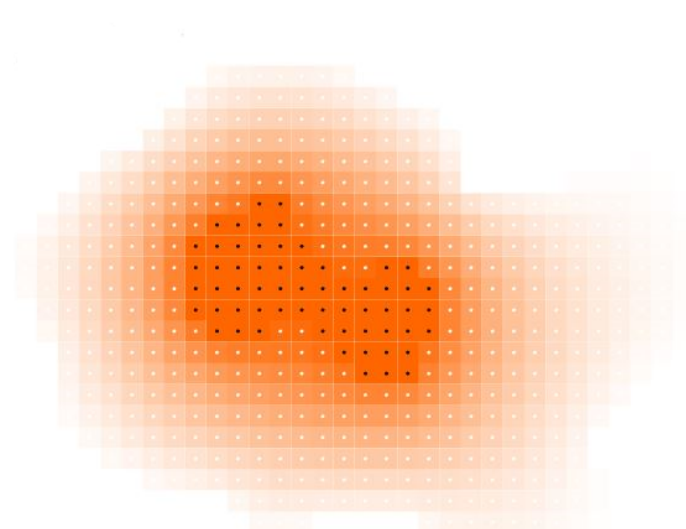
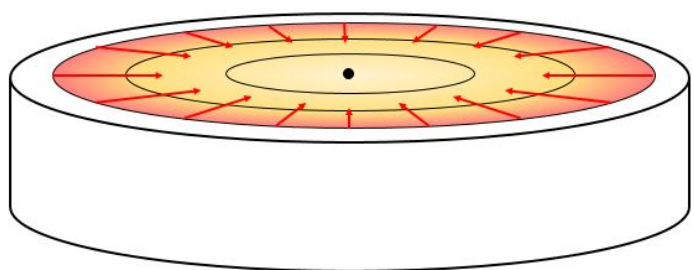


ТЕМПЕРАТУРА И МЕТОДЫ ЕЁ ИЗМЕРЕНИЯ



Исследование некоторых методов измерения температуры и границ их применимости.
Математическое описание температуры тела с помощью теории Броуновского движения
Эйнштейна и уравнения теплопроводности.

И. Е. Ильин

3 января 2018 г.

Содержание

1	Температура	4
1.1	Определение температуры	4
1.2	Хаотическое движение молекул	4
2	Теплопроводность	5
2.1	Уравнение теплопроводности, перенос тепла	5
3	Методы измерения температуры	6
3.1	Тепловое расширение	6
3.2	Изменение электрического сопротивления	7
3.3	Термоэлектрические эффекты	9
3.4	Бесконтактные методы измерения температуры	12
4	Заключение	14
	Список используемой литературы	15

Введение

Температура - это очень важная физическая величина, характеризующая термодинамическую систему и количественно выражающая интуитивное понятие о различной степени нагретости тел. Человек может воспринимать температуру тел непосредственно, с помощью органов чувств. Однако для анализа экспериментальных данных требуется объективное измерение температуры с помощью **термометров** - приборов, измеряющих эмпирическую температуру. В эмпирической шкале температур устанавливаются две реперные точки и число делений между ними - так были введены используемые ныне шкалы Цельсия, Фаренгейта и другие.

У физиков-экспериментаторов часто возникает необходимость точного измерения температуры. Так как диапазон возможных температур очень большой, не существует универсальных методов, позволяющих проводить точные измерения на всем этом диапазоне. Известно, например, что для измерения очень больших температур, при исследовании термоядерных реакций лучше всего работают бесконтактные методы измерения, одним из которых является использование так называемых **пирометров**. При измерении малых температур используют свойство материалов изменять объём и давление при изменении температуры. Иногда используется зависимость электрического сопротивления от температуры. Моей задачей было исследовать насколько точно различные приборы измеряют температуру и изучить границы их применимости.

1 Температура

1.1 Определение температуры

В молекулярно-кинетической теории температура динамической системы связывается со средней кинетической энергией хаотического движения молекул:

$$E_k = \frac{i}{2}kT \quad (1.1)$$

Где $k = 1,3806505 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - Постоянная Больцмана, а i - число степеней свободы молекулы вещества.

Как видно, при увеличении температуры, увеличивается средняя кинетическая энергия молекул.

Твердое тело, образует упорядоченную кристаллическую решётку, в которой молекулы притягиваются между собой и обладают некоторым потенциалом взаимодействия. Увеличение температуры твёрдого тела приводит к тому, что средняя кинетическая энергия молекул становится больше потенциальной энергии притяжения, из-за чего мы наблюдаем изменение агрегатного состояния нагретого вещества, в частности плавление.

