

МЕЖГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра «Физика»

ФИЗИКА

*Методические рекомендации к лабораторным работам
для студентов всех специальностей и направлений подготовки
дневной и заочной форм обучения*

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА



Могилев 2019

УДК 535
ББК 22.31
Ф 55

Рекомендовано к изданию
учебно-методическим отделом
Белорусско-Российского университета

Одобрено кафедрой «Физика» «12» июня 2019 г., протокол № 9

Составители: д-р физ.-мат. наук, доц. А. В. Хомченко;
канд. физ.-мат. наук, доц. А. И. Ляпин;
канд. физ.-мат. наук, доц. П. Я. Чудаковский;
ст. преподаватель С. О. Парашков;
ст. преподаватель Е. В. Пивоварова

Рецензент канд. техн. наук А. П. Прудников

В методических рекомендациях приводятся общие сведения об изучаемых явлениях, описание лабораторных установок и принцип их действия, излагается программа выполнения работ по разделам «Молекулярная физика» и «Термодинамика» в курсе «Физика».

Учебно-методическое издание

ФИЗИКА

Ответственный за выпуск	А. В. Хомченко
Технический редактор	А. А. Подошевка
Компьютерная верстка	Н. П. Полевничая

Подписано в печать . Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Печать трафаретная. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 115 экз. Заказ №

Издатель и полиграфическое исполнение:
Межгосударственное образовательное учреждение высшего образования
«Белорусско-Российский университет».
Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/156 от 07.03.2019.
Пр-т Мира, 43, 212022, Могилев.

© Белорусско-Российский
университет, 2019



Содержание

Правила ОТ и ТБ при выполнении лабораторных работ.....	4
1 Лабораторная работа № 12. Определение коэффициента теплопроводности твердых тел.....	5
2 Лабораторная работа № 13. Определение отношения изобарной и изохорной теплоемкостей воздуха.....	11
3 Лабораторная работа № 14. Явление переноса в газе при его течении через капилляр.....	16
4 Лабораторная работа № 15. Определение коэффициента внутреннего трения жидкости по методу Стокса.....	20
5 Лабораторная работа № 16. Определение отношения изобарной и изохорной теплоёмкостей воздуха.....	23
6 Лабораторная работа № 17. Изучение сил межмолекулярного взаимодействия.....	28
7 Лабораторная работа № 27. Изучение зависимости температуры кипения воды от внешнего давления.....	34
8 Лабораторная работа № 28. Определение теплоемкости твердых тел.....	38
Список литературы	41



Правила ОТ и ТБ при выполнении лабораторных работ

Лабораторные работы составлены в соответствии с требованиями следующих государственных стандартов: ГОСТ 12.1.01.9–79 *ССБТ. Электробезопасность. Общие требования* и ГОСТ 12.1.030–81 *ССБТ. Электробезопасность. Защитное заземление. Зануление*.

Перед выполнением лабораторных работ необходимо изучить инструкцию по технике безопасности при работе на установках в лаборатории и расписаться в «Журнале учета прохождения студентами инструкции по технике безопасности».

Перед началом выполнения лабораторной работы студенты должны ознакомиться со схемой, уяснить порядок включения и выключения аппаратуры, а также порядок выполнения лабораторной работы. В случае обнаруженных повреждений следует немедленно заявить об этом преподавателю, который проводит занятия.

Запрещается:

- входить в лабораторию в верхней одежде;
- производить соединение проводов, находящихся под напряжением;
- самостоятельно производить ремонт аппаратуры и макетов;
- передвигать электроплитки и колбы во время проведения работ;
- оставлять без надзора включенные лабораторные установки;
- при отключении сетевого питания выдергивать питающий силовой шнур из розетки за провод (необходимо это делать, держась за вилку);
- класть сумки, а также другие личные вещи на приборы, лабораторные установки, устройства.

При возникновении аварийной ситуации или обнаружении искрения или запаха дыма следует немедленно отключить аппаратуру и доложить преподавателю. После окончания лабораторной работы все схемы, макеты и аппаратура должны быть отключены от сети питания, рабочее место приведено в порядок.



1 Лабораторная работа № 12. Определение коэффициента теплопроводности твердых тел

Цель работы: экспериментально исследовать явление теплопроводности металлов; измерить теплопроводность металлического стержня.

1.1 Общие сведения

Если в некоторой среде создать вдоль оси X градиент температуры, то возникает тепловой поток q , удовлетворяющий уравнению Фурье

$$q = -\chi \frac{dT}{dx}, \quad (1.1)$$

где q – плотность теплового потока, $q = Q/(S \cdot dt)$;

Q – количество теплоты, которое переносится за время dt через площадку площадью S ;

χ – коэффициент теплопроводности (теплопроводность среды).

Знак «минус» отражает тот факт, что теплота переносится в направлении убывания температуры.

Коэффициент χ численно равен количеству теплоты, прошедшему через единицу площади в единицу времени при градиенте температуры, равном единице:

$$\chi = \frac{Q}{\frac{dT}{dx} S dt}.$$

Единицей измерения теплопроводности является ватт на метр-кельвин.

Теплопроводность твердых тел во много раз превосходит теплопроводность газов. Теплопроводность газов при нормальных условиях имеет порядок $1 \text{ мВт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, значение теплопроводности твердых тел приблизительно $10^6 \text{ мВт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Теплопроводность осуществляется за счёт взаимодействия молекул, а не их переноса. Энергия тепловых колебаний атомов нагретой части тела передаётся атомам не нагретой части.

По способности проводить теплоту твердые тела можно разделить на плохие проводники – диэлектрики и хорошие проводники – металлы. В диэлектриках концентрация свободных электронов мала и энергия тепловых колебаний передается от одного узла решетки к другому посредством волнового процесса (решеточная теплопроводность). В металлах, помимо решеточной теплопроводности, необходимо также учитывать теплопроводность за счет переноса тепла свободными электронами. При высокой температуре электронная теплопроводность очень существенна. Поэтому теплопроводность металлов значительно превосходит теплопроводность диэлектриков.



Пусть имеется металлический стержень поперечного сечения S (рисунок 1.1). Если температура концов стержня постоянна, то плотность потока теплоты и распределение температуры вдоль стержня в каждом его сечении также будут постоянными. Если же температура одного из концов стержня изменяется, то плотность потока теплоты и температура в любом сечении стержня также будут изменяться во времени. Кроме того, теплопроводность

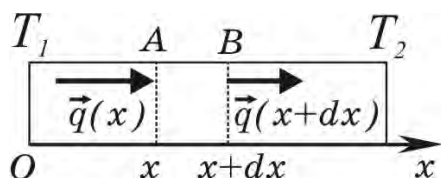


Рисунок 1.1 – Распределение температуры вдоль стержня

может иметь разные значения в разных сечениях стержня, т. е. зависеть от координаты x . Количество теплоты, поступающее в отрезок AB стержня через основание A за время dt , $\delta Q_1 = q_x(x)Sdt$. Количество теплоты, уходящее через основание B , $\delta Q_2 = q_x(x + dx)Sdt$. Количество теплоты, оставшееся в отрезке AB , приведёт к изменению температуры этого отрезка за промежуток времени dt :

$$\delta Q_1 - \delta Q_2 = cdm \cdot dT, \quad (1.2)$$

где c – удельная теплоёмкость;

dm – масса, $dm = \rho Sdx$;

ρ – плотность материала стержня;

dT – изменение температуры отрезка AB .

