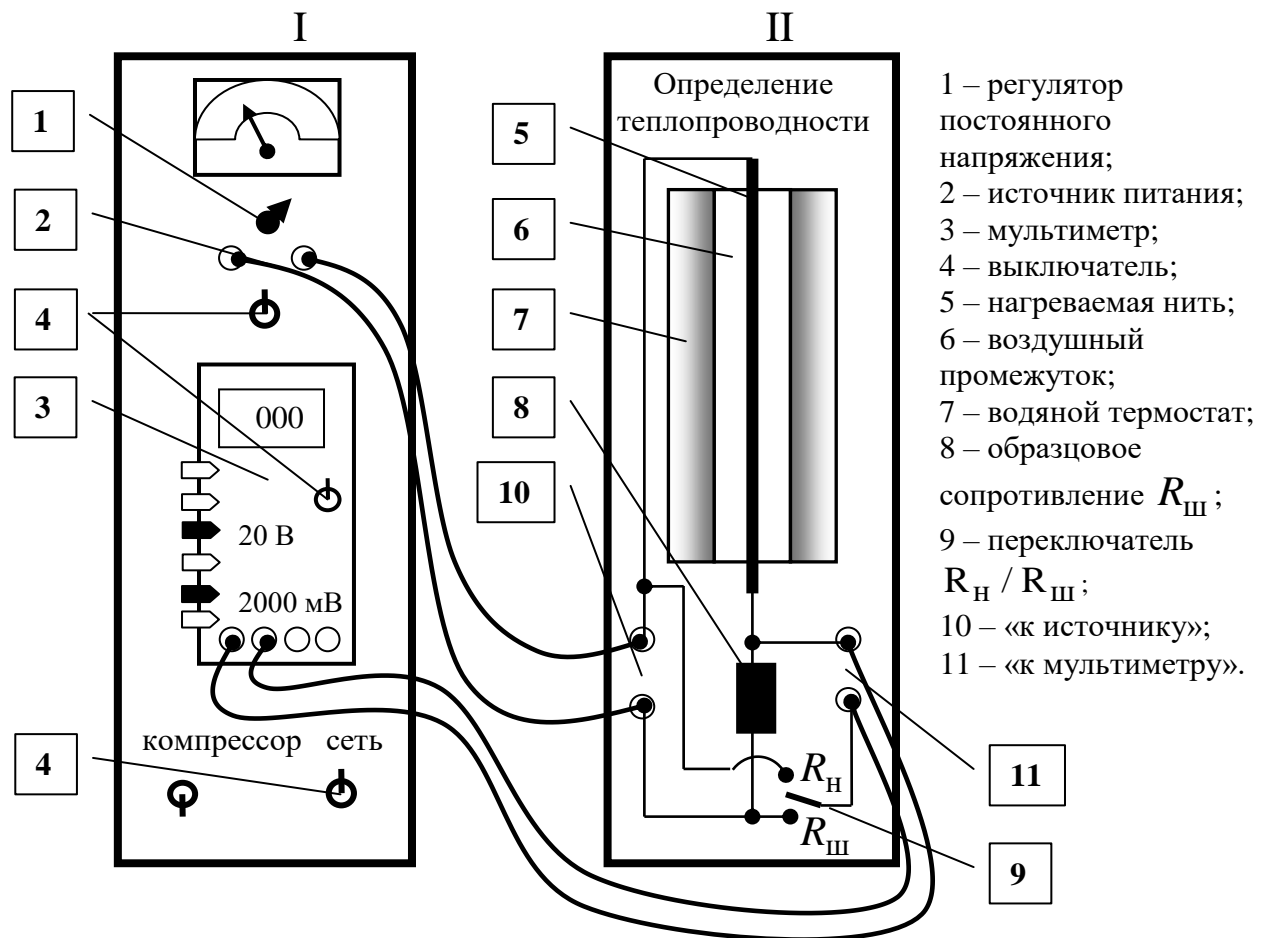


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки

При фиксированном положении регулятора напряжения 1 при помощи цифрового мультиметра измеряется напряжение на нити и на образцовом сопротивлении $R_{ш}$. По падению напряжения на образцовом сопротивлении $R_{ш}$ рассчитывается сила тока в цепи нити. По известным значениям тока и напряжения на нити рассчитывается электрическая мощность, а также сопротивление

нити при данных условиях. Исходя из измеренного сопротивления и температурной зависимости сопротивления нити, можно вычислить установившуюся температуру нити.

2.4. Методика измерений и расчёта

Если в некоторой среде (твёрдой, жидкой, или газообразной) создать вдоль оси z градиент температуры, то возникает поток тепла, величина которого определяется формулой

$$\Phi = -\lambda \frac{dT}{dz} S_{\perp}. \quad (2.1)$$

Здесь Φ – тепловой поток, т. е. количество тепла, проходящее за единицу времени через поверхность S_{\perp} , расположенную перпендикулярно оси z ; dT/dz – градиент температуры; λ – коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств и состояния среды, называемый коэффициентом теплопроводности. Единицей измерения теплового потока Φ является Дж/с, т. е. Вт (Ватт), а коэффициент теплопроводности λ измеряется в ваттах на метр-кельвин (Вт/(м·К)). Знак минус в формуле (2.1) отражает тот факт, что тепло течёт в направлении убывания температуры. Уравнение (2.1) есть эмпирическое уравнение теплопроводности, и называется законом Фурье.

В настоящей работе рассматривается процесс распространения тепла в воздухе между нагреваемой электрическим током нитью и внешней стенкой, имеющей комнатную температуру. Температура воздуха меняется в зависимости от расстояния до нити, (если расстояние между стенкой и нитью много больше средней длины свободного пробега молекул).

На основании положений молекулярно-кинетической теории идеальных газов коэффициент теплопроводности зависит от плотности газа ρ , его удельной теплоемкости c_V , средней длины свободного пробега молекул $\langle \ell \rangle$, средней скорости теплового движения молекул $\langle u \rangle$, и рассчитывается по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{3} \langle u \rangle \langle \ell \rangle \rho c_V. \quad (2.2)$$

Каждый из множителей выражается через параметры состояния:

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}; \quad \langle \ell \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 P}; \quad \rho = \frac{PM}{RT}; \quad c_V = \frac{i}{2} \frac{R}{M},$$

здесь R – универсальная газовая постоянная; T – термодинамическая температура воздуха; M – молярная масса воздуха; k – постоянная Больцмана; d_m – эффективный диаметр молекул; P – давление; i – число степеней свободы молекул.

В нашем случае давление P во всех точках одинаковое, и равно атмосферному (открытый сосуд). Воздух является смесью газов, будем считать, что состав воздуха и его молярная масса M постоянны по всему изучаемому объёму. Подставив в формулу (2.2) все выражения, получим зависимость коэффициента теплопроводности от температуры:

$$\lambda(T) = \frac{ik}{3\pi d_m^2} \sqrt{\frac{RT}{\pi M}} = \frac{ik}{3\pi d_m^2} \sqrt{\frac{RT_0}{\pi M}} \sqrt{\frac{T}{T_0}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}}, \quad (2.3)$$

где $\lambda_0 = \frac{ik}{3\pi d_m^2} \sqrt{\frac{RT_0}{\pi M}}$ – коэффициент теплопроводности при температуре $T_0 = 273$ К, а $\sqrt{T/T_0}$ – безразмерная функция температуры; λ_0 – коэффициент теплопроводности воздуха при нормальных условиях.

На рис. 2.2 схематически показан цилиндрический воздушный промежуток между нагретой нитью и стенками сосуда с водой. Радиус нити r_1 , радиус сосуда r_2 . Температура воздуха зависит от удаления от общей оси, изменяется только вдоль радиуса. В стационарном режиме тепловой поток через любую цилиндрическую поверхность произвольного радиуса $r_1 < r < r_2$, имеет постоянное значение, определяемое теплотой, выделяющейся на нити при протекании по ней электрического тока. С другой стороны, по закону Фурье (2.1) тепловой поток связан с градиентом температуры и площадью рассматриваемой поверхности $S = L2\pi r$ (L – длина нити):

$$\Phi = -\lambda_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{dT}{dr} 2\pi r L.$$

Разделяя переменные, получим выражение, определяющее связь изменения температуры и радиуса.

$$\frac{\Phi dr}{2\pi L r} = -\lambda_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} dT.$$

Проинтегрируем последнее выражение с учётом граничных условий: при $r = r_1$, $T = T_{\text{н}}$; при $r = r_2$, $T = T_{\text{с}}$, где $T_{\text{н}}$ – температура нити; $T_{\text{с}}$ – температура цилиндрического сосуда с водой (в условиях опыта считается постоянной, равной температуре в лаборатории). После интегрирования получаем:

$$\frac{\Phi}{2\pi L} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{T_0}} \frac{2}{3} (T_{\text{н}}^{3/2} - T_{\text{с}}^{3/2}).$$

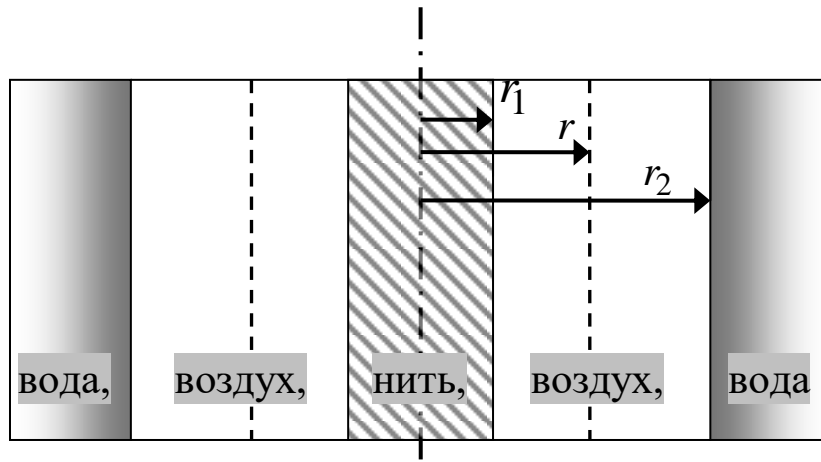


Рис. 2.2. Расчётная схема

Отсюда выведем расчётную формулу для определения коэффициента теплопроводности воздуха при нормальных условиях ($T_0 = 273 \text{ К}$, $P = 10^5 \text{ Па}$).