1.2 Хаотическое движение молекул

В теории Броуновского движения Эйнштейна рассматривается случайное изменение координаты молекулы - Δ (В одномерном случае) относительно начального положения с некоторой плотностью вероятности $\varphi(\Delta)$ [1]. Предполагая постоянность количества молекул, разложим плотность (количество частиц на единицу объёма), зависящую от времени t и координаты x в

окрестности t по формуле Тейлора:

$$\rho(x, t + \tau) = \rho(x, t) + \frac{\tau}{1!} \frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \frac{\tau^2}{2!} \frac{\partial^2 \rho(x)}{\partial t^2} + \dots$$

Где τ - приращение по времени. При этом, определим $\varphi(\Delta)$ так, что

$$\begin{aligned} \rho(x, t + \tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x + \Delta, t) \varphi(\Delta) d(\Delta) \\ &= \rho(x, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\Delta) d(\Delta) + \frac{\partial \rho}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta}{1!} \varphi(\Delta) d(\Delta) + \\ &\quad \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta^2}{2!} \varphi(\Delta) d(\Delta) + \dots \\ &= \rho(x, t) \cdot 1 + 0 + \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta^2}{2!} \varphi(\Delta) d(\Delta) + \dots \end{aligned}$$

Интеграл в первом члене равен единице по определению функции плотности вероятности, а все члены, содержащие Δ в нечетной степени исчезают из-за пространственной симметрии. В итоге, из этого мы получаем, что

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \frac{o(\tau)}{\tau} = \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta^2}{2\tau} \varphi(\Delta) d(\Delta) + \frac{o(\Delta^2)}{\tau}$$

где

$$\frac{o(\tau)}{\tau} \mapsto 0 \quad \frac{o(\Delta^2)}{\tau} \mapsto 0$$

Так как Δ^2 величина более высокого порядка малости и $o(\Delta^2)$ есть $o(\tau)$. Тогда плотность ρ Броуновских частиц в координате x и моменте времени t удовлетворяет уравнению диффузии [2]:

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \quad (1.2)$$

Где член перед Лапласианом D - коэффициент диффузии. Если N частиц начинают движение из начала координат в момент времени 0, то решение этого уравнения можно записать в виде:

$$\rho(x, t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (1.3)$$

Как видно, мы получили нормальное распределение Гаусса с математическим ожиданием $\mu = 0$ и дисперсией $\sigma^2 = 2Dt$ (рис. 1).

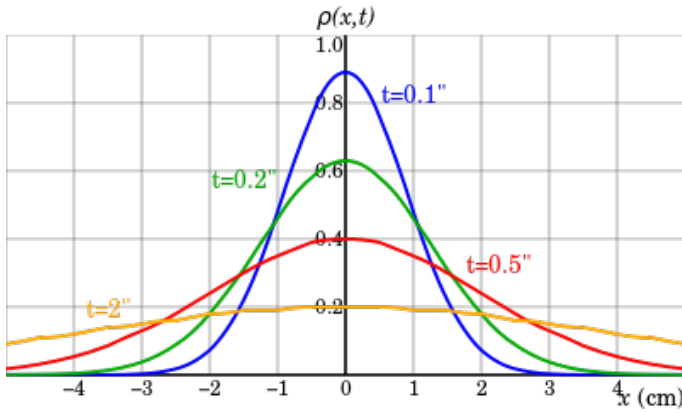


Рис. 1: Характерные колоколообразные кривые Броуновских частиц. В момент времени $t = 0$ распределение ведёт себя как δ -функция Дирака, а при увеличении времени распределение становится более плоским.

2 Теплопроводность

2.1 Уравнение теплопроводности, перенос тепла

Очень важной особенностью динамической системы является то, что температура в разных её точках различна. Что тогда принимать за температуру тела? Если размеры существенны и температура может вариироваться в разных точках,

то нужно рассматривать распределение тепла - процесс теплопроводности, уравнение которого в трехмерном случае можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \chi \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = f(\mathbf{r}, t)$$

Где χ - коэффициент температуропроводности.

$$\chi = \frac{\kappa}{\rho C_p} \quad (2.1)$$

κ - теплопроводность, ρ - плотность и C_p - изобарная удельная теплоёмкость. $f(\mathbf{r}, t)$ - это функция тепловых источников. Искомая функция, задающая температуру $u = u(\mathbf{r}, t)$

Если $f(\mathbf{r}, t) = 0$, то уравнение теплопроводности называется однородным. Рассмотрим задачу Коши для однородного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \chi \Delta u = 0 \quad (2.2)$$

$$u(\mathbf{r}, 0) = \varphi(\mathbf{r})$$

Где $\varphi(\mathbf{r})$ - начальная функция.

Ядром уравнения теплопроводности называется решение задачи Коши в случае, когда $\varphi(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r})$, где $\delta(\mathbf{r})$ - дельта-Функция Дирака. Это решение имеет вид:

$$u(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(\sqrt{4\pi\chi t})^3} e^{-\frac{r^2}{4\chi t}} \quad (2.3)$$

В одномерном случае [3]:

$$u(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\chi t}} e^{-\frac{x^2}{4\chi t}} \quad (2.4)$$

Как видно, **зависимость температуры от времени полностью совпало с зависимостью**

плотности распределения хаотически движущихся молекул от времени, которое мы получили в первом разделе. Это согласуется с утверждением о том, что температуру и теплопередачу определяет Броуновское движение частиц.