Выразив в формуле (1.2) величину Q через $q_x(x)$, получим $(q_x(x) - q_x(x + dx))Sdt = c\rho Sdx \cdot dT$ или $-dq_x(x)dt = c\rho dx \cdot dT$, откуда

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x}. \quad (1.3)$$

В уравнении (1.3) используется знак частной производной, т. к. T и q_x зависят от двух переменных t и x . Подставив в (1.3) q_x из (1.1), получим

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (1.4)$$

Это уравнение называется уравнением теплопроводности. В частном случае, когда теплопроводность χ не зависит от температуры, а следовательно, и от координаты x , уравнение (1.4) принимает вид:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1.5)$$



где D – температуропроводность среды, определяемая выражением

$$D = \frac{\chi}{\rho c}. \quad (1.6)$$

В данной лабораторной работе тепловые характеристики металлов и сплавов, изготовленных в виде стержней, определяются методом температурной волны. В этом методе на одном конце стержня создаются периодические колебания температуры и измеряется затухание температурной волны, распространяющейся в стержне. По полученным данным рассчитывается температуропроводность материала.

Можно показать, что если за промежуток времени Δt волна проходит расстояние Δx , то для двух точек с координатами x и $(x + \Delta x)$ отношение изменений с течением времени температуры $\Delta T(x, t)$ и $\Delta T(x + \Delta x, t)$ будет определяться соотношением

$$\frac{\Delta T(x, t)}{\Delta T(x + \Delta x, t)} = \exp\left(\frac{1}{2D} \frac{(\Delta x)^2}{\Delta t}\right)$$

или

$$\ln\left(\frac{\Delta T(x, t)}{\Delta T(x + \Delta x, t)}\right) = \frac{1}{2D} \frac{(\Delta x)^2}{\Delta t},$$

откуда

$$D = \frac{(\Delta x)^2}{2\Delta t \cdot \ln\left(\frac{\Delta T(x, t)}{\Delta T(x + \Delta x, t)}\right)}, \quad (1.7)$$

где

$$\Delta T(x, t) = T_{\max}(x, t) - T_{\min}(x, t);$$

$$\Delta T(x + \Delta x, t) = T_{\max}(x + \Delta x, t) - T_{\min}(x + \Delta x, t).$$

1.2 Описание лабораторной установки

Для определения тепловых характеристик металлов и сплавов в работе используется установка (рисунки 1.2 и 1.3), на которой изучается перенос теплоты вдоль горизонтально расположенного стержня 1 , находящегося в теплоизолирующем коробе 2 . Короб 2 зафиксирован на штырях 3 основания 4 .

Один конец стержня приводится в тепловой контакт с нагревателем 5 в теплоизолирующем корпусе 6 , изготовленном из фторопласта. Нагреватель может отодвигаться от стержня с помощью рычага 7 . Другой конец стержня закреплен в металлическом радиаторе 8 , который обеспечивает эффективный теплоотвод из стержня и который, в свою очередь, может охлаж-



даться вентилятором 9.



Рисунок 1.2 – Общий вид установки

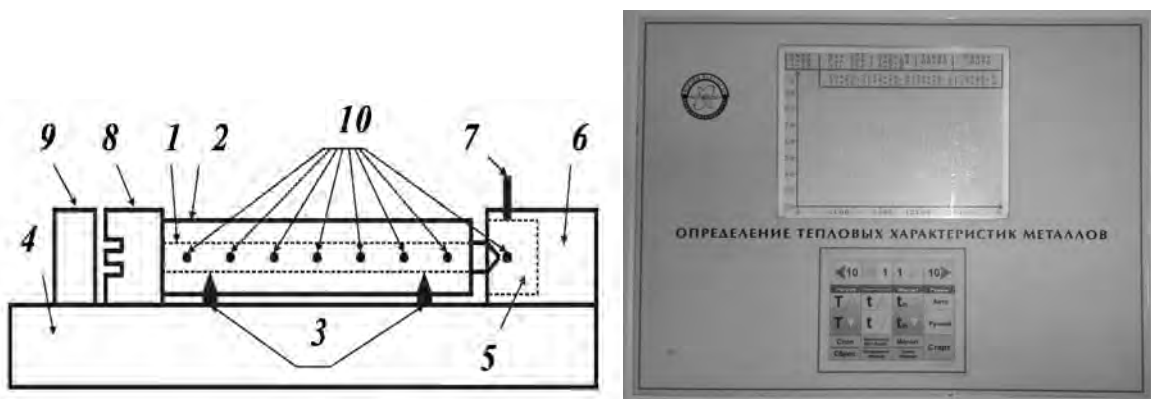


Рисунок 1.3 – Расположение термодатчиков и клавиатуры управления

Для измерения температуры нагревателя 5 и стержня 1 (в различных его сечениях) впаяны термодатчики 10, как показано на рисунке 1.3. По всей длине стержня на расстоянии 40 мм друг от друга расположено семь термодатчиков.



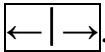
На передней панели установки размещены графический дисплей 11 и клавиатура управления 12, на задней панели – выключатель.

Кнопкой $\blacktriangle T \blacktriangledown$ задается значение температуры нагревателя (от 50 до 80 °С). После нажатия кнопки Старт нагреватель 5 автоматически отводится от стержня (если до этого он находился в контакте со стержнем) и подключается к источнику электрического тока. На цифровом дисплее 12 через каждые 2 с выводится значение мощности P электрического тока, пропускаемого через нагреватель.

Когда температура нагревателя достигает заданной величины, он автоматически в периодическом режиме приводится в контакт со стержнем и отводится от стержня через интервалы времени, предварительно заданные кнопкой t_m . Таким образом создаются периодические колебания температуры ΔT на конце стержня, в результате чего вглубь него распространяется температурная волна. Установка запоминает значения температуры, регистрируемые всеми термодатчиками через предварительно заданный интервал времени.

На графическом дисплее 11 отображаются зависимости температуры от

времени (колебания), регистрируемые семью термодатчиками, впаянными в стержень, а также численные значения температуры нагревателя T_n и температуры в различных сечениях стержня ($T_1...T_7$) для конкретного момента времени, определяемого положением вертикальной курсорной линии (в дальнейшем – «курсора»).