$$\lambda_0 = \frac{3\Phi\sqrt{T_0}}{4\pi L} \frac{\ln(r_2/r_1)}{(T_{\text{н}}^{3/2} - T_{\text{с}}^{3/2})};$$

$$\lambda_0 = C \frac{\Phi}{(T_{\text{н}}^{3/2} - T_{\text{с}}^{3/2})}. \quad (2.4)$$

Константа C введена для удобства дальнейших расчётов. Для данной установки длина нити $L = 0,42 \text{ м}$, радиус нити $r_1 = 0,05 \text{ мм}$, радиус внутренней поверхности баллона с водой $r_2 = 3 \text{ мм}$, поэтому

$$C = \frac{3 \ln(r_2/r_1) \sqrt{T_0}}{4\pi L} = 38,45 \text{ (К}^{1/2}/\text{м)}. \quad (2.5)$$

Соотношение (2.4) с учётом (2.5) является основной расчётной формулой. При различных условиях эксперимента изменяется температура нити, а также поток тепла, проходящий через воздушный промежуток за счёт теплопроводности воздуха.

Если вместо верхнего предела взять произвольный радиус r и температуру T , соответствующую этому радиусу, то из (2.4) можно получить распределение температуры воздуха в зависимости от радиуса:

$$T(r) = \left(T_{\text{н}}^{3/2} - \frac{3\Phi\sqrt{T_0}}{\lambda_0 4\pi L} \ln \frac{r}{r_1} \right)^{2/3}.$$

Можно выразить Φ через $T_{\text{н}}$, используя граничные условия:

$$T(r) = \left(\frac{T_{\text{н}}^{3/2} \ln(r_2/r) + T_{\text{с}}^{3/2} \ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} \right)^{2/3}. \quad (2.6)$$

Для расчёта функции $T(r)$ необходимо знать температуру нити $T_{\text{н}}$ для каждого заданного напряжения на нити. Для этого используем известную зависимость сопротивления металлов от температуры. Чтобы вычислить текущее сопротивление нити необходимо измерить ток на нити и напряжение. Ток на нити равен току на сопротивлении $R_{\text{ш}} = 0,1 \cdot (\text{Ом})$. Измерим напряжение на этом сопротивлении и рассчитаем силу тока, протекающего по нити:

$$I_{\text{н}} = I_{R_{\text{ш}}} = \frac{U_{\text{ш}}}{R_{\text{ш}}}. \quad (2.7)$$

Напряжение на нити измеряем непосредственно мультиметром. По закону Ома рассчитаем сопротивление нити:

$$R_{\text{н}} = \frac{U_{\text{н}}}{I_{\text{н}}}. \quad (2.8)$$

По величине сопротивления $R_{\text{н}}$ можно рассчитать температуру нити:

$$T_{\text{н}} = T_0 + \frac{R_{\text{н}} - R_{0\text{н}}}{\alpha \cdot R_{0\text{н}}}, \quad (2.9)$$

где $R_{0н} = 5,2 \text{ Ом}$ – сопротивление нити при $T_0 = 273 \text{ К}$; $\alpha = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ (К}^{-1}\text{)}$ – температурный коэффициент сопротивления вольфрама.

Мощность, потребляемая из сети на нагревание нити, определяется выражением:

$$P_n = U_n I_n. \quad (2.10)$$

В установившемся режиме, всё тепло, выделяющееся при протекании электрического тока через нить, передается в окружающее пространство через поверхность нити тремя способами: а) посредством теплопроводности воздуха; б) посредством теплового излучения; в) посредством конвекции. Теплопроводность является основным механизмом передачи теплоты в нашей установке. Мощность конвекционного переноса тепла в нашем случае пренебрежимо мала, это показано в приложении.

По закону Стефана – Больцмана рассчитаем величину теплотопердачи излучением, приняв коэффициент поглощения вольфрама 0,85, и учитывая, что площадь нагретой поверхности нити $S = 2\pi L r_1$, ее температура T_n , постоянная Стефана – Больцмана $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ [Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4\text{)]}$:

$$\Phi_{\text{изл}} = 0,85 \cdot 2\pi L r_1 \cdot \sigma (T_n^4 - T_c^4). \quad (2.11)$$

На основании (2.11) построен график, рис. П1 (см. Приложение), по которому можно определить мощность теплового излучения при различных температурах нити.

В соответствии с законом сохранения энергии, поток тепла путем теплопроводности равен мощности электрического тока за вычетом теплового излучения с поверхности нити и мощности конвекционного переноса тепла. Пренебрегая конвекцией, получим:

$$\Phi = U_n I_n - \Phi_{\text{изл}}. \quad (2.13)$$

2.5. Порядок выполнения работы

2.5.1. В соответствии с рис. 2.1, убедившись, что приборы не включены в сеть, подключите источник питания 2 и мультиметр 3 к модулю «Определение теплопроводности ...». Выведите на минимальное напряжение регулятор напряжения 1. После

проверки схемы преподавателем включите приборы в сеть. Включите мультиметр и источник питания.

2.5.2. Установите на мультиметре предел измерений 20 В, а на переключателе 9 положение R_H – измерение напряжения на нити. Регулятором напряжения 1 задайте напряжение на нити $U_H \approx 2$ В, выждите 30–40 секунд, запишите значение U_H в табл. 2.1.

2.5.3. Не меняя положения регулятора, переключите переключатель 9 в положение $R_{ш}$, а мультиметр на предел 2000 мВ. Запишите значение U_0 (в милливольтках) в табл. 2.1.

2.5.4. Повторите п.п. 2.5.2 и 2.5.3 для напряжений на нити U_H – 3 В; 4 В; 5 В; 6 В.

Таблица 2.1

*Результаты измерений и расчёта
коэффициента теплопроводности воздуха*

№ п/п	U_H	U_0	I_H	R_H	T_H	P_H	$\Phi_{изл}$	Φ	λ_0	$\langle \lambda_0 \rangle$
	В	мВ	А	Ом	К	Вт	Вт	Вт	$10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	
1										
2										
3										
4										
5										

2.5.5. В лаборатории находится настенный термометр, измерьте температуру в комнате, переведите её в термодинамическую температуру и запишите в свой конспект.

2.5.6. По формулам (2.7), (2.8), (2.9), (2.10) рассчитайте I_H , R_H , T_H , P_H для каждого напряжения U_H .

2.5.7. По графику, показанному в приложении, рис. П1, определите $\Phi_{изл}$, для каждой температуры нити. Рассчитайте тепловой поток Φ , переносимый путем теплопроводности.

2.5.8. По формуле (2.4) с учетом (2.5) рассчитайте коэффициент теплопроводности воздуха λ_0 для каждого эксперимента.

2.5.9. Рассчитайте среднее значение λ_0 .

2.5.10. По формуле (2.6) для двух значений температуры нити, взятых из табл. 2.1, рассчитайте соответствующие значения температуры воздуха на различных расстояниях от центра нити. Результаты расчёта запишите в табл. 2.2.

2.5.11. Выбрав соответствующий масштаб, на основе данных табл. 2.2 постройте график зависимости $T(r)$ для двух температур нити.

Таблица 2.2

*Температура воздуха на разных расстояниях от центра нити
при $r_1 = 0,05$ мм $T = T_n$; при $r_2 = 3,0$ мм $T = T_c$*

r , мм	0,05	0,1	0,25	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$T(r)$, К									
$T(r)$, К									

2.5.12. Вывод по данной работе должен содержать информацию о физических основах определения коэффициента теплопроводности воздуха, использованного в работе и о соответствии полученного результата справочной величине $\lambda_0 = 24,1$ мВт/(м · К).

2.6. Вопросы для самоконтроля

2.6.1. Какими способами может передаваться теплота?

2.6.2. Какой закон устанавливает количество тепла, излучаемого в единицу времени с единицы площади по всем частотам?

2.6.3. От каких параметров зависит коэффициент теплопроводности газа?

2.6.4. Как зависит коэффициент теплопроводности от температуры?

2.6.5. Какие величины нужно знать, чтобы рассчитать коэффициент теплопроводности воздуха при нормальных условиях?

2.6.6. Как можно рассчитать стационарное распределение абсолютной температуры воздуха в зависимости от расстояния до нагретой нити?

2.6.7. Как рассчитывается температура нагретой нити? Излучаемая мощность?

2.6.8. Нужно ли учитывать при расчёте излучаемой мощности энергию конвективного потока?

2.6.9. Перечислите и дайте определение основных способов передачи теплоты.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

Определение удельной теплоёмкости воздуха при постоянном давлении

3.1. Цель работы: определить удельную теплоемкость воздуха при постоянном давлении и освоить методы измерения разности температур и расхода воздуха.

3.2. Подготовка к работе: изучить теоретические положения, касающиеся данного явления по учебникам [2] §§ 3.2–3.4; [3] §§ 86–90; [4] §§ 2.1–2.3; [5] 9.1–9.6; [6] §§ 13–20. Для выполнения лабораторной работы студент должен знать: а) понятия внутренней энергии, теплоты и работы; б) первое начало термодинамики; в) понятия удельной и молярной теплоёмкостей; г) расчёт теплоёмкости идеального газа при различных термодинамических процессах; д) соотношение Майера; е) схему установки; ж) порядок измерений и расчётов.