Пример численного решения уравнения теплопроводности (рис. 2).

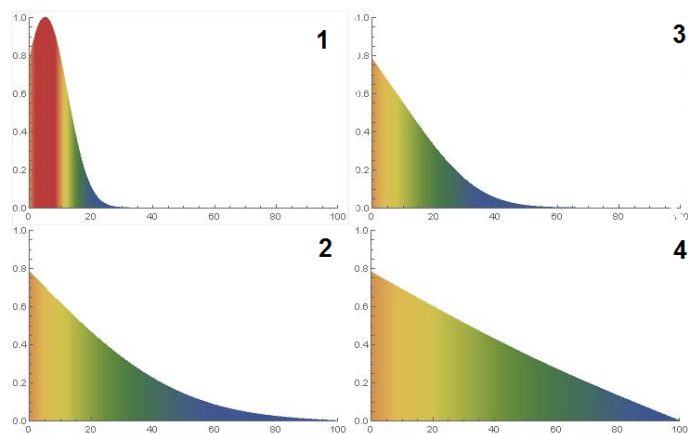


Рис. 2: Одномерное распределение температуры в одномерном стержне с краевыми условиями $u(0, t) = 0.8$ и $u(100, t) = 0$

3 Методы измерения температуры

При измерении температуры происходит перенос тепловой энергии: она либо отнимается от измеряемого объекта, либо добавляется. Последнее происходит в том случае, когда измеряемая температура ниже температуры датчика. Теплообмен между объектом и датчиком может приводить к систематическим погрешностям при измерении.

Измерение непосредственно температуры тела невозможно, но пользуясь различными связя-

ми температуры с другими физическими величинами, например давлением, можно её вычислить. Различным способам нахождения температуры будет посвящен следующий параграф. А начнём мы с одного из самых распространённых методов - теплового расширения.

3.1 Тепловое расширение

Действие многих термометров основано на явлении теплового расширения тел, которые могут быть твёрдыми, жидкими и газообразными. Этот факт выражает уравнение состояния идеального газа:

$$p = nkT \quad (3.1)$$

Где p - давление, n - концентрация, а T - температура газа. Константа $k = 1,3806505 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - Постоянная Больцмана, уже упоминалась выше.

Вследствие существенно большего теплового расширения жидкости в сравнении со стеклянным (кварцевым) резервуаром, в который она заключена, при изменении температуры изменяется длина столбика жидкости, находящейся в капилляре. Температуру определяют по положению мениска относительно шкалы, нанесённой непосредственно на капилляр.

Пример термометров такого типа на (рис. 3).



Рис. 3: Примеры термометров разного типа.

Такие термометры применяют для измерения температур в диапазоне от -200 до 750 °C.

При измерении температур от -39 до 550 °C применяются термометры из стекла, в которых термометрическим телом является ртуть, а температурным параметром – её объём. Температура кипения ртути при атмосферном давлении равна $356,58$ °C, поэтому для измерения более высоких температур (до 750 °C) над уровнем ртути должен находиться инертный газ под давлением до 70 атм. Для измерения низких температур до -80 °C применяются спиртовые термометры, а для температур до -200 °C – заполненные пентаном.

Погрешность измерения температуры таким прибором – это просто единица цены деления. Однако важно отметить тот факт, что разные приборы могут давать различные показания одной и той же температуры. Это происходит из-за того, что калибровка этих приборов разная. Также могут влиять другие факторы, например в случае ртутного термометра расширение стеклянной колбы вызовет изменение радиуса мениска.

3.2 Изменение электрического сопротивления

Электрическое сопротивление любого материала зависит от температуры. Если эта зависимость известна и достаточно точно воспроизводима, то её можно использовать и перейти от измерения температуры к измерению сопротивления. На этом принципе основана работа термометров сопротивления – терморезисторов. Терморезисторы могут быть изготовлены из чистых металлов (платина, медь, никель, железо) или из

полупроводников.