По завершении эксперимента кнопками  и  курсор перемещается вдоль горизонтальной оси на 1 или 10 делений. Направление перемещения курсора задается кнопкой .

Кнопка Сброс возвращает установку в начальное состояние (удерживать нажатой в течение 2 с).

Кнопка Старт используется в случае необходимости проведения измерений в ручном режиме работы установки. При необходимости проведения повторного эксперимента с данным стержнем следует охладить его в течение нескольких минут с помощью вентилятора 9, приводимого в действие кнопкой Охлаждение.

Для смены стержня (точнее, коробки со стержнем) необходимо осуществить следующую последовательность действий.

1 Если нагреватель 5 приведен в контакт со стержнем 1, то нажатием (в течение 2 с) кнопки М следует отвести его в сторону.

2 Придерживая одной рукой основание 4, второй рукой осторожно тянуть коробку 2 со стержнем вверх попеременно то слева, то справа до момента ослабления фиксации коробки на штырях 3.

3 Полностью снять коробку, извлекая сначала ее левую часть, избегая при этом нажима на корпус вентилятора 9.

4 Установить короб со стержнем, изготовленным из другого материала, и зафиксировать ее на штырях 3.

Нельзя производить замену стержня при выключенной установке, т. к. при этом его заостренный конец царапает поверхность нагревателя.

1.3 Программа работы

1 Включить установку с помощью выключателя, расположенного на задней панели. Верхняя строка графического дисплея выглядит следующим образом:

$T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ $T_m = 4 \text{ min}$ $t = 20 \text{ sec}$ Mode: Auto.

На цифровом дисплее высвечивается надпись «Готов к работе». В соответствии с порядком действий, описанным в пункте 4 «Описания установки», установить коробку со стержнем, изготовленным из дюралюминия (белого цвета).

2 С помощью клавиатуры управления задать последовательным нажатием:

– кнопки  – температуру нагревателя: $T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$;

– кнопки tm – время, соответствующее половине периода колебаний температуры: $T_m = 4 \text{ мин}$;

– временной интервал между двумя последовательными измерениями температуры: 2 sec (при включении установки выставляется автоматически).



3 Нажать кнопку Старт. На цифровом дисплее появится надпись «Нагрев ↑». По истечении ~5 мин температура нагревателя T_n , отображаемая на графическом дисплее, достигает заданной величины. После этого начинается процесс измерения температуры всеми термодатчиками (длится 10 мин 40 с), в начале и по завершении которого установка издает звуковой сигнал. На цифровом дисплее появятся кривые, соответствующие примерно одному периоду колебаний температуры.




4 Перемещая курсор кнопками ,  и , найти и записать в таблицу 1 максимальное и минимальное значения температур, например, T_2 и T_3 , а также время начала $t_{нач}$ и окончания $t_{кон}$ интервалов, в течение которых T_2 и T_3 сохраняют свои максимальные и минимальные значения. Вычислить и занести в таблицу 1.1 время наступления максимального $t_{max} = \frac{t_{нач} + t_{кон}}{2}$ и минимального $t_{min} = \frac{t_{нач} + t_{кон}}{2}$ значений температур T_2 и T_3 . Аналогичные измерения выполнить для датчиков T_3 и T_4 .

Таблица 1.1 – Результаты измерений и расчетов параметров температурной волны для стержня

Температурный канал	max				min			
	$T, ^\circ\text{C}$	$t_{нач}, \text{с}$	$t_{кон}, \text{с}$	$t_{max}, \text{с}$	$T, ^\circ\text{C}$	$t_{нач}, \text{с}$	$t_{кон}, \text{с}$	$t_{min}, \text{с}$
T_2								
T_3								
T_4								

5 Выполнить пп. 2–4 для двух других стержней. Для этого сначала необходимо нажать кнопку «Сброс» и произвести смену стержня в соответствии с указаниями, содержащимися в пункте «Описание установки». Результаты занести в таблицу для соответствующего стержня.

6 Выключить установку.

7 По результатам измерений (см. таблицу 1.1) для двух выбранных соседних сечений стержня (расположенных на расстоянии $\Delta x = 40$ мм) найти промежутки времени между наступлениями максимумов $\Delta t_{max} = \Delta t_{max}(T_3) - \Delta t_{max}(T_2)$ и минимумов температуры $\Delta t_{min} = \Delta t_{min}(T_3) - \Delta t_{min}(T_2)$. Рассчитать средний промежуток времени, за который температурная волна проходит расстояние Δx , по формуле

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{max} + \Delta t_{min}}{2}.$$

8 Учитывая, что $\Delta T(x, t) = T_{2max} - T_{2min}$, $\Delta T(x + \Delta x, t) = T_{3max} - T_{3min}$, по формуле (1.7) вычислить температуропроводность D . Из формулы (1.6) и данных таблицы 1.2 определить теплопроводность χ . Аналогичные вычисления выполнить для датчиков T_3 и T_4 .

Таблица 1.2 – Плотность ρ и удельная теплоемкость c материала стержней

Материал	$\rho \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	$c \cdot 10^{-3}$, Дж/(кг·К)
Дюралюминий	2,8	0,90
Латунь	8,5	0,37
Сталь	7,8	0,46

9 Сравнить полученные для различных сечений значения χ между собой, а также с табличными значениями.

Контрольные вопросы

- 1 Что понимают под явлением теплопроводности?
- 2 Что называется плотностью потока теплоты?
- 3 Каков физический смысл теплопроводности?
- 4 Выведите уравнение Фурье.
- 5 Каков механизм переноса теплоты в твёрдом теле?
- 6 От чего зависит температуропроводность вещества?

2 Лабораторная работа № 13. Определение отношения изобарной и изохорной теплоемкостей воздуха

Цель работы: определить отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном объеме методом Клемана и Дезорма.

2.1 Общие сведения

Теплоемкостью называется скалярная физическая величина, равная количеству теплоты, которое надо сообщить телу, чтобы повысить его температуру на 1 К. Теплоемкость имеет размерность джоуль на кельвин.

$$C = \frac{\delta Q}{dT}.$$

Удельной теплоемкостью $C^{уд.}$ называется теплоемкость единицы массы.

$$C^{уд.} = \frac{1}{m} \cdot \frac{\delta Q}{dT}.$$

Удельная теплоёмкость имеет размерность джоуль на килограмм-кельвин.

Теплоемкость 1 моля вещества называется молярной теплоемкостью. Молярная теплоемкость имеет размерность джоуль на моль-кельвин, и определяется как

$$C^{\mu} = \frac{\mu}{m} \cdot \frac{\delta Q}{dT},$$



где μ – молярная масса вещества.