3.3. Описание лабораторной установки

Установка для определения удельной теплоёмкости воздуха при постоянном давлении изображена на рис. 3.1, а на рис. 3.2 показана её схема.

Воздух прокачивается компрессором через капиллярную газовую трубку 1 (рис. 3.2) и попадает в теплоизолированный сосуд 2. На входе в сосуд размещена электрическая спираль 3, которая нагревает протекающий воздух. Разность температур воздуха перед входом и после выхода из сосуда измеряется дифференциальной термопарой 4. К концам газового капилляра 1 подключен манометр 5, по показаниям которого рассчитывается объёмный расход воздуха, поступающего в сосуд 2.

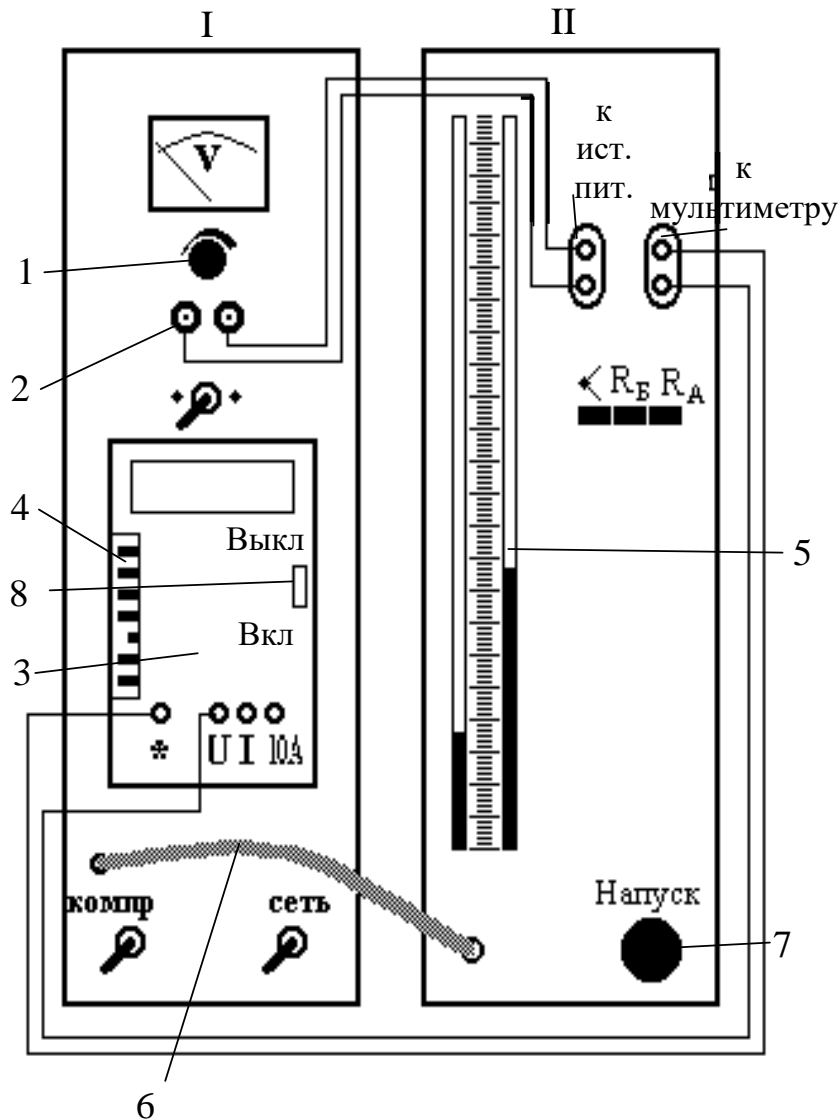


Рис. 3.1. Внешний вид установки:

I – измерительный модуль; *II* – модуль стенда; 1 – регулятор напряжения; 2 – клеммы источника питания; 3 – мультиметр; 4 – переключатель пределов мультиметра; 5 – манометр; 6 – гибкий шланг; 7 – клапан напуска; 8 – движок выключателя мультиметра

Нагревательный элемент 3 при помощи внешних проводов подключается к источнику питания, размещенному в модуле II. В модуле II находится также мультиметр, на измерительные контакты которого последовательно подается напряжение от нагревательного элемента (при замкнутом контакте R_A , рис. 3.1, рис. 3.2), напряжение на образцовом сопротивлении (контакт R_B) и напряжение на дифференциальной термопаре (данный контакт обозначен значком \blacktriangleleft). Образцовое сопротивление $R_0 = 0,1$ Ом,

включено последовательно с нагревательным элементом, соответственно, ток, протекающий через образцовое сопротивление равен току на нагревательном элементе.

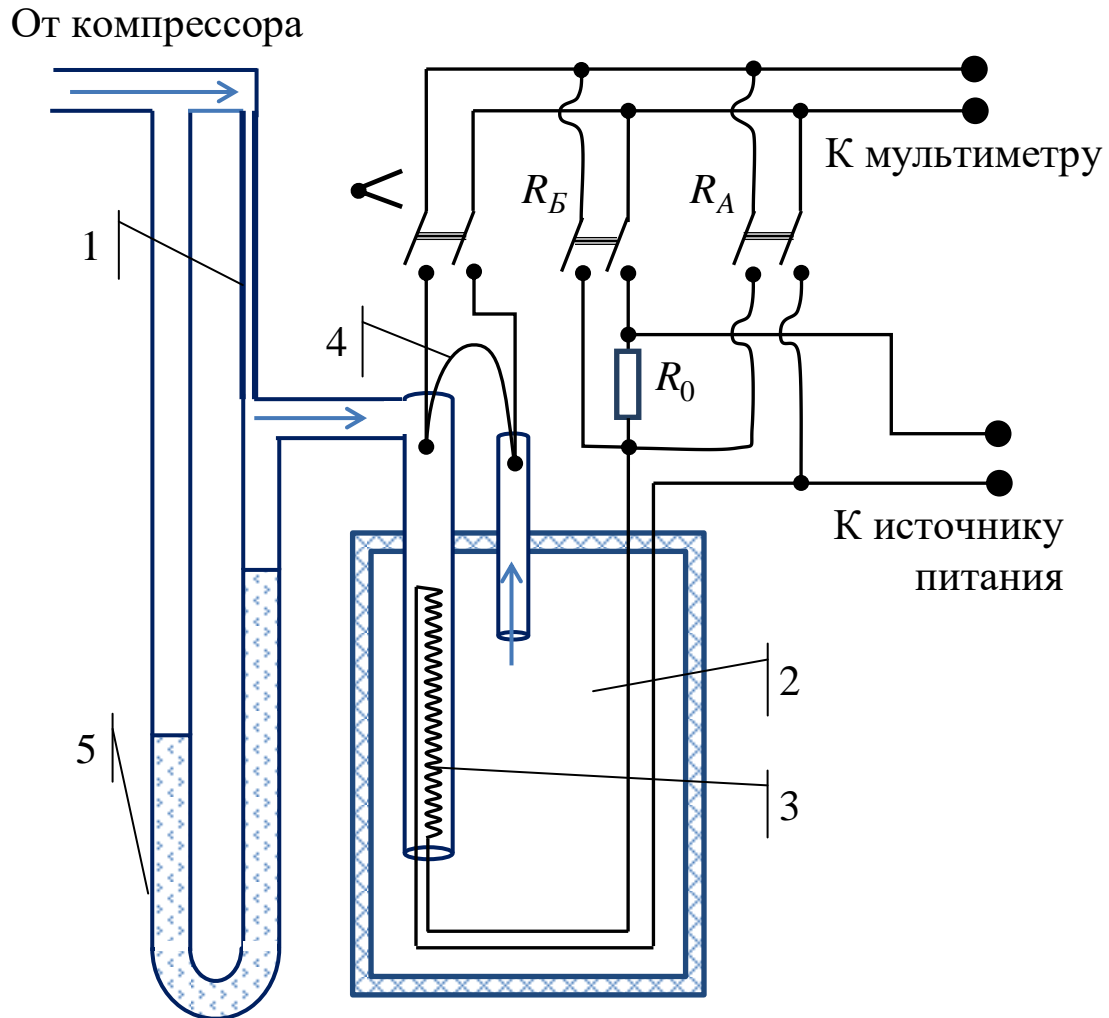


Рис. 3.2. Схема экспериментальной установки:

1 – газовый капилляр, 2 – теплоизолированный сосуд, 3 – нагревательный элемент, 4 – термопара, 5 – водяной манометр. Символы \blacktriangleleft , R_B , R_A соответствуют обозначениям переключателей на модуле II, рис. 3.1

3.4. Методика измерений и расчёта

Удельная теплоемкость веществ c_m определяется как отношение подводимой теплоты ΔQ к изменению температуры ΔT , делённое на массу тела:

$$c_m = \frac{\Delta Q}{m \Delta T}. \quad (3.1)$$

Подводимая теплота зависит не только от свойств тела, но и от процесса в котором подводится теплота. В соответствии с первым началом термодинамики подводимая теплота δQ идет на изменение внутренней энергии dE и совершение работы δA :

$$\delta Q = dE + \delta A.$$

Чаще всего работа, совершаемая термодинамическим телом, связана с его расширением:

$$\delta A = PdV.$$

В изохорном процессе работа не совершается, и вся подводимая теплота преобразуется в изменение внутренней энергии:

$$\delta Q_V = dE_V = C_V dT,$$

где индексом объёма V обозначены изменения величин в изохорном процессе. Отсюда теплоёмкость тела в изохорных процессах может быть записана через частную производную внутренней энергии по температуре:

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V.$$

Внутренняя энергия является однозначной функцией параметров состояния тела, изменение внутренней энергии не зависит от вида процесса, в котором участвует термодинамическое тело. В общем случае, внутренняя энергия термодинамического тела есть функция температуры и объёма – $E(T, V)$, а для изменения внутренней энергии можно записать:

$$dE(T, V) = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T dV.$$

Тогда первое начало термодинамики может быть записано в следующем виде:

$$\delta Q = C_V dT + \left(\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + P \right) dV.$$

В последнем выражении подводимая теплота, а также изменение температуры и изменение объёма определяются характером термодинамического процесса, в котором участвует тело. Для изобарного процесса, подводимая теплота $\delta Q_P = C_P dT$, и можно записать:

$$C_P = C_V + \left(\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P. \quad (3.2)$$

Второе слагаемое в правой части равенства (3.2) определяется работой, которую совершает тело при расширении. Одной из основных теплофизических характеристик веществ является коэффициент теплового расширения, который измеряется при постоянном внешнем давлении как отношение изменения объема к изменению температуры, деленное на начальный объем тела:

$$\alpha_T = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P.$$

Для жидкостей и твёрдых тел коэффициент теплового расширения имеет очень малое значение $\alpha_T = 10^{-5} \div 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, для таких веществ в выражении (3.2) вторым слагаемым часто пренебрегают и считают:

$$C_P \approx C_V.$$

Коэффициент теплового расширения идеального газа выражается с использованием уравнения Менделеева – Клапейрона:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{m}{M} \frac{R}{P}, \text{ следовательно, } \alpha_T = \frac{1}{T}.$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная, а M – молярная масса газа. Для идеального газа внутренняя энергия не зависит от объема:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T = 0.$$

Используя данные соотношения и приводя выражение (3.2) к удельным величинам, можно записать:

$$c_{mP} = c_{mV} + \frac{R}{M}. \quad (3.3)$$

Выражение (3.3) называется соотношением Майера для изобарных и изохорных теплоёмкостей идеального газа. Для воздуха теоретические значения теплоёмкости:

$$c_{mV} = 2,5 \frac{R}{M}, \quad c_{mP} = 3,5 \frac{R}{M}. \quad (3.4)$$

Воздух, как любой газ, является разреженной средой, и при нормальных условиях плотность газа на два или три порядка

меньше плотности жидкости или твёрдых тел.

Определение теплоёмкости веществ обычно производят в калориметрах. Для достижения требуемой точности измерений необходимо, чтобы масса исследуемого вещества в калориметре была существенно больше массы стенок калориметра, в этом случае количество теплоты, затрачиваемой на нагревание исследуемого тела, будет существенно больше теплоты, расходуемой на нагревание калориметра. При измерении теплоёмкости воздуха эти требования выполнить очень трудно.

Чтобы увеличить количество воздуха при неизменных размерах установки воздух продувается сквозь теплоизолированный сосуд с установленным нагревателем (рис. 3.2). В стационарном режиме стенки теплоизолированного сосуда находятся при постоянной температуре, а вся теплота, выделяемая нагревательным элементом, передается протекающему воздуху. Стационарный режим достигается примерно через пять минут после задания постоянного значения расхода воздуха и напряжения на нагревательном элементе.

Внутри сосуда давление воздуха одинаково, процесс получения теплоты протекает при постоянном давлении.

Количество теплоты, отдаваемое нагревателем протекающему по трубке воздуху за время t , рассчитывается по закону Джоуля – Ленца:

$$\Delta Q = I_{\text{н}} U_{\text{н}} t, \quad (3.5)$$

где $I_{\text{н}}$, $U_{\text{н}}$ – сила тока и напряжение на спирали нагревателя. Напряжение на нагревательном элементе измеряется напрямую. Ток на нагревательном элементе равен току через образцовое сопротивление и может быть рассчитан по закону Ома:

$$I_{\text{н}} = I_0 = \frac{U_0}{R_0}. \quad (3.6)$$

Масса воздуха, который протекает через сосуд за время t , определяется расходом через капиллярную трубку:

$$m = z t, \quad (3.7)$$

где z – массовый расход воздуха через трубку, равный массе воздуха, протекающего через поперечное сечение трубки в единицу времени. Массовый расход вычисляем методом Пуазейля (1.14):

$$z = \frac{\rho_{\text{возд}} V}{t} = \frac{\rho_{\text{возд}} \Delta p \pi r_0^4}{8 b \eta}, \quad (3.8)$$

где r_0 – радиус капилляра; $\rho_{\text{возд}}$ – плотность воздуха, её можно рассчитать из уравнения Менделеева – Клапейрона; b – длина капиллярной трубки; η – коэффициент внутреннего трения воздуха (табл. 3.1). При протекании воздуха через капилляр 1 (рис. 3.2) на концах трубки создаётся разность давлений $\Delta p = \rho_{\text{ж}} g h$, где h – разность уровней жидкости в манометре 5.

Разность температур ΔT на концах трубки определяется по измеренной термо-ЭДС ε термопары 4 (рис. 3.2):

$$\Delta T = \frac{\varepsilon}{\alpha}, \quad (3.9)$$

где α – температурный коэффициент термопары.

Подставляя (3.5), (3.7), (3.8), (3.9) в уравнение (3.1), получим формулу для расчёта удельной теплоемкости воздуха при постоянном давлении:

$$C_{\text{тр}} = B \frac{U_{\text{н}} U_0}{h \varepsilon}. \quad (3.10)$$

где $B = \frac{8 b \alpha \eta}{\pi g R_0 \rho_{\text{ж}} \rho_{\text{возд}} r_0^4}$ – постоянная для данной установки величина.

3.5. Порядок выполнения работы

Таблица 3.1

Параметры экспериментальной установки

Название	Величина	Единица измерения	Значение
длина капилляра	b	м	0,16
радиус капилляра	r_0	м	$0,83 \cdot 10^{-3}$
образцовое сопротивление	R_0	Ом	0,1
температурный коэффициент термопары	α	В/К	$5,43 \cdot 10^{-5}$
вязкость воздуха	η	Па·с	$1,85 \cdot 10^{-5}$

3.5.1. Соедините проводами клеммы источника питания 2 на измерительном модуле I и клеммы «к ист. пит.» на модуле II стенда, рис. 3.1.

3.5.2. Соедините проводами клеммы «к мультиметру» модуля II стенда и клеммы «*» и «U» мультиметра 3 измерительного стенда (модуль I).

3.5.3. Вращая ручку 1 по направлению часовой стрелки, выведите регулятор напряжения источника питания на измерительном стенде в крайнее положение. На переключателе 4 пределов мультиметра (левый вертикальный ряд кнопок на мультиметре 3) установите предел напряжения 20 В, для этого нажмите кнопку «20 V». Все остальные кнопки переключателя пределов должны быть отжаты.


3.5.4. На измерительном стенде включите тумблеры «Сеть», «Источник питания», «Компрессор», а также движок 8 выключателя мультиметра (он находится справа на панели мультиметра).

3.5.6. Вращая клапан «Напуск» на модуле стенда задайте разность уровней жидкости h в трубках манометра 5 (рис. 3.1, 3.2) в диапазоне 50–200 мм. В процессе измерений поддерживайте заданное значение разности уровней жидкости.

3.5.7. Нажмите кнопку R_A на модуле II стенда и поворотом ручки 1 регулятора источника питания задайте напряжение на нагревательном элементе близкое к 4 В, контролируя напряжение U_H на нагревательном элементе мультиметром.

3.5.8. Выждите 5 минут, после чего измерьте напряжение на нагревательном элементе U_H и запишите это значение в табл. 3.2.

3.5.9. Нажмите кнопку R_B на модуле стенда II и с индикатора мультиметра произведите отсчёт напряжения U_0 на образцовом сопротивлении, для этого переключите предел измерения мультиметра на 200 мВ (нажмите кнопку «200 mV» на переключателе пределов мультиметра).

3.5.10. Нажмите кнопку  на модуле стенда II и снимите отсчёт напряжения на термопаре по индикатору мультиметра, после чего перейдите на предел измерения «20 V».

3.5.11. Пункты 3.5.7–3.5.10 повторите для следующих четырёх значений напряжения U_H на нагревателе (6 В, 8 В, 10 В, 11 В). Результаты измерений занесите в табл. 3.2.

3.5.12. По формуле (3.9) рассчитайте изменение температуры воздуха для каждого эксперимента.

3.5.13. Рассчитайте $c_{тр}$ по формуле (3.10). Данные измерений и расчётов занесите в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Расчёт удельной теплоемкости воздуха

№	h	U_H	U_0	ε	ΔT	$c_{тр}$
п/п	м	В	мВ	мВ	К	$\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
1						
2						
3						
4						
5						

3.5.14. Рассчитайте по формуле (3.4) теоретическое значение удельной теплоёмкости воздуха при постоянном давлении $c_{тр}$, возьмите $M = 0,029$ кг/моль. Сравните полученное значение со средней удельной теплоёмкостью при постоянном давлении, определённое по данным лабораторной работы.

3.5.13. Отметьте особенности данного метода измерения удельной теплоёмкости при постоянном давлении.

3.5.14. Сделайте вывод по работе.

3.6. Вопросы для самоконтроля

3.6.1. Что такое внутренняя энергия, теплота и работа? В чем принципиальное различие между данными понятиями?

3.6.2. Как записывается первое начало термодинамики для различных термодинамических процессов?

3.6.3. Что такое теплоёмкость? Зависит ли она от вида термодинамического процесса?

3.6.4. Как физически объяснить, что теплоёмкость при постоянном давлении больше, чем теплоёмкость при постоянном объеме? На сколько?

3.6.5. Что понимают под термином дифференциальная термопара? Как возникает ЭДС термопары, от чего она зависит?