Металлический термометр представляет собой резистор, выполненный из чистой металлической проволоки или плёнки и имеющий известную зависимость электрического сопротивления от температуры, которую для чистых металлов можно записать в виде степенного ряда:

$$R(T) = R(T_0)(1 + \alpha(T - T_0) + \beta(T - T_0)^2 + \dots)$$

Где $R(T)$ – сопротивление резистора при температуре T , $R(T_0)$ – сопротивление резистора при некоторой эталонной температуре. При не слишком больших температурах можно пренебречь членами выше первого порядка:

$$R(T) \approx R(T_0)(1 + \alpha(T - T_0)) \quad (3.2)$$

То есть **зависимость сопротивления от температуры можно считать линейной при небольших температурах.**

Температурные коэффициенты α , β и другие определяются через измерение сопротивлений при определённых температурах. Наиболее распространённый тип металлических термометров – платиновый, так как платина имеет высокий температурный коэффициент сопротивления α , который при $T = 0$ равен $\alpha = 3,85 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, коэффициенты же β и другие малы, поэтому платиновый термометр имеет практически линейную зависимость сопротивления от температуры в широком диапазоне температур. Диапазон измерения температуры платиновым термометром сопротивления от -200 до 1100 °C. Достаточно широко используются термометры, выполненные из никеля и меди. Никелевый термометр имеет более высокий температурный коэффициент: в диапазоне температур $(0 \div 100)$ °C, $\alpha = 5,8 \cdot 10^{-3} K^{-1}$. Диапазон температур, измеряемых никелевыми термометрами, – от 0 до

300 °С. Медь имеет температурный коэффициент $\alpha = 4,28 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ и достаточно хорошую линейность. Но при высоких температурах медь легко окисляется, поэтому медные термометры используются в малом температурном диапазоне от –50 до 150 °С. Достоинством металлических термометров являются хорошая воспроизводимость, стабильность, точность, линейность.

В полупроводниках изменение сопротивления связано с изменением числа свободных носителей заряда. При повышении температуры число свободных носителей заряда увеличивается согласно соотношению:

$$n = n_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Где E_g - энергия, необходимая для преодоления запрещённой зоны.

Для идеальных полупроводников (количество дырок и электронов одинаково) зависимость сопротивления от температуры $R(T)$ имеет вид:

$$R(T) = Ae^{-\frac{b}{T}} \quad (3.3)$$

Коэффициенты A и b зависят от свойств материала и геометрических размеров. Из уравнения (3.3) следует, что при повышении температуры сопротивление полупроводников резко уменьшается, т.е. они имеют отрицательный температурный коэффициент. Чувствительность полупроводникового датчика значительно выше, чем металлического. Такой чувствительный к температуре полупроводниковый резистор называют термистором. В данной работе исследуется только действие металлического термометра.

В качестве термометра мы использовали катушку сопротивления из неизвестного материала, который нам предстояло изучить. Для изме-

рения сопротивления мы использовали мультиметр VC97.

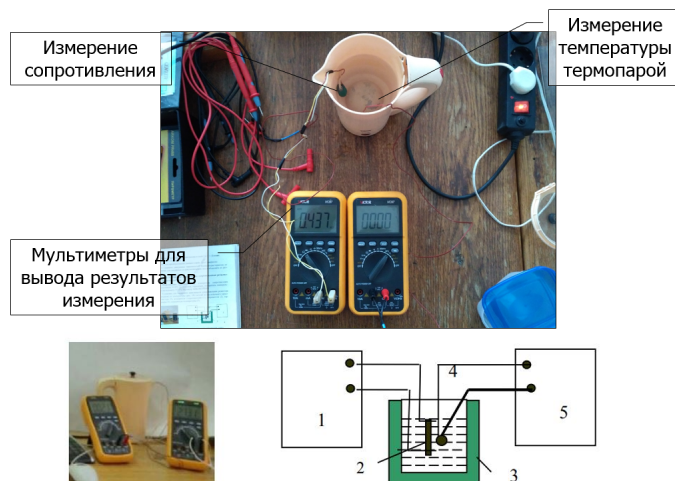


Рис. 4: Схема установки для измерения зависимости сопротивления катушки от температуры: 1 – мультиметр VC 97, 2 – терморезистор, 3 – нагреватель, 4 – термопара, 5 – мультиметр VC 97

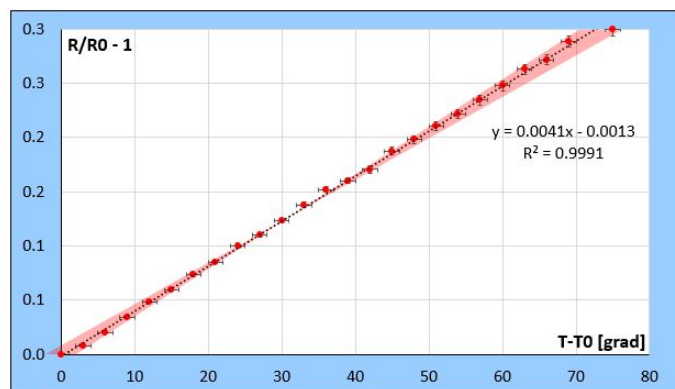


Рис. 5: График зависимости $R(T)$. В измеряемых нами диапазонах температуры сопротивление линейно растет с увеличением температуры. $\alpha = 4,1 \pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \cdot 10^{-3}$

Перед нами встала задача измерения температуры воды и сопротивления резистора. Вода нагревалась в специальном резервуаре с помощью небольшого нагревателя (рис. 4).