Удельная и молярная теплоемкости связаны соотношением

$$C^{\mu} = \mu \cdot C^{уд}.$$

Теплоемкость зависит от условий, при которых происходит нагревание газа. Так, согласно первому закону термодинамики,

$$\delta Q = dU + p \cdot dV,$$

где δQ – количество теплоты, переданное термодинамической системе;
 dU – изменение внутренней энергии системы;
 p – давление молекул газа;
 dV – изменение объема.

Теплоемкость определяется формулой

$$C = \frac{dU}{dT} + p \cdot \frac{dV}{dT}.$$

При постоянном объеме $dV = 0$ теплоемкость называется изохорной. Теплоемкость при постоянном объеме обозначим C_V , тогда

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V.$$

Теплоемкость при постоянном давлении называется изобарной и обозначается C_p .

Для молярных теплоемкостей справедливо соотношение Майера

$$C_p^{\mu} = C_V^{\mu} + R,$$

где R – универсальная газовая постоянная.

Изменение внутренней энергии 1 моля идеального газа определяется формулой

$$dU = \frac{i}{2} R \cdot dT,$$

где i – число степеней свободы молекул газа.

Следовательно, для изохорной и изобарной теплоемкостей одного моля можно записать

$$C_V^{\mu} = \frac{i}{2} R ; C_p^{\mu} = \frac{i+2}{2} R.$$

Тогда отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном объеме



$$\gamma = \frac{C_p^\mu}{C_v^\mu} = \frac{C_p^{\text{уд}}}{C_v^{\text{уд}}} = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (2.1)$$

Это отношение представляет собой характерную для каждого газа величину, которая определяется числом степеней свободы молекул газа. Величина γ является показателем адиабаты для процессов, протекающих в отсутствие теплообмена с окружающей средой (адиабатических процессов). Уравнения адиабаты идеального газа при различных переменных называются уравнениями Пуассона, они имеют вид: $P \cdot V^\gamma = \text{const}$; $T^\gamma \cdot P^{1-\gamma} = \text{const}$; $T \cdot V^{\gamma-1} = \text{const}$.

2.2 Описание лабораторной установки

В данной работе показатель адиабаты γ определяется методом Клемана и Дезорма [4, с. 162]. Величина γ определяется с помощью установки, состоящей из стеклянного баллона А с воздухом, насоса и водяного манометра М (рисунок 2.1).

Пусть значение давления в баллоне равно атмосферному. Выкачаем насосом небольшое количество воздуха из баллона и закроем кран K_1 , соединяющий баллон с насосом. Давление в баллоне понизится, а если разрежение воздуха происходит быстро, т. е. процесс близок к адиабатическому, то понизится и температура. Через некоторое время благодаря теплообмену воздух в баллоне нагреется до температуры окружающей среды и в манометре установится некоторая разность давлений Δp_1 .

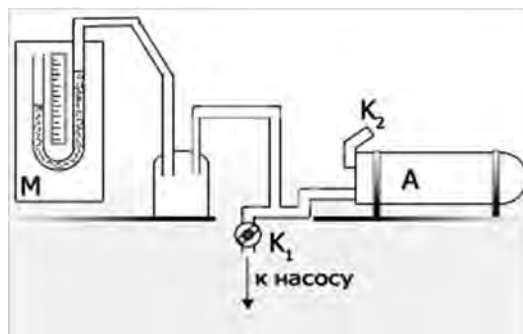


Рисунок 2.1 – Схема лабораторной установки

Если p_0 – атмосферное давление, а p_1 – давление воздуха в баллоне, то

$$p_1 = p_0 - \Delta p_1. \quad (2.2)$$

Пусть абсолютная температура окружающей среды (воздуха) T_1 . Тогда T_1 и p_1 характеризуют состояние газа в баллоне, которое называется первым состоянием. Быстро нажмём и отпустим клапан K_2 , соединяющий баллон с атмосферой. Количество воздуха в баллоне увеличится адиабатически до давления p_0 . При этом он нагреется до температуры T_2 .

Второе состояние воздуха в баллоне будет характеризоваться параметрами T_2 и p_0 . Нагревшийся во время напуска воздух в сосуде снова начнет охлаждаться до температуры окружающей среды T_1 . Давление при этом станет

равным p_2 . Значения T_1 и p_2 будут характеризовать третье состояние газа. Если разность уровней жидкости в манометре будет Δp_2 , то

$$p_2 = p_0 - \Delta p_2. \quad (2.3)$$

Так как переход из второго состояния к третьему произошел без изменения объема, то на основании закона Гей-Люссака можно записать

$$\frac{P_2}{T_1} = \frac{P_0}{T_2}. \quad (2.4)$$

К процессу перехода из первого состояния во второе может быть применена формула Пуассона

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^\gamma.$$

Подставляя в полученную формулу P_1 из формулы (2.2), имеем

$$\left(\frac{p_0 - \Delta p_1}{p_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^\gamma,$$

или

$$\left(1 - \frac{\Delta p_1}{p_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^\gamma = \left(1 - \frac{T_2 - T_1}{T_2}\right)^\gamma.$$

Так как $\frac{\Delta p_1}{p_0}$ и $\frac{T_2 - T_1}{T_2}$ есть величины малые по сравнению с единицей, то, разлагая оба двучлена по биному Ньютона и ограничиваясь членом первого порядка малости, получим

$$1 - (\gamma - 1) \frac{\Delta p_1}{p_0} = 1 - \gamma \frac{T_2 - T_1}{T_2},$$

откуда следует, что

$$p_0 \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \Delta p_1. \quad (2.5)$$

Выражение, стоящее в левой части уравнения (2.5), равно p_2 . Действительно, подставив в уравнение (2.4) значение p_2 из формулы (2.3) и решив его относительно p_2 , получим

$$p_2 = p_0 \frac{T_2 - T_1}{T_2}.$$



Следовательно, можно записать, что

$$\Delta p_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \Delta p_1,$$

откуда находим

$$\gamma = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}. \quad (2.6)$$

Так как Δp_1 численно равно разности уровней h_1 жидкости в манометре, а $\Delta p_2 - h_2$, то формулу (2.6) можно переписать следующим образом:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (2.7)$$

Таким образом, работа по определению отношения C_P/C_V сводится к измерению h_1 и h_2 .

2.3 Программа работы

1 При открытом кране K_1 выкачать воздух из баллона, пока разность уровней не достигнет 20...25 см. Закрыть кран K_1 и через 2...3 мин сделать отсчет разности h_1 уровней жидкости в манометре.

2 Нажать и быстро отпустить клапан K_2 , соединяющий баллон с окружающим воздухом. Через 2...3 мин снять показания h_2 на водяном манометре.

3 По формуле (2.7) вычислить значения γ .

4 Повторить все измерения 5 раз и вычислить среднее арифметическое значение $\langle \gamma \rangle$.