3.6.6. Зачем в установке используется образцовое сопротивление?

3.6.7. Что такое массовый расход воздуха и как он измеряется в данной работе?

3.6.8. При каких измерениях на установке расчёт удельной теплоёмкости воздуха при постоянном давлении даёт наибольшие отклонения от табличного значения?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

Исследование нестационарного распределения температуры в сплошной среде

4.1. Цель работы: экспериментальное изучение нестационарного процесса распространения теплоты в сплошной среде и определение коэффициентов теплопроводности, теплоёмкости, температуропроводности.

4.2. Подготовка к работе: прочитать в учебниках [2] §§ 1.1–1.3; [4] §§ 7.1–7.7; [6] §§ 52–56. Для выполнения работы необходимо знать: а) уравнения теплопроводности для стационарного и нестационарного состояний; б) вид нестационарного уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах; в) решение стационарного уравнения теплопроводности; г) физический смысл коэффициентов теплопроводности, теплоёмкости, температуропроводности; д) критерий подобия Фурье; е) методику измерений и расчёта.

4.3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.1, внешний вид на рис. 4.2.

На основании закреплён исследуемый образец 1 цилиндрической формы высотой $L = 9,5$ см, внешним радиусом $r_{\text{вн}} = 12,5$ см. Вдоль его оси просверлено отверстие, в которое вставлен нагревательный элемент 2, подключенный к источнику питания 3. Мощность нагрева рассчитывается по показаниям амперметра 4 и мультиметра 5 в режиме вольтметра. Торцы 6 исследуемого образца теплоизолированы. На разных расстояниях

от оси, вдоль которой производится нагрев, установлены полупроводниковые терморезисторы 7 в количестве 11 штук. Номер терморезистора соответствует расстоянию в сантиметрах от него до оси нагрева. Для уменьшения влияния терморезисторов друг на друга они установлены в разных угловых секторах вокруг оси нагрева. Переключателем выбора терморезистора 8 каждый терморезистор может быть подключен к мультиметру 5, переключаемому в режим омметра. Двухполюсный переключатель 9 служит для выбора режима измерения мультиметром напряжения на нагревательном элементе "U" или сопротивления терморезисторов "R".

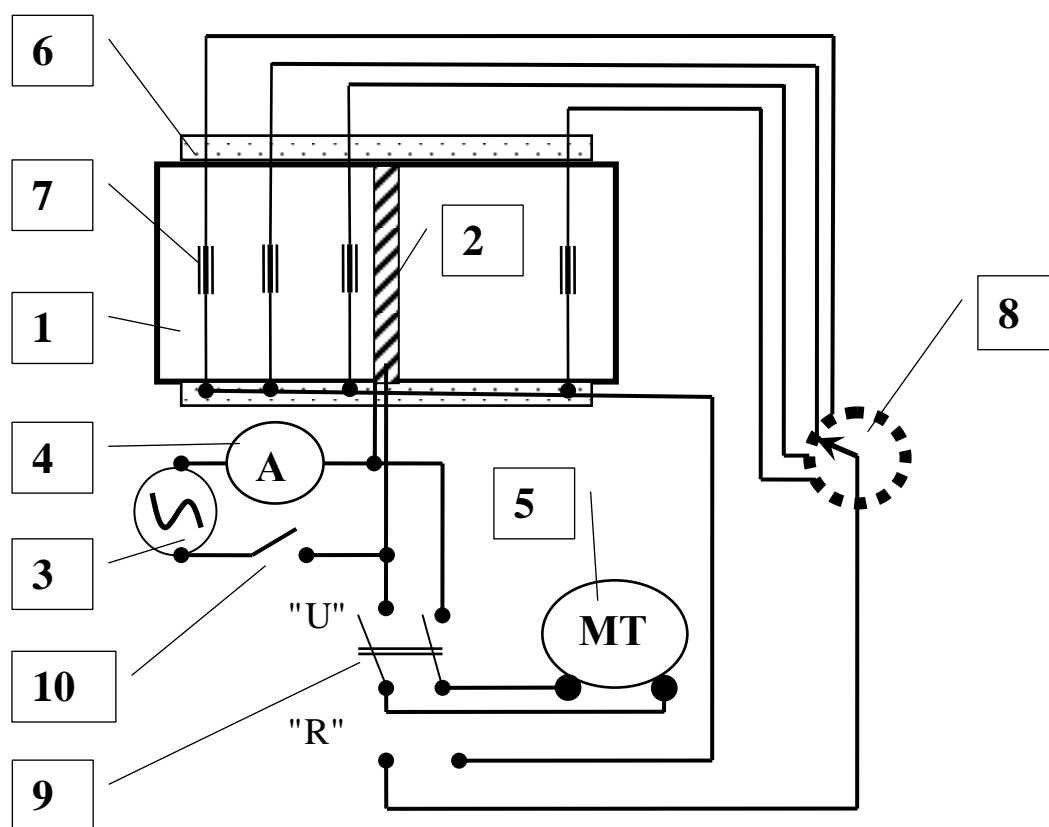


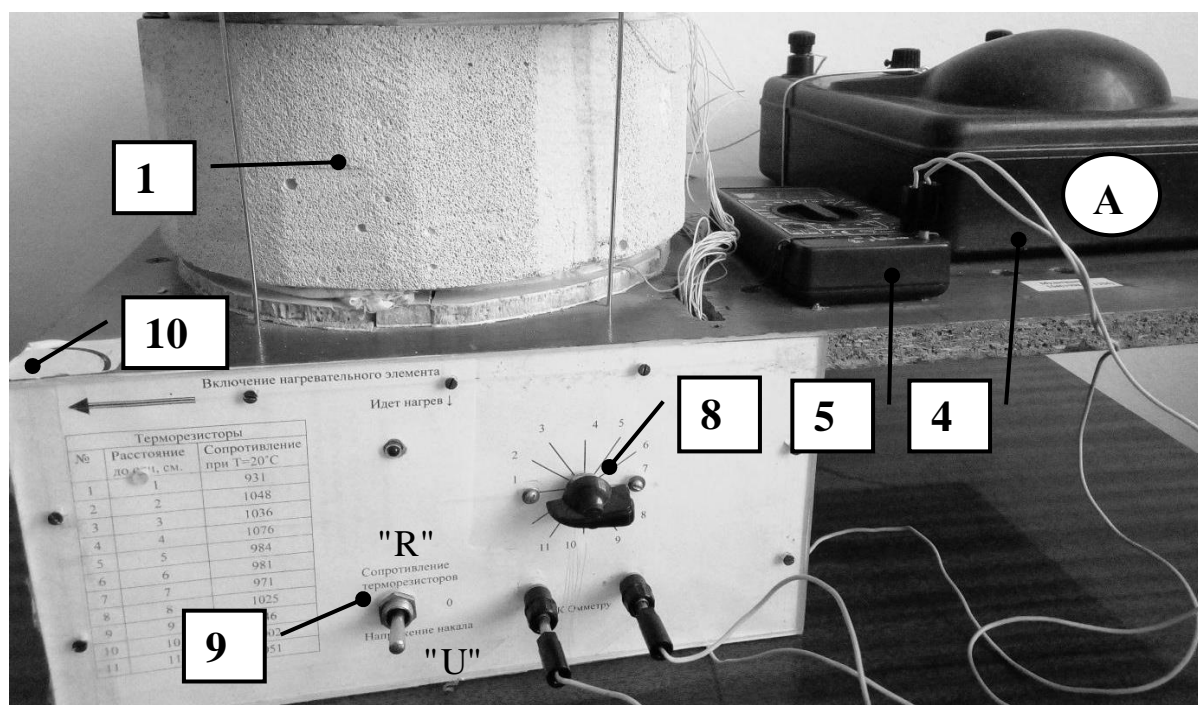
Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки:

1 – исследуемый образец; 2 – нагревательный элемент; 3 – источник питания; 4 – амперметр; 5 – мультиметр; 6 – торцы исследуемого образца; 7 – терморезисторы; 8 – переключатель выбора терморезистора; 9 – двухполюсный переключатель, 10 – тумблер для включения нагрева

До включения нагрева измеряется сопротивление каждого терморезистора при комнатной температуре. Затем при постоян-

ной мощности нагрева через равные интервалы времени в течение 60 минут проводятся измерения сопротивлений каждого терморезистора и рассчитывается их температура, равная температуре прилежащей области исследуемого образца.

На рис. 4.2, где показан внешний вид экспериментальной установки, обозначения элементов соответствуют обозначениям рис. 4.1.



*Рис. 4.2. Внешний вид экспериментальной установки:
1 – исследуемый образец; 4 – амперметр; 5 – мультиметр;
8 – переключатель выбора терморезистора; 9 – двухполюсный переключатель, 10 – тумблер включения нагрева*

4.4. Методика измерений и расчёта

Основные определения

Для количественного описания процесса распространения теплоты в сплошной среде вводится физическая величина «тепловой поток», равная количеству теплоты, прошедшей через выбранную поверхность за единицу времени:

$$\Phi = \frac{\Delta Q}{\Delta t}.$$

Тепловой поток имеет размерность Дж/с = Вт, т. е. измеряется в тех же величинах, что и мощность. Наряду с тепловым по-

током вводится векторная величина удельного теплового потока, равная количеству теплоты, проходящей в перпендикулярном направлении через дифференциально малый участок поверхности, делённого на площадь участка и на время:

$$\vec{j} = \frac{dQ}{dS_{\perp} dt} \vec{n} = \frac{d\Phi}{dS_{\perp}} \vec{n}. \quad (4.1)$$

Направление вектора удельного теплового потока совпадает с направлением распространения теплоты, а его размерность Вт/м². Полный тепловой поток через произвольную поверхность S определяется интегрированием:

$$\Phi = \int_S \vec{j} d\vec{S}.$$

Тепловые потоки возникают, если соседние области сплошной среды имеют разную температуру. В соответствии с законом Фурье удельный тепловой поток пропорционален градиенту температуры T и коэффициенту теплопроводности среды λ :

$$\vec{j} = -\lambda \text{grad} T. \quad (4.2)$$

В сплошной среде температура является функцией трех пространственных координат и времени $T(x, y, z, t)$. Одной из основных целей задач теплопроводности является вычисление или экспериментальное измерение распределения температуры по объему тела в зависимости от времени с учетом граничных условий и действующих источников тепла. Распределение температуры однозначно связано с тепловым потоком (4.2).