Начиная с температуры 22 °C мы проводили измерение сопротивления с шагом в 3 °C. В итоге, мы получили следующий график зависимости сопротивления от температуры (рис. 5).

В результате, как и ожидалось, сопротивление линейно растет с увеличением температуры. Для металла, из которого изготовлена наша катушка $\alpha = 4,1 \pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \cdot 10^{-3}$.

Зная коэффициент α , можно определить, из какого металла сделана катушка, пользуясь таблицей температурных коэффициентов сопротивления некоторых материалов (рис. 6).

Проводник	$\alpha, 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Алюминий	4,2
Вольфрам	5
Железо	6
Золото	4
Константан (сплав <i>Ni-Cu + Mn</i>)	0,05
Латунь	0,1 ÷ 0,4
Магний	3,9
Медь	4,3
Никель	5,8
Нихром (сплав никеля хрома железа и марганца)	0,17
Олово	4,4
Платина	3,9
Ртуть	1,0
Свинец	3,7
Серебро	4,1
Сталь	1 ÷ 4
Цинк	3,7

Рис. 6: Температурный коэффициент сопротивления некоторых материалов

Исходя из этой таблицы, **наша катушка мо-**

жет быть сделана из алюминия, золота, серебра либо стали.

3.3 Термоэлектрические эффекты

Термоэлектрический термометр, или термопара - очень распространённый в технических устройствах датчик. Принцип действия термопары основывается на эффекте Зеебека, суть которого в том, что если однородный проводник имеет разную температуру на измерительных контактах, то между контактами возникает разность потенциалов. Согласно этому явлению, возникновение термоэдс происходит не только в месте спая, но и по всей длине термоэлектрода. Это приводит к тому, что возникающая термоэдс будет зависеть от протяженности термоэлектрода. Пример термопары на (рис. 3).

Опыт показывает, что если два разных металлических проводника привести в состояние контакта, то между проводниками возникает разность потенциалов (контактная разность потенциалов), величина которой определяется сортом металла и температурой контакта.

Возникновение контактной разности потенциалов можно объяснить с помощью модели свободных электронов. В результате соприкосновения контактов происходит обмен электронами. Например, металл, имеющий меньшее значение работы выхода электронов, легче их теряет и заряжается положительно, а металл с большей работой выхода накапливает электроны и заряжается отрицательно. Появление контактной разности потенциалов E_0 в этом случае не зависит от температуры. С другой стороны, свободные электроны за счет диффузии могут перемещаться через место контакта, а вызываемая этим механизмом контактная разность потенци-

алов $\varepsilon(T)$ напрямую зависит от температуры. Благодаря этим двум механизмам исходно электронейтральные проводники могут зарядиться и на их концах появится контактная разность потенциалов.

Таким образом, при соединении двух проводников, на свободных концах разность потенциалов будет равна:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon(T) \quad (3.4)$$

Так как величина термоэдс определяется разностью температур между двумя спаями, то выражение для неё можно записать в виде степенного ряда:

$$\varepsilon(T) = \alpha_1(T - T_0) + \alpha_2(T - T_0)^2 + \dots$$

Где T_0 - известная температура холодного спая, а α_n - n -ый температурный коэффициент или коэффициент Зеебека.

Если измерения производятся в сравнительно небольшом интервале температур, то можно в первом приближении считать зависимость термоэдс от температуры линейной. Тогда, термостатируя "холодный" спай (дифференциальной термопары), при $T_0 = 0^\circ\text{C}$, измеряемую температуру можно рассчитать по формуле:

$$T(\varepsilon) = \varepsilon / \alpha_1 \quad (3.5)$$

При использовании терморезисторов/термопар, как и любых других контактных преобразователей, надо иметь в виду, что преобразователь измеряет не температуру объекта, с которым находится в тепловом контакте, а температуру своего чувствительного элемента. Эти температуры могут отличаться. Также необходимо учитывать инерционность термодатчика. Например,

при внесении терморезистора в среду с температурой T_e его температура будет изменяться во времени t по закону:

$$T = T_0 + (T_e - T_0)(1 - e^{-t/\tau})$$

где T_0 - начальная температура датчика до внесения в среду, а τ - его постоянная времени. Для проволочного датчика τ может составлять от 0,1 с до 10 с.

Нашей задачей было исследование распределения температуры по толщине цилиндрического слоя. Из решения уравнения теплопроводности (параграф 2) можно получить следующее соотношение для данного случая [4]:

$$T = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{\ln(d_2/d_1)} \ln \frac{d}{d_1} \quad (3.6)$$

Где T_1 и T_2 - температура обогреваемой и охлаждаемой поверхностей. d_1 и d_2 - соответствующие диаметры цилиндрического слоя исследуемого материала. d - текущее значение диаметра (рис. 7).