5 По формуле (2.1) вычислить теоретическое значение γ .

6 Данные занести в таблицу 2.1.

Таблица 2.1– Результаты измерений показаний водяного манометра

Номер измерения	h_1 , мм	h_2 , мм	γ	$\langle \gamma \rangle$ практическое	$\langle \gamma \rangle$ теоретическое
1					
2					
3					
4					
5					

Контрольные вопросы

1 Что называется теплоемкостью тела, удельной и молярной теплоемкостями? Какова связь между ними?

2 Что такое изобарная и изохорная теплоемкости? Как связаны друг с



другом C_p^μ и C_v^μ ?

3 Почему изобарная теплоемкость всегда больше изохорной?

4 Что понимают под числом степеней свободы? Каково выражение γ через число степеней свободы?

5 Что называется адиабатным процессом? Записать уравнения адиабатного процесса.

6 Как практически определить γ ?

3 Лабораторная работа № 14. Явление переноса в газе при его течении через капилляр

Цель работы: определить длину свободного пробега, эффективный диаметр молекул воздуха и вычислить его коэффициент вязкости.

3.1 Общие сведения

Молекулы газа, находясь в состоянии хаотического движения, непрерывно сталкиваются друг с другом. Между двумя последовательными столкновениями молекулы проходят некоторый путь, называемый длиной свободного пробега λ .

В общем случае путь, проходимый молекулой между последовательными столкновениями, может быть самым разным, поэтому вводится важный параметр молекулярно-кинетической теории – средняя длина свободного пробега молекул. Средней длиной свободного пробега $\langle \lambda \rangle$ называется среднее расстояние, проходимое молекулой между двумя последовательными соударениями. Эта величина находится по формуле

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \quad (3.1)$$

где n – концентрация молекул;
 d – эффективный диаметр молекул.

Согласно основному уравнению молекулярно-кинетической теории идеальных газов, концентрация определяется формулой

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (3.2)$$

где p – давление;
 T – абсолютная температура;
 k – постоянная Больцмана.

Тогда для средней длины свободного пробега получим



$$\langle \lambda \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2\pi} d^2 \rho}. \quad (3.3)$$

Столкновение молекул не следует понимать буквально и представлять себе этот процесс подобным соударению твердых шаров. Взаимодействие между молекулами характеризуется их взаимной потенциальной энергией E_p (рисунок 3.1). Если вторая молекула движется в силовом поле первой молекулы (помещенной в начале координат) и имеет запас кинетической энергии E_{k1} , то по мере приближения ее кинетическая энергия сначала возрастает (до $r = r_0$), т. к. действуют преимущественно силы притяжения, а затем начинает убывать (при $r < r_0$ силы притяжения сменяются быстро возрастающими силами отталкивания). Когда потенциальная энергия налетающей молекулы становится равной начальной кинетической энергии E_{k1} , молекула останавливается. Расстояние d , на которое сближаются при столкновении центры молекул, называется эффективным диаметром молекулы. Чем выше температура (больше начальная кинетическая энергия молекулы), тем меньше d .

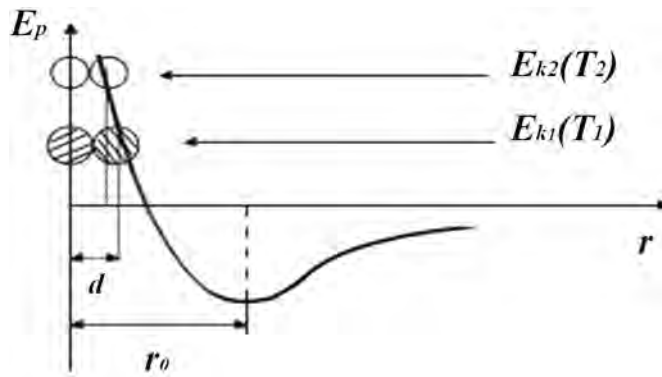


Рисунок 3.1 – Зависимость взаимной потенциальной энергии двух молекул от расстояния между их центрами

Значения $\langle \lambda \rangle$ и d можно определить по коэффициенту внутреннего трения (вязкости). В потоке газа молекулы участвуют одновременно в двух движениях: хаотическом (тепловом) со средней скоростью $\langle v \rangle$ и упорядоченном – со скоростью потока. При наличии двух соприкасающихся слоев газа, движущихся с различными скоростями U_1 и U_2 , молекулы, перелетая из слоя в слой вследствие теплового движения, либо отдают избыток своего импульса другим молекулам слоя (если она прилетела из слоя, движущегося быстрее), либо увеличивают свой импульс за счет других молекул (если она прилетела из слоя более медленного). В итоге импульс слоя, движущегося быстрее, убывает, а слоя, движущегося медленнее, возрастает. Таков механизм внутреннего трения.

Согласно молекулярно-кинетической теории, коэффициент динамической вязкости определяется формулой

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle, \quad (3.4)$$

где ρ – плотность газа.

3.2 Описание лабораторной установки

Когда из аспиратора 1 выливается вода (рисунок 3.2), давление в нем понижается и через капилляр 2 засасывается воздух, проходящий через осушительный фильтр 3. Вследствие внутреннего трения на концах капилляра возникает разность давлений. Возникающая разность давлений Δp измеряется водяным U-образным манометром 4. Длина капилляра и его радиус r измеряются непосредственно. Объем воздуха V , прошедшего за время τ через капилляр, определяется по шкале аспиратора, градуированной в литрах.

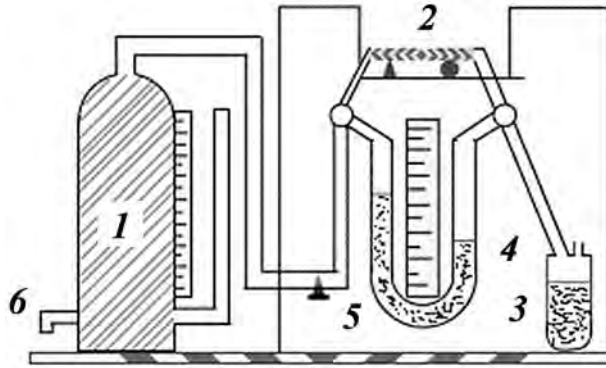


Рисунок 3.2 – Схема лабораторной установки

В этом случае коэффициент вязкости может быть найден по формуле Пуазейля

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8 l V}. \quad (3.5)$$

Средняя арифметическая скорость молекул находится по формуле

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (3.6)$$

Плотность газа определяется выражением

$$\rho = \frac{p \mu}{RT}, \quad (3.7)$$

где μ – молярная масса воздуха.