Стационарный случай

В стационарном случае распределение температуры по всему рассматриваемому объёму не меняется со временем, полный поток тепла Φ через любую замкнутую поверхность равен мощности P всех источников тепла внутри данной поверхности.

В нашем случае источником теплоты является электрический нагревательный элемент, размещённый по оси цилиндрической области, в которой изучается процесс теплопроводности. Мощность источника P рассчитывается исходя из тока I и напряжения U , подаваемого на нагревательный элемент:

$$P = UI. \quad (4.3)$$

Образец обладает цилиндрической симметрией, градиент температуры направлен вдоль радиуса $|\text{grad}T| = \frac{\partial T}{\partial r}$, а удельный тепловой поток имеет постоянное значение на любой поверхности, ось которой совпадает с осью цилиндра. При отсутствии потока через торцевые стенки, площадь поверхности, через которую проходит тепло, равна площади боковой поверхности цилиндра $S = 2\pi rL$, где r – радиус цилиндрической поверхности; L – высота цилиндра. Таким образом, удельный тепловой поток равен:

$$j = \frac{P}{2\pi rL}.$$

Подставляя данное выражение в закон Фурье (4.2), получим дифференциальное уравнение, определяющее связь между температурой и радиальной координатой:

$$\frac{P}{2\pi rL} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (4.4)$$

Удельную теплопроводность однородной среды можно считать постоянной величиной: $\lambda = \text{const}$. Уравнение (4.4) решается методом разделения переменных:

$$\frac{P}{2\pi L\lambda} \cdot \int_{r_{\text{вн}}}^r \frac{dr}{r} = - \int_{T_0}^T dT.$$

Если в качестве граничных условий принять, что температура на внешней поверхности радиусом $r_{\text{вн}}$ равна комнатной температуре T_0 , то решением уравнения (4.4) в области $r < r_{\text{вн}}$ будет:

$$T^*(r) = T_0 + \frac{P}{2\pi L\lambda} \ln \frac{r_{\text{вн}}}{r}. \quad (4.5)$$

Если для стационарного случая известны температуры T_1 , T_2 в точках с радиусами r_1 , r_2 ($T_1 > T_2$ при $r_1 < r_2$), то можно рассчитать удельную теплопроводность материала исследуемого образца:

$$\lambda = \frac{P}{2\pi L} \left(\ln \frac{r_2}{r_1} / (T_1 - T_2) \right). \quad (4.6)$$

Формулы (4.5) и (4.6) справедливы для установившегося распределения температуры, к которому система приходит через

достаточно продолжительное время после включения нагревательного элемента постоянной мощности. В противном случае распределение температуры в образце меняется во времени.

Удельная теплоёмкость образца

Изменение температуры малого объёма тела зависит от тепла $\Delta Q = Pt$, поступившего в данный объём за время t , и от удельной теплоёмкости $c_{\text{уд}}$ тела:

$$\Delta Q = c_{\text{уд}} m \Delta T = c_{\text{уд}} \rho \Delta V \Delta T.$$

Здесь плотность вещества $\rho = 670 \text{ кг/м}^3$, а ΔV – рассматриваемый объём, а ΔT – изменение температуры в процессе подвода теплоты. Будем считать удельную теплоёмкость $c_{\text{уд}}$ образца постоянной по всему объёму и независимой от температуры.

В исследуемом образце измерения температуры проводятся вдоль радиуса с шагом в один сантиметр. Для приближённого расчёта теплоёмкости, исходя из симметрии, разобьём наш образец на коаксиальные цилиндрические слои $(r_i - \Delta r) \div (r_i + \Delta r)$, где $\Delta r = 0,5 \text{ см}$, а r_i – радиус, на котором установлен очередной терморезистор. Объём каждого слоя $\Delta V_i = 4\pi L r_i \Delta r$, объём первого слоя $\Delta V_1 = \pi L (r_1 + \Delta r)^2$. Примем, что температура всего слоя равна температуре соответствующего терморезистора. Тогда подводимая к образцу теплота вычисляется суммированием по всем цилиндрическим слоям:

$$\Delta Q = c_{\text{уд}} \rho \sum_{i=1}^{11} (\Delta V_i \Delta T_i).$$

В течение первых 30–40 минут теплоотдачей во внешнюю среду можно пренебречь, всё подводимое тепло $\Delta Q = Pt$ идёт на нагрев образца. В этом случае удельная теплоёмкость может быть рассчитана по следующему выражению:

$$c_{\text{уд}} = \frac{Pt}{\rho \sum (\Delta V_i \Delta T_i)}, \quad (4.7)$$

где $\Delta T_i = T_i - T_0$ – отклонение средней температуры слоя от комнатной температуры; $\rho = 670 \text{ кг/м}^3$.

Нестационарное уравнение теплопроводности

В нестационарном случае температура есть функция пространственных координат и времени. В случае цилиндрической симметрии температура является функцией радиальной координаты и времени – $T(r, t)$. Уравнение теплопроводности в цилиндрической системе отсчёта записывается следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right). \quad (4.8)$$

Здесь введён коэффициент температуропроводности α , который выражается через удельную теплопроводность, удельную теплоёмкость и плотность вещества:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_{\text{уд}}} \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]. \quad (4.9)$$

Коэффициент температуропроводности среды определяет скорость изменения температуры и имеет такую же размерность, как и коэффициент диффузии. С учётом характерного масштаба времени и пространственных координат вводится критерий Фурье, который одновременно является безразмерной координатой нестационарного процесса теплопроводности и количественным критерием, позволяющим различать стационарный и нестационарный случай:

$$f = \frac{\alpha t}{r^2} \quad (4.10)$$

Стационарное распределение температуры устанавливается через достаточно большое время, значение которого можно определить из условия:

$$f = \frac{\alpha t}{r^2} \gg \frac{1}{4}. \quad (4.11)$$

Если условие (4.11) не выполняется, то чтобы определить распределение температуры необходимо решать нестационарное уравнение теплопроводности (4.8).

Преобразуем уравнение (4.8). Для этого из двух переменных – радиуса и времени вместе с коэффициентом температуропроводности составим безразмерную комбинацию, выражаемую через критерий Фурье:

$$\xi = \ln(f), \text{ или } \xi = \ln\left(\frac{\alpha t}{r^2}\right).$$

Предположим, что температура является функцией только одной переменной, введенной нами:

$$T(r, t) = \Theta(\xi) = \Theta\left(\ln\left(\frac{\alpha t}{r^2}\right)\right).$$

В этом случае частные производные, входящие в нестационарное уравнение теплопроводности выражаются так:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} &= \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} = \Theta' \cdot \left(\frac{1}{t}\right); \\ \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} &= \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial r} = \Theta' \cdot \left(\frac{-2}{r}\right); \\ \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right) &= \frac{4\alpha}{r^2} \Theta''.\end{aligned}$$

Здесь одним и двумя штрихами обозначены первая и вторая производная функции $\Theta(\xi)$ по единственной переменной ξ . Подставим полученные частные производные в нестационарное уравнение теплопроводности (4.8):

$$\Theta' \cdot \frac{1}{t} = \frac{4\alpha}{r^2} \Theta''. \quad (4.12)$$

С учётом того, что функция $\xi = \ln\left(\frac{\alpha t}{r^2}\right)$, запишем

$$\Theta' = 4 \exp(\xi) \cdot \Theta''. \quad (4.13)$$

В (4.13) разделим переменные:

$$\frac{\Theta''}{\Theta'} = (\ln(\Theta'))' = \frac{\exp(-\xi)}{4},$$

а после интегрирования получим

$$\ln(\Theta') = -(1/4)\exp(-\xi) + \text{const}(\xi),$$

и окончательно будем иметь:

$$\Theta' = A \exp\left(-\frac{\exp(-\xi)}{4}\right), \quad (4.14)$$

где A – константа, определяемая из граничных условий. Уравнение (4.14) доказывает, что нестационарное распределение температуры является решением дифференциального уравнения только

одной переменной. В частности уравнение (4.14) можно записать в виде:

$$\Theta' = A \exp\left(-\frac{1}{4f}\right).$$

Проанализируем полученное выражение (4.14), для этого вернемся к начальным переменным:

$$\Phi' = A \exp\left(-\frac{\exp(-\xi)}{4}\right) = A \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right); \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \Phi' \cdot \frac{1}{t} = \frac{A}{t} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right); \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} T(r, t) = \frac{-2A}{r} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right). \quad (4.17)$$

Из уравнения (4.17) определим константу A . При $t \rightarrow \infty$ экспонента близка к единице и данное решение должно переходить в стационарное уравнение (4.4): $\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{P}{2\pi L\lambda}$, значит $A = \frac{P}{4\pi L\lambda}$.

Из соотношения (4.16) можно найти изменение температуры во времени вблизи оси нагрева, однако время необходимо отсчитывать не с момента включения нагрева, а со смещением τ . В случае выполнения условия (4.11) экспонента близка к единице, тогда $T = A \ln t + \text{const}$. В качестве константы можно взять температуру в ненулевой момент времени $t_x > r^2 / 4\alpha$, соответственно:

$$T(r_1, t) = T_x + \frac{P}{4\pi L\lambda} \ln\left(\frac{t + \tau}{t_x + \tau}\right), \text{ где } \tau = \frac{r^2}{4\alpha}. \quad (4.18)$$

Выражение для τ определяет время, за которое происходит существенное приближение градиента температуры к стационарному распределению.