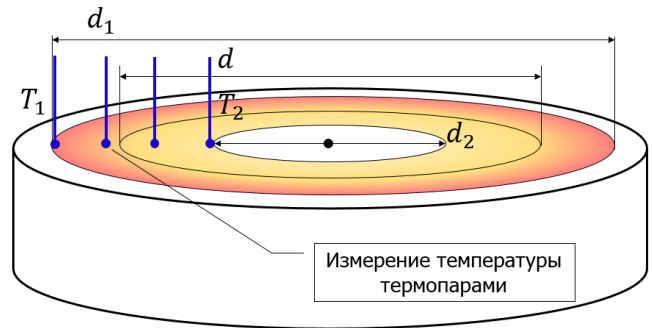


Рис. 7: Распределение температуры в цилиндрическом слое внутреннего диаметра d_2 и внешнего - d_1 . Синими стержнями обозначено положение термопар измерителя температуры CENTER 302.

Это соотношение справедливо, если обогреваемая и охлаждаемая поверхности являются

изотермическими, а тепловой поток – равномерный.

С помощью четырёхканального термопарного измерителя температуры CENTER 302 можно измерить температуру на границах цилиндра (T_1 и T_2). При этом две термопары будут находиться внутри цилиндра, что позволяет, вычислив по формуле (3.6) температуру в точках, где они установлены, сравнить показания датчика и результат вычисления.

Наша экспериментальная установка состояла из нагревателя с исследуемым веществом (воск) (рис. 8)

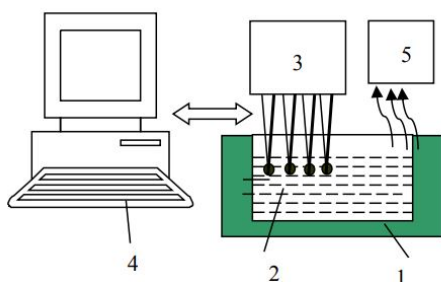
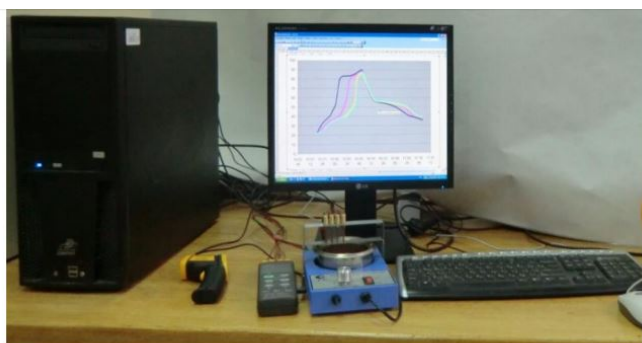


Рис. 8: Установка для измерения теплопередачи: 1 - нагреватель SOLDERPOTST-31C, 2 - исследуемый материал, 3 - четырёхканальный измеритель температуры, 4 - персональный компьютер, 5 - пирометр.

Четыре термопары измерителя температуры

CENTER 302 были помещены в воск на равных расстояниях друг от друга (1 см) и 1 см от последней термопары к центру. Регистрация зависимости температуры от времени производилась персональным компьютером. Мы получили следующий график зависимости температуры каждой из термопар от времени, по которой хорошо можно проанализировать, в какой момент времени начала плавиться та или иная часть воска (рис. 9)

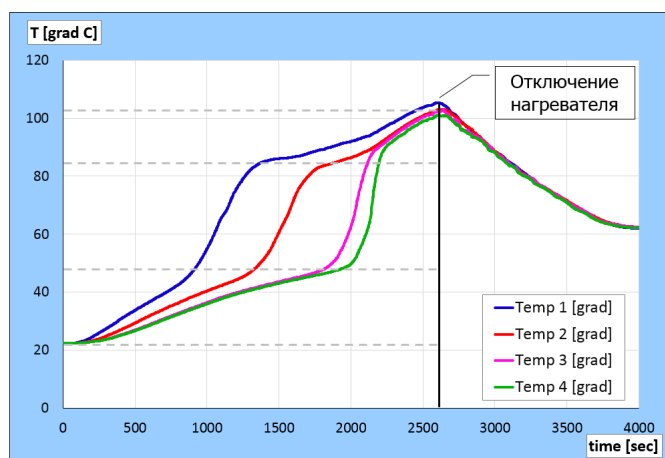


Рис. 9: График зависимости температуры каждой из термопар от времени. При температурах $22 \div 47$ °C происходит нагрев воска, а при температурах $47 \div 82$ °C - плавление.

Мы анализировали распределение температуры на временном промежутке, где агрегатное состояние воска было одинаково вдоль всего цилиндра ($t = 500 \div 800$ секунд).