Решая совместно (3.4)–(3.7), получим расчётную формулу

$$\langle \lambda \rangle = 0,74 \cdot \frac{\Delta P}{P} \cdot \frac{r^4 \tau}{l \cdot V} \cdot \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.8)$$

3.3 Программа работы

1 Перед заполнением аспиратора кран 5 (см. рисунок 3.2) поставить так, чтобы риски на кране находились в положении «закрыто» (⌵). Кран 6 открыть до отказа. Аспиратор заполнить водой до красной черты на шкале. После заполнения аспиратора кран 6 закрыть, кран 5 поставить в положение «открыто» (⊥). Это правило надо строго соблюдать.

2 Открыть кран 6 (предварительно проверив положение риски на кране 5). Подождать несколько секунд, пока установится стационарное течение (разность уровней в манометре будет постоянной). Когда уровень воды в аспираторе подойдет к нулевой отметке, измерить время вытекания последовательно 5 л воды (по одному литру) – $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4, \tau_5$, соответственно, определить с помощью манометра разность давлений на концах капилляра $\Delta h_1, \Delta h_2, \Delta h_3, \Delta h_4, \Delta h_5$, (разность давлений измерять, когда уровень воды находится на половине соответствующего литрового деления).

3 Рассчитать разность давлений по формуле

$$\Delta p = \rho_e g \Delta h,$$

где ρ_e – плотность воды, $\rho_e = 10^3 \text{ кг/м}^3$;
 g – ускорение свободного падения, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$;
 Δh – высота, м.

Длину l измерить линейкой; T – температура окружающей среды; p определить по барометру и данные перевести в паскали; $R = 8,31 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$; $\mu = 0,029 \text{ кг/моль}$; $V = 1 \text{ л} = 1 \text{ дм}^3 = 10^{-3} \text{ м}^3$; $r = 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}$.

По формуле (3.8) определить $\langle \lambda_i \rangle$ для каждого измерения и среднее арифметическое значение $\langle \lambda \rangle$.

4 Из формулы (3.3), зная $\langle \lambda \rangle$, найти эффективный диаметр молекулы.

5 Используя формулы (3.6)–(3.8), оценить коэффициент динамической вязкости воздуха η по формуле (3.4).

6 Данные представить в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Результаты измерений и вычислений

Номер измерения	Δh , м	Δp , Па	p , Па	τ , с	l , м	T , К	V , м ³	$\langle \lambda_i \rangle$, м	$\langle \lambda \rangle$, м	d , м	η , кг/(м·с)
1											
2											
3											
4											
5											

Контрольные вопросы

1 Что такое средняя длина свободного пробега молекул? Какова ее зависимость от термодинамических параметров p и T ?

2 Что называется эффективным диаметром молекул газа?



- 3 Каков механизм возникновения сил внутреннего трения?
- 4 Какой формулой связаны коэффициент внутреннего трения (вязкость) и средняя длина свободного пробега молекул?
- 5 Как определяется в работе $\langle \lambda \rangle$, d и коэффициент вязкости η ?

4 Лабораторная работа № 15. Определение коэффициента внутреннего трения жидкости по методу Стокса

Цель работы: определить динамический коэффициент вязкости жидкости при комнатной температуре.

4.1 Общие сведения

В жидкостях, как и в газах, осуществляются процессы переноса (диффузия, теплопроводность, внутреннее трение). Так, возникшее под действием внешних сил поступательное движение слоев всегда накладывается на тепловое беспорядочное движение молекул, переносящих импульс из слоя в слой. Частицы медленного слоя проникают в быстрый слой и тормозят его. Между слоями возникает внутреннее трение – это явление возникновения силы трения между смежными слоями жидкости или газа, движущимися друг относительно друга с разными скоростями.

Сила внутреннего трения подчиняется закону Ньютона, т. е.

$$F = -\eta \frac{dv}{dx} \cdot S,$$

где $\frac{dv}{dx}$ – градиент скорости, показывающий, как быстро изменяется скорость течения жидкости на единице длины оси X ;

S – площадь соприкасающихся слоев;

η – коэффициент внутреннего трения, называемый также динамической вязкостью.

Знак «минус» обусловлен тем, что сила трения направлена в сторону убывания скорости.

Динамический коэффициент вязкости численно равен силе внутреннего трения, действующей на единицу площади поверхности взаимодействующих слоев при градиенте скорости, равном единице:

$$\eta = -\frac{F}{\frac{dv}{dx} \cdot S}.$$

Вязкость измеряется в килограммах на метр-секунду или в паскалях в секунду. Кинематическая вязкость определяется как отношение динамической вязкости и плотности жидкости:



$$v = \frac{\eta}{\rho}$$

Единица измерения кинематической вязкости – квадратный метр в секунду.

С повышением температуры коэффициент вязкости жидкости обычно уменьшается, а с увеличением давления – возрастает.

4.2 Описание лабораторной установки

Наиболее распространенным методом определения вязкости жидкости является метод Стокса [4, с. 140], известный как метод падающего шарика. Стекланный цилиндр установлен вертикально на специальной подставке. В цилиндр налита исследуемая жидкость. На поверхности цилиндра нанесены метки, расстояние между которыми обозначим ℓ (рисунок 4.1).

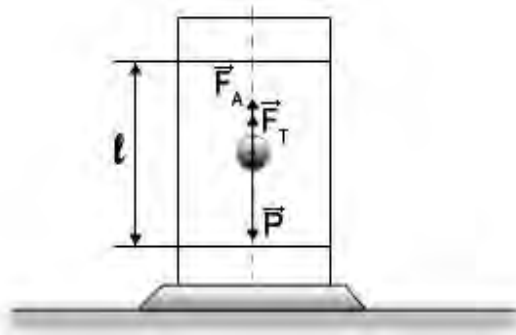


Рисунок 4.1 – Схема лабораторной установки

Сверху цилиндр закрыт специальной крышкой с отверстием в центре, в которое бросается шарик как можно ближе к оси. Для того чтобы шарик не оставлял за собой завихрений, цилиндр берется достаточно широким, а диаметры шариков малыми.

Шарик, попавший в вязкую жидкость, смачивается ею, и слой жидкости, увлекаясь шариком, движется со скоростью шарика. Все последующие слои постоянно приходят в движение с меньшей скоростью. Между слоями возникает внутреннее трение. На движущийся шарик действуют следующие силы (см. рисунок 4.1):

– сила тяжести

$$P = mg = \rho Vg = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho g,$$

где ρ – плотность шарика;

r – радиус шарика;

– выталкивающая сила Архимеда

$$F_A = \rho_0 Vg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g,$$

где ρ_0 – плотность жидкости;

– сила внутреннего трения, определяемая по формуле Стокса,

$$F = 6\pi\eta r v,$$

где η – коэффициент вязкости;

v – скорость движения шарика.

В начале движения шарика в жидкости его скорость мала, мала и сила Стокса. Шарик движется равноускоренно. С возрастанием скорости растёт сила сопротивления и наступает момент, когда сила тяжести уравнивается суммой сил Архимеда и Стокса. С этого момента шарик начинает двигаться равномерно:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi r \eta v.$$

Из последнего уравнения выразим коэффициент вязкости η

$$\eta = \frac{4r^2 g (\rho - \rho_0)}{18v}. \quad (4.1)$$

Учитывая, что $v = \frac{l}{t}$, а $r = \frac{d}{2}$, имеем расчётную формулу

$$\eta = \frac{(\rho - \rho_0) d^2 g t}{18l}. \quad (4.2)$$

Формула Стокса справедлива для круглого шарика, падающего в безграничной среде.

4.3 Программа работы

1 Измерить диаметр шарика микрометром не менее трех раз в различных направлениях. Найти средний диаметр.

2 Опустить шарик в цилиндр с жидкостью как можно ближе к оси. В момент прохождения шариком верхней отметки включить секундомер. Измерить время движения шарика между верхней и нижней метками. Измерить путь l , пройденный за это время шариком.

3 По формуле (4.2) вычислить коэффициент внутреннего трения, учитывая, что $\rho_0 = 1,25 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\rho = 7,85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

4 Измерения провести для пяти шариков. Данные занести в таблицу 4.1.

5 Значение коэффициента внутреннего трения рассчитывается для каждого из шариков, затем определяется его среднее значение $\langle \eta \rangle$.



Таблица 4.1 – Результаты измерений динамического коэффициента вязкости

Номер измерения	d_1 , м	d_2 , м	d_3 , м	$\langle d \rangle$, м	t , с	l , м	η , кг/(м·с)	$\langle \eta \rangle$, кг/(м·с)
1								
2								
3								
4								
5								

Контрольные вопросы

- 1 Какие явления переноса Вы знаете?
- 2 Поясните механизм внутреннего трения.
- 3 Что такое коэффициент динамической вязкости?
- 4 Какие силы действуют на шарик, падающий в жидкости?
- 5 Выведите расчетную формулу (4.2).

5 Лабораторная работа № 16. Определение отношения изобарной и изохорной теплоёмкостей воздуха

Цель работы: изучить изопроцессы в газе и определить отношение изобарной и изохорной теплоёмкостей воздуха.

5.1 Общие сведения

При распространении звуковой волны вдоль однородного цилиндрического образца с площадью поперечного сечения S в образце со скоростью v распространяется относительная деформация $\varepsilon = \Delta l/l$ (рисунок 5.1). Выделив некоторую часть образца, найдём плотность недеформированной среды:

$$\rho = \frac{m}{Sl}, \quad (5.1)$$

где l – длина выделенной части образца.

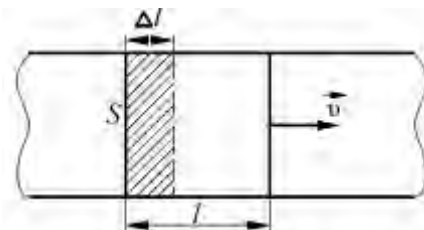


Рисунок 5.1 – Схема распространения возмущения вдоль однородного образца

Сжатию соответствует увеличение плотности, следовательно, плотность в области сжатия

$$\rho + \Delta\rho = \frac{m}{S(l - \Delta l)}. \quad (5.2)$$

Здесь следует учесть, что площадь поперечного сечения S образца не изменяется при распространении импульса сжатия. В формуле (5.2) умножим числитель и знаменатель на величину $(l + \Delta l)$:

$$\rho + \Delta\rho = \frac{m(l + \Delta l)}{S(l^2 - \Delta l^2)}.$$

Учитывая, что $\Delta l^2 \ll l^2$, получим

$$\rho + \Delta\rho = \frac{m(l + \Delta l)}{Sl^2} = \frac{m}{Sl} + \frac{m\Delta l}{Sl^2}.$$

Отсюда, учитывая формулу (5.1), имеем

$$\rho + \Delta\rho = \rho + \rho \frac{\Delta l}{l}$$

или

$$\Delta\rho = \rho\varepsilon. \quad (5.3)$$

Распространение возмущения представляет собой движение области сжатия со скоростью v вдоль образца. За промежуток времени dt через поперечное сечение пройдет участок сжатия длиной $dx = vdt$. Масса этого участка $dm = \Delta\rho Sdx$, или, учитывая (5.3), $dm = \rho\varepsilon Svdt$. Масса dm движется со скоростью v и имеет импульс $vdm = \rho\varepsilon Sv^2dt$. Это изменение импульса массы dm (поскольку до прохождения возмущения эта масса покоилась) по второму закону Ньютона равно произведению действующей на неё силы упругости и времени её действия. Записывая силу упругости по закону Гука

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l}, \quad (5.4)$$

получаем

$$Fdt = E\varepsilon Sdt,$$

где E – модуль упругости.

Следовательно, $\rho\varepsilon Svdt = E\varepsilon Sdt$, откуда

$$v^2 = \frac{E}{\rho}$$

и скорость распространения возмущения



$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (5.5)$$

Распространение деформации в среде представляет собой упругую волну. Если упругая волна распространяется в газе, находящемся в гладкой прямолинейной трубе с постоянным поперечным сечением, то, учитывая, что, в отличие от твердых тел, газы не оказывают сопротивления сдвигу, в них могут возникать только продольные волны, и, следовательно, скорость распространения упругой волны в газе можно вычислить по формуле (5.5). Определим величину E для газа. Если при действии силы F на некоторый объем газа давление в нем получит прирост ΔP по отношению к давлению газа P в невозмущенном состоянии, то по аналогии с (5.4)

$$\Delta P = E \frac{\Delta V}{V}.$$

Если считать изменения давления dP и объема dV бесконечно малыми, можно записать

$$E = - \frac{\Delta P}{\frac{\Delta V}{V}}, \quad (5.6)$$

где знак «минус» означает, что увеличение давления соответствует уменьшению объема.

Пусть в газе распространяется звуковая волна, которая представляет собой упругую волну малой интенсивности, способную вызвать ощущение звука, с частотой от 16 до 20 кГц. Колебания плотности в звуковой волне происходят так быстро, что теплообмен между слоями газа, имеющими различные температуры, не успевает произойти. Поэтому процесс распространения звуковой волны в газе можно считать адиабатным и к нему можно применить уравнение Пуассона

$$PV^\gamma = \text{const.}$$

Дифференцируя это уравнение, получим $V^\gamma dP + \gamma PV^{\gamma-1} = 0$, откуда

$$\frac{\Delta P}{\frac{\Delta V}{V}} = -\gamma P. \quad (5.7)$$

Из (5.6) и (5.7) найдем

$$E = \gamma P. \quad (5.8)$$

Определив P из уравнения Клапейрона-Менделеева и учитывая, что плотность газа $\rho = m/V$, получим



$$P = \frac{\rho RT}{\mu}.$$

Подставим значение P в (5.8), тогда

$$E = \gamma \rho \frac{RT}{\mu}. \quad (5.9)$$

Подставив соотношение (5.9) в формулу (5.5), будем иметь формулу Лапласа для расчёта скорости звука в газе

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}, \quad (5.10)$$

из которой вытекает

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{v^2 \mu}{R T}. \quad (5.11)$$

Таким образом, для определения отношения теплоёмкостей газа γ достаточно измерить его температуру и скорость распространения звука v в этом газе. Скорость звука при данной температуре может быть определена следующим образом. Во время распространения волны вдоль закрытого канала она многократно отражается от торцов, и звуковые колебания в канале – результат наложения этих отраженных волн. При звуковых колебаниях слои газа, прилегающие к торцам канала, не испытывают смещения. В этих местах образуются узлы смещения, которые повторяются через $\lambda/2$ по всей длине канала. Между узлами находятся максимумы смещения (пучности). Длина волны связана с расстоянием между пучностями соотношением $\lambda = 2\Delta L/(n - 1)$, здесь ΔL – расстояние между пучностями с порядковыми номерами 1 и n . Скорость звука v связана с частотой колебаний ν и длиной волны λ соотношением $v = \lambda\nu$. Следовательно, измеряя расстояние между пучностями волны, можно рассчитать скорость звуковой волны.

5.2 Описание лабораторной установки

Рабочий элемент установки представляет собой алюминиевую трубу длиной 50 см, в торце которой размещены неподвижный телефон и микрофон, который можно перемещать вдоль трубы с помощью винта 4. Температуру воздуха в трубе можно изменять с помощью нагревательной спирали 5, навитой на трубу 6. Мощность нагревателя устанавливается регулятором «Нагрев» 7, находящемся на передней панели блока приборов 8. Температура воздуха в трубе измеряется с помощью мультиметра 9. В блоке приборов расположен генератор звуковых колебаний, подключенный к телефону, возбуждающий звуковые колебания в трубе. Сигнал микрофона измеряется миллиампермет-

ром – «индикатором резонанса» 10. Максимальные значения тока, зарегистрированные миллиамперметром во время плавного перемещения микрофона вдоль трубы, соответствуют появлению резонанса в канале.

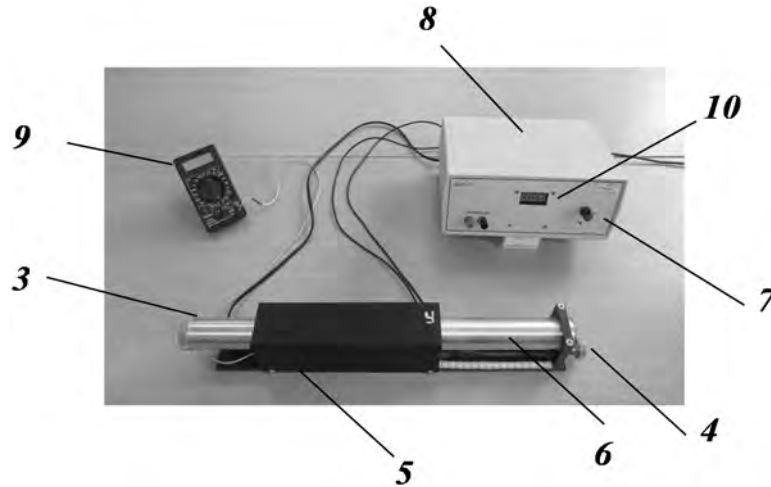


Рисунок 5.2 – Общий вид установки

5.3 Программа работы

1 Включить установку тумблером «Сеть».

2 Перемещая микрофон вдоль трубы, найти по наибольшему значению напряжения на шкале «индикатора резонанса» не менее двух точек, в которых возникает резонанс. Занести в таблицу расстояние ΔL между микрофоном и телефоном для этих точек.

3 Повторить измерения не менее трех раз. Результаты занести в таблицу 5.1.

4 Регулятором температуры нагрева установить выбранную температуру воздуха в трубе. После стабилизации температуры произвести измерения по пп. 2–3.

5 Провести аналогичные измерения для нескольких температур. Результаты занести в таблицу 5.1.

Таблица 5.1– Результаты измерения

Номер резонанса	$T_1 =$			$T_2 =$			$T_3 =$		
	ΔL , м	v , м/с	γ	ΔL , м	v , м/с	γ	ΔL , м	v , м/с	γ

6 Обработка результатов измерений.

Найти длину звуковой волны по формуле

$$\lambda = \frac{2\Delta L_{ij}}{n-1},$$

где ΔL_{ij} – расстояние между двумя точками резонанса i и j ($j = i + n$, n – количество резонансов).

Для каждого значения температуры воздуха в трубе определить скорость

звука v по формуле $v = \lambda \cdot \nu$, используя значение частоты 3000 Гц, и по формуле (5.11) вычислить отношение теплоёмкостей γ , учитывая, что молярная масса воздуха $\mu = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Оценить погрешность результатов измерения.

Контрольные вопросы

- 1 Сформулируйте первый закон термодинамики. Запишите этот закон для изопроцессов и адиабатного процесса.
- 2 Выведите формулу Майера.
- 3 Выведите уравнение Пуассона.
- 4 Что такое адиабатный процесс? Почему процесс распространения звуковой волны в газе адиабатный?
- 5 Что называется теплоёмкостью тела, удельной и молярной теплоёмкостями? Какова связь между ними?
- 6 Что такое изобарная и изохорная теплоёмкости? Как связаны друг с другом C_p^m и C_v^m ?
- 7 Почему изобарная теплоёмкость всегда больше изохорной?
- 8 Что понимают под числом степеней свободы? Как величина γ выражается через число степеней свободы?
- 9 Что называется адиабатным процессом? Записать уравнения адиабатного процесса.
- 10 Как практически определить γ ?

6 Лабораторная работа № 17. Изучение сил межмолекулярного взаимодействия

Цель работы: изучить силы межмолекулярного взаимодействия, возникающие при малых отклонениях атомов от положения равновесия, и определить модуль упругости E .

6.1 Общие сведения

Силы, действующие между частицами твёрдого тела, и потенциальная энергия взаимодействия частиц. Как при сжатии, так и при растяжении твёрдых тел возникают силы, препятствующие деформации. Следовательно, между частицами твёрдого тела действуют как силы притяжения, так и силы отталкивания. При каком-то определённом расстоянии между частицами эти силы уравновешивают друг друга, что соответствует равновесному положению атомов в кристалле и минимуму потенциальной энергии. Силы отталкивания связаны с перекрытием электронных оболочек твёрдого тела и быстро