Измерение температуры

Для измерения температуры используются полупроводниковые терморезисторы. В полупроводнике энергия перехода электрона из верхнего связанного состояния в свободное состоя-

ние сравнима с энергией теплового движения. Концентрация свободных зарядов определяется из распределения Больцмана:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{B}{T}\right),$$

где n_0 – концентрация электронов на верхнем связанном уровне; E_i – энергия перехода; k – постоянная Больцмана; B – постоянная полупроводника. Сопротивление терморезистора обратно пропорционально концентрации свободных зарядов.

Отношение сопротивления R полупроводникового терморезистора при температуре T к его сопротивлению R_0 при начальной температуре T_0 равно:

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\exp(B/T)}{\exp(B/T_0)} = \exp\left(B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right).$$

Из этого выражения можно выразить температуру, при которой находится терморезистор:

$$T = T_0 / \left(1 - \frac{T_0}{B} \ln\left(\frac{R_0}{R}\right)\right). \quad (4.19)$$

В качестве T_0 необходимо взять комнатную температуру, переведенную в абсолютную термодинамическую температуру, и для каждого терморезистора измерить сопротивление R_0 при данной температуре. Полупроводниковые резисторы изготовлены из материала со стабильными свойствами, поэтому для всех терморезисторов $B = 2560$ К.

4.5. Порядок выполнения работы

4.5.1. Убедитесь, что исследуемый образец имеет комнатную температуру, т. е. что с последнего включения установки прошло не менее четырех часов.

4.5.2. По термометру, установленному в лаборатории, измерьте комнатную температуру и запишите в табл. 4.2.

4.5.3. Не включая нагрев, поставьте переключатель 9 в положение « R », затем включите мультиметр на диапазон измерения сопротивлений 2000 Ом и при помощи переключателя 8 поочередно, начиная с первого, измерьте сопротивление R_0 каждого терморезистора при комнатной температуре. Результаты измерения запишите в первый столбец табл. 4.1.

Таблица 4.1

*Результаты измерений сопротивлений
терморезисторов на протяжении нагрева*

№ рези- стора	Без нагрева	10 мин	20 мин	30 мин	40 мин	50 мин	60 мин
	R_0 , Ом	R , Ом	R , Ом	R , Ом	R , Ом	R , Ом	R , Ом
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							
8							
9							
10							
11							
Подводимая мощность		$U = \dots\dots\dots В$		$I = \dots\dots\dots А$		$P = UI = \dots\dots Вт$	

4.5.4. Тумблером на боковой панели стенда включите нагрев (на передней панели загорится индикаторная лампа). Одновременно с включением нагрева запустите секундомер.

4.5.5. Сделайте однократный отсчёт показаний амперметра с учётом цены деления прибора и запишите результат в табл. 4.1.

4.5.6. Установите переключатель 9 в нейтральное положение, затем переведите мультиметр в режим измерения переменного напряжения с диапазоном 200 В и, переведя переключатель 9 в положение « U », однократно измерьте и запишите в табл. 4.1 напряжение на нагревательном элементе.

4.5.7. Переведите переключатель 9 в нейтральное положение, переключите мультиметр на измерение сопротивлений диапазон 2000 Ом, затем переключите тумблер 9 в положение « R ».

4.5.8. В течение 60 минут по секундомеру, запущенному при включении нагревательного элемента, в моменты времени указанные в заголовках столбцов табл. 4.1 проводите измерения

текущих сопротивлений всех терморезисторов, используя переключатель 8. Измеренные значения заносите в табл. 4.1.

4.5.9. После выполнения измерений выключите нагрев и выключите мультиметр.

4.5.10. По измеренным значениям сопротивлений, табл. 4.1, используя формулу (4.19), рассчитайте температуру каждого терморезистора и занесите значения в табл. 4.2.

Таблица 4.2

*Результаты расчёта температуры
терморезисторов на протяжении нагрева*

№ рези- стора	Ком- натная	10 мин	20 мин	30 мин	40 мин	50 мин	60 мин	Ста- цио- нар- ная
	T_0 , К	T , К	T , К	T , К	T , К	T , К	T , К	T^* , К
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
11								

4.5.11. По формуле (4.6), исходя из разницы температур между первым и вторым, первым и третьим, вторым и третьим терморезисторами в момент времени 60 минут три раза рассчитайте удельную теплопроводность исследуемого образца. Найдите среднее значение.

4.5.12. По формуле (4.5) рассчитайте теоретическое значение стационарной температуры для каждого расстояния до оси нагрева, заполните последний столбец табл. 4.2.

4.5.13. Из табл. 4.2 выберите распределение температуры по всем терморезисторам для одного момента времени, в диапазоне 20–40 минут с начала нагрева. Занесите выбранные данные в табл. 4.3.

4.5.14. Для каждого терморезистора рассчитайте разницу между температурой в выбранный момент времени и комнатной температурой $\Delta T_i = T_i - T_0$ и запишите в табл. 4.3.

4.5.15. Для каждой строки вычислите произведение $\Delta V_i \cdot \Delta T_i$ и запишите в предпоследний столбец табл. 4.3. Просуммируйте значения в данном столбце.

4.5.16. По формуле (4.7) рассчитайте среднюю удельную теплоёмкость исследуемого тела.

Таблица 4.3

Расчет средней удельной теплоёмкости образца

№	r, м	t = мин		P = UI = Вт			
		T ₀ , К	T, К	ΔT_i , К	ΔV_i , 10 ⁻⁶ м ³	c _{уд} , Дж/(кг·К)	
						$\Delta V_i \cdot \Delta T_i$	$\langle c_{уд} \rangle$
1	0,01				67,15		
2	0,02				119,38		
3	0,03				179,07		
4	0,04				238,76		
5	0,05				298,45		
6	0,06				358,14		
7	0,07				417,83		
8	0,08				477,52		
9	0,09				537,21		
10	0,10				596,90		
11	0,11				656,59		

4.5.17. По формуле (4.9) рассчитайте температуропроводность исследуемого образца.

4.5.18. Заполните табл. 4.4.

Таблица 4.4

*Геометрические размеры и тепловые свойства
исследуемого образца*

Внешний радиус	$r_{\text{вн}}, \text{ м}$	0,125	Средняя Теплоёмкость	$c, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	
Высота	$L, \text{ м}$	0,095	Удельная теплопроводность	$\lambda, \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}}{\text{с} \cdot \text{К}}$	
Плотность	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	670	Температуропроводность	$\alpha, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	

Таблица 4.5

*Характерное время перехода в стационарное
состояние и значение критерия Фурье*

№	$r, \text{ м}$	τ	f
		МИН	
1	0,01		
2	0,02		
3	0,03		
4	0,04		
5	0,05		
6	0,06		
7	0,07		
8	0,08		
9	0,09		
10	0,10		
11	0,11		

4.5.19. Рассчитайте и запишите в табл. 4.5 характерное время перехода в стационарное состояние участков тела, находящихся на разных расстояниях от оси нагрева: $\tau = \frac{r^2}{4\alpha}$.

4.5.20. Рассчитайте значение параметра Фурье (4.10) в момент времени 60 минут для каждого радиуса в табл. 4.5.

4.5.21. На листе формата А4 по данным табл. 4.2 постройте графики зависимости температуры от времени для 3–5 датчиков.

4.5.22. Сделайте вывод по данной работе.

4.6. Вопросы для самоконтроля

4.6.1 Что называется потоком тепла? Удельным потоком тепла?

4.6.2 Как рассчитывается коэффициент теплопроводности? Коэффициент температуропроводности.

4.6.3 Сформулируйте условия перехода нестационарного распределения температуры в сплошной среде в стационарное.

4.6.4 Сформулируйте условия перехода в стационарное распределение потока тепла.

4.6.5 Как направлен вектор градиента температуры?

4.6.6 Как направлен вектор удельного потока тепла?

4.6.7 Рассчитайте минимально необходимое время для установления стационарного состояния теплопередачи по всему объёму исследуемого образца.

4.6.8 Пенобетон представляет собой твердый раствор пузырьков газа в бетоне. Пренебрегая плотностью, теплоёмкостью и теплопроводностью газа, по сравнению аналогичными показателями для бетона, рассчитайте тепловые свойства бетона плотностью $\rho = 3000 \text{ кг/м}^3$.

4.6.9 При решении задачи проникновения тепла вглубь плоской поверхности принимают $f \approx 1/2$, температуропроводность верхних слоёв земли $\alpha \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Оцените характерную глубину, на которую проникают суточные и годовые колебания температуры.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теплофизика: учеб. пособие для студентов, обучающихся по направлению подготовки 280700.62 «Техносферная безопасность» профиль 280702.62 «Безопасность технолог. процессов и пр-в» / В. В. Дырдин [и др.] ; ФГБОУ ВПО Кузбас. гос. техн. ун-т. им. Т. Ф. Горбачева – Кемерово, 2012. – 90 с.

<http://library.kuzstu.ru/meto.php?n=90886&type=utchposob:common>

2. Теплофизика: учебное пособие для студентов, обучающихся по техническим специальностям и направлениям / В. Г. Смирнов, В. В. Дырдин, Т. Л. Ким ; ФГБОУ ВО Кузбас. гос. техн. ун-т им. Т. Ф. Горбачева – Кемерово, 2018. – 171 с.

<http://library.kuzstu.ru/meto.php?n=91712&type=utchposob:common>

3. Савельев, И. В. Курс общей физики : учебник в 3-х тт. Т. 1. Механика. Молекулярная физика. – 10-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Изд-во «Лань», 2008. – 432 с.