Мы проанализировали распределение температуры по диаметру в момент времени $t = 740$ секунд. При помощи (3.6) мы построили график зависимости $T(d)$ (рис. 10):

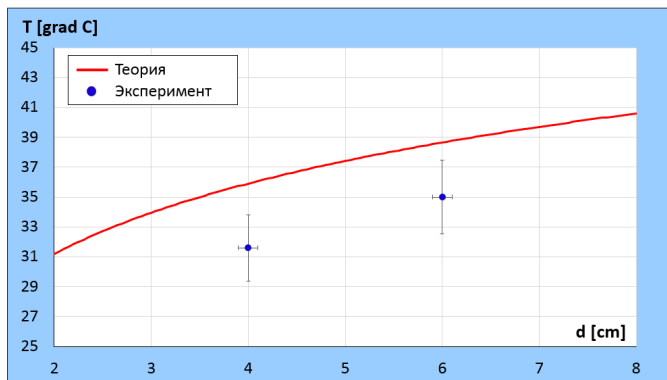


Рис. 10: Распределение температуры по диаметру. Теория и эксперимент. Наблюдаются расхождения выходящие за предел погрешности прибора.

Мы заметили расхождения теории и практики (около 10%). Мы объясняем это тем, что происходят существенные потери тепла с поверхности воска. Для более подробного анализа мы построили график зависимости температуры на второй и третьей термопаре от T_1 и сравнили экспериментальные данные с теорией (рис. 11):

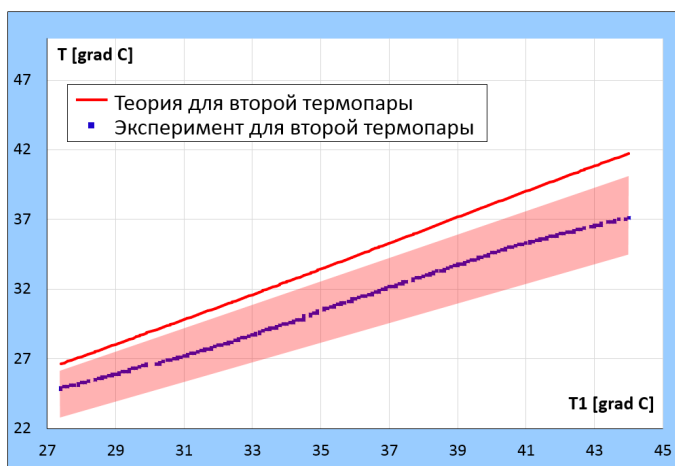


Рис. 11: График зависимости температуры на второй термопаре от температуры T_1 . Сравнение теории и практики.

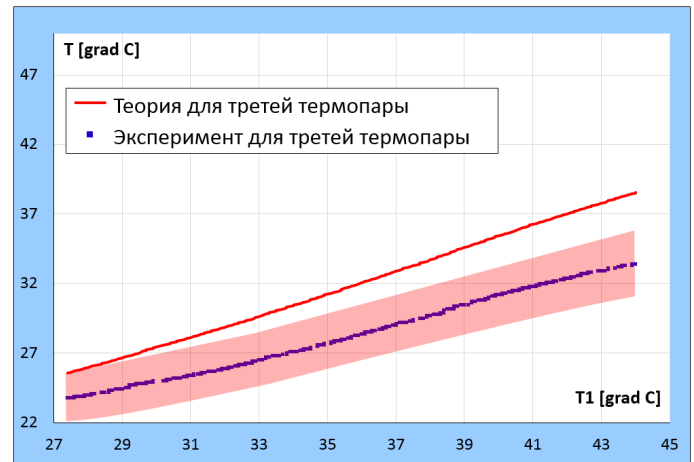


Рис. 12: График зависимости температуры на третьей термопаре от температуры T_1 . Сравнение теории и практики. Наблюдаются расхождения выходящие за предел погрешности прибора.

Как мы видим, наблюдаются расхождение теории и эксперимента. По нашему мнению, помимо существенных потерь тепла, влияет и то, что термопара измеряет не температуру воска, а температуру спая термопары, которая может оказаться несколько ниже температуры воска, что и приводит к тому, что в эксперименте температура на втором и третьем датчике немного ниже теоретической кривой.

3.4 Бесконтактные методы измерения температуры

Если тело нагрето значительно выше температуры окружающей среды, то его теплообмен со средой происходит не только благодаря теплопроводности и конвекции, но и посредством электромагнитного излучения. Интегральная излучающая способность E абсолютно чёрного тела пропорциональна четвёртой степени темпера-

туры его поверхности:

$$E = \sigma T^4 \quad (3.7)$$

Где σ - универсальная постоянная Стефана – Больцмана, которая равна $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$. Для тел, не являющихся абсолютно чёрными, интегральная излучающая способность описывается выражением:

$$E = \eta \sigma T^4 \quad (3.8)$$

Где η - коэффициент излучающей способности, определённый для полного излучения тела.

Закон Стефана – Больцмана определяет мощность излучения, испускаемого поверхностью с температурой T в пространство с абсолютно нулевой температурой. При измерении температуры излучения тепловыми датчиками необходимо учитывать излучение от датчика к объекту, т.е. тепловые датчики определяют только разность между мощностью излучения тела и датчика. В результате полезная мощность измеряемого излучения равна:

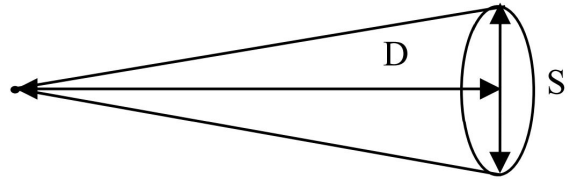
$$E = A\sigma(T_b^4 - T_d^4)$$

Где T_b и T_d - температура тела и датчика соответственно, а A - коэффициент излучающей способности данного тела.

Термометры, построенные на таком принципе работы называют термометрами излучения или пирометрами. Пример пирометра на (рис. 3). Поскольку интенсивность теплового излучения резко убывает с уменьшением температуры, то пирометрия используется для измерения относительно высоких температур. При температурах ниже 1000°C они не являются основными средствами измерения, при $> 1000^\circ\text{C}$ – основные,

а при $> 3000^\circ\text{C}$ – являются практически единственным методом измерения температуры.

Оптическое разрешение определяется отношением диаметра пятна (круга) S на поверхности, излучение с которого регистрируется пирометром, к расстоянию до объекта D .



Чем больше величина D/S , тем более мелкие предметы пирометр может различать.

Коэффициент излучения характеризует способность поверхности тела излучать инфракрасную энергию. Этот коэффициент определяется как отношение энергии, излучаемой конкретной поверхностью при определенной температуре (3.8), к энергии излучения абсолютно чёрного тела при той же температуре (3.7). Он может принимать значения от очень малых, ниже 0,1, до близких к 1.

При изучении распределения температуры, мы сравнивали температуры одной из термопар и показания пирометра (рис. 8).

Для сравнения показаний мы построили график зависимости температуры, показываемой пирометром, от температуры на термопаре (рис. 13):

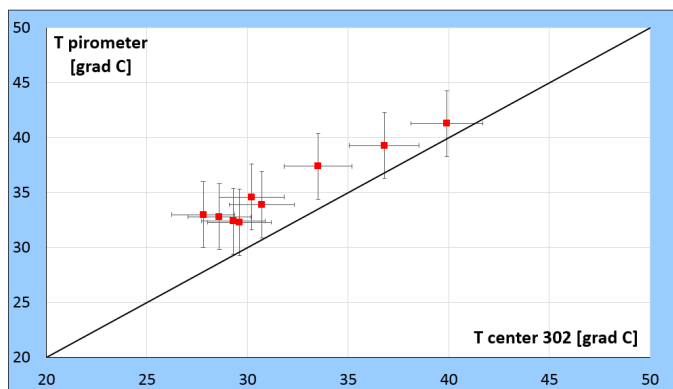


Рис. 13: График зависимости температуры, показываемой пирометром, от температуры на термопаре.

Различия в показаниях вызваны тем, что пирометр при измерении находился на достаточно большом расстоянии от воска, что увеличило площадь пятна измерения, а значит уменьшало оптическое разрешение. Мы видим, что температура, показываемая пирометром несколько выше температуры на термопаре, что может быть вызвано неточной калибровкой пирометра или систематическими ошибками измерения температуры на термопаре.

4 Заключение

В ходе работы мы дали определение температуры и математически описали процесс распространения тепла. Также нами было получено уравнение теплопроводности, решение которого совпало с распределением по плотности хаотически движущихся молекул, распределение которого получено из теории Броуновского движения Эйнштейна. Это объясняет тот факт, что температура и её распределение тесно связаны с хаотическим движением частиц и их средней кинетической энергией. После этого мы изучили методы измерения температуры, основанные на тепловом расширении, изменении электрического сопротивления, термоэлектрических эффектах и тепловом излучении. Полученное в первом параграфе решение уравнения теплопроводности, позволило нам получить формулу для распределения температуры по цилиндрическому слою и сравнить экспериментальные данные, полученные с помощью четырёхканального термодатчика CENTER 302, с предсказанием молекулярно-кинетической теории.

Список литературы

- [1] Einstein, Albert (1956) [1926]. Investigations on the Theory of the Brownian Movement (PDF). Dover Publications. Retrieved 2013-12-25.
- [2] Feynman, R. (1964). "The Brownian Movement". The Feynman Lectures of Physics, Volume I. pp. 41-1.
- [3] Cannon, John Rozier (1984), The One-Dimensional Heat Equation, vol. 23 (1st ed.), Encyclopedia of Mathematics and Its Applications, Reading-Menlo Park-London-Don Mills-Sidney-Tokyo/ Cambridge-New York-New Rochelle-Melbourne-Sidney: Addison-Wesley Publishing Company/Cambridge University Press, cc. XXV+483, ISBN 978-0-521-30243-2.
- [4] А. Д. Косинов, А. Г. Костюрина: Учебно-методическое пособие "Методы измерения температуры"