4. Термодинамика [Электронный ресурс] : учеб. пособие для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Горн. дело» / В. В. Дырдин [и др.] ; Кузбас. гос. техн. ун-т. – 2-е изд., перераб. и доп. – Кемерово, 2009. – 176 с.

<http://library.kuzstu.ru/meto.php?n=90911&type=utchposob:common>

5. Детлаф, А. А. Курс физики : учеб. пособие для студентов вузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 4-е изд., испр. – Москва : Изд. центр «Академия», 2003. – 720 с.

6. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : учеб. пособие для вузов. – В 5 т. – Т. II. «Термодинамика и молекулярная физика». – 5-ое изд., испр. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 544с.

Приложение

1. По закону Стефана – Больцмана можно рассчитать поток излучения с поверхности нити, формула (2.11).

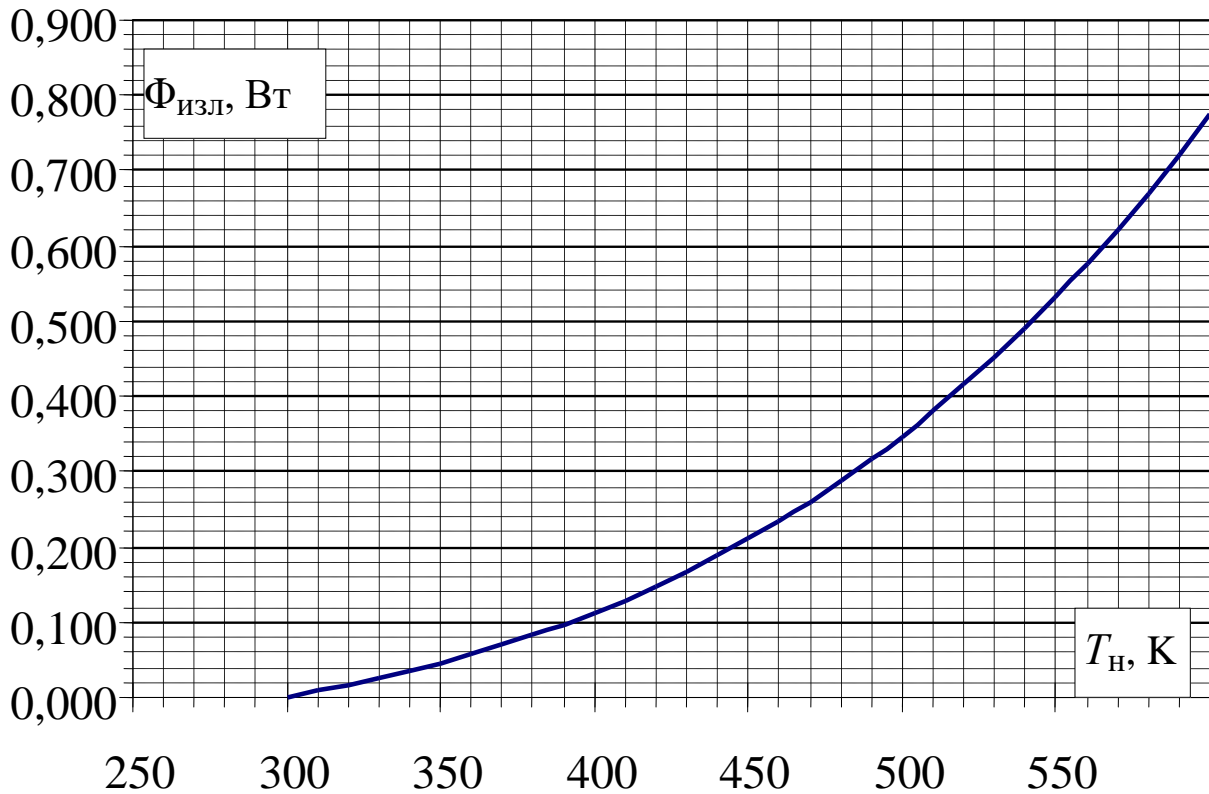


Рис. П.1. Зависимость мощности теплового излучения от температуры нити (при $T_c = 298\text{ K}$)

2. Для оценки теплового потока, переносимого конвекцией рассмотрим идеализированную модель, в которой нагретый воздух, находящийся возле нити, поднимается до верхнего конца цилиндра, перемещается к внешней стенке, охлаждается и опускается вниз, там перемещается к центру и снова оказывается возле нагретой нити. Возникают два потока – восходящий (в центральной части) и нисходящий (возле внешних стенок). Радиус цилиндра, условно разделяющий эти потоки, т. е. поверхность, где воздух постоит, назовём радиусом восходящего потока r_K .

Для оценки примем радиус потока равным радиусу, соответствующему средней температуре между нитью и стенкой сосуда. Для $T_n = 500\text{ K}$ по формуле (2.6) построен график

на рис. П2. На основании графика примем $r_K = 0,4$ мм, температуру восходящего потока $T_1 = 450$ К, температуру нисходящего $T_2 = 320$ К, плотности воздуха, соответствующие данным температурам $\rho_1 = \frac{PM}{RT_1}$ и $\rho_2 = \frac{PM}{RT_2}$. На концах внутреннего цилиндра из-за меньшей плотности воздуха создается разность давлений $\Delta P = (\rho_2 - \rho_1)gL$. Вязкость воздуха при такой температуре $\eta = 2,3 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

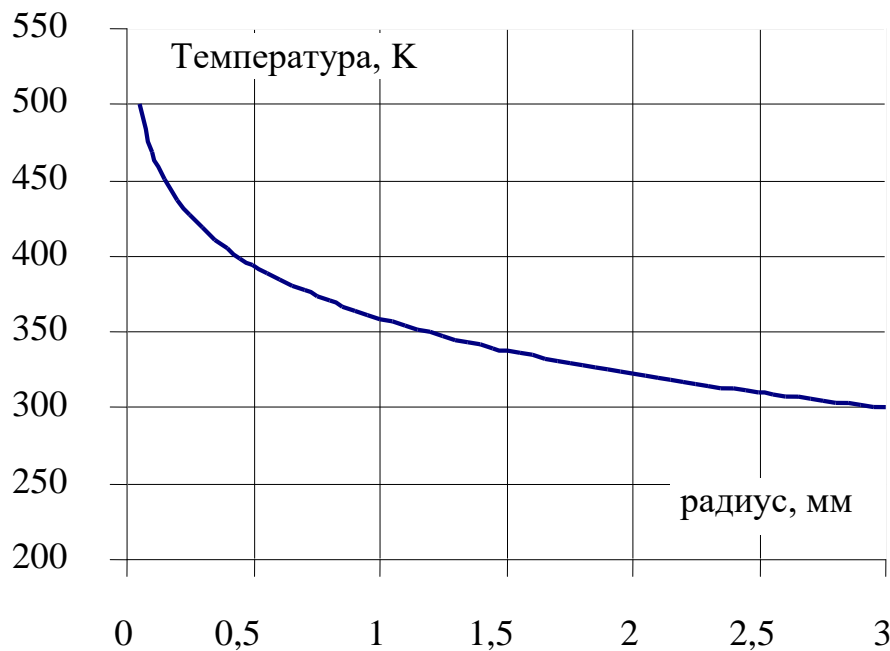


Рис. П.2. График зависимости температуры воздуха от радиуса

В наших оценочных расчетах можно пренебречь трением воздуха о поверхность нити в связи с её малой площадью и воспользоваться формулой Пуазейля, которая позволяет рассчитать объёмный расход через цилиндрическую трубку. Получим объём воздуха, прошедшего возле нити в единицу времени. Умножив объём на плотность, получим массу воздуха, умножив массу на удельную теплоёмкость и разницу температур, получим перенесённое тепло в единицу времени, т. е. мощность конвекционного переноса:

$$\Phi_{\text{КОНВ}} = \left(\frac{\Delta P (r_K)^4 \pi}{8 \eta L} \right) \left(\frac{PM}{RT_1} \right) \left(\frac{5R}{2M} (T_1 - T_2) \right).$$

Проведя сокращения, получим:

$$\Phi_{\text{КОНВ}} = \frac{PMg(r_K)^4 \pi \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \frac{P}{T_1} \frac{5}{2} (T_1 - T_2)}. \quad (\text{П1})$$

Основным фактором, влияющим на мощность конвекционного переноса тепла, является радиус восходящего потока. Посчитаем мощность конвекционного переноса для двух значений радиуса потока принятого нами: $r_K = 0,4$ мм и заведомо большего радиуса $r_K = 1,6$ мм, получим:

$$\Phi_{\text{КОНВ}}(r_K = 0,4 \text{ мм}) \approx 10^{-4} \text{ Вт},$$

$$\Phi_{\text{КОНВ}}(r_K = 1,6 \text{ мм}) \approx 10^{-2} \text{ Вт}$$

что на несколько порядков меньше подводимой мощности.

Таким образом, мы действительно можем пренебречь конвекционным переносом тепла.

Составители

Дырдин Валерий Васильевич
Смирнов Вячеслав Геннадьевич
Мальшин Анатолий Александрович

ТЕПЛОФИЗИКА

Лабораторный практикум
по дисциплине «Теплофизика» для обучающихся
направления 20.03.01 Техносферная безопасность

Печатается в авторской редакции

Подписано в печать 25.03.2019. Формат 60×84/16.
Бумага офсетная. Отпечатано на ризографе. Уч.-изд. л. 2,8.
Тираж 34 экз. Заказ
КузГТУ, 650000, Кемерово, ул. Весенняя, 28.
Издательский центр УИП КузГТУ. 650000, Кемерово, ул. Д. Бедного, 4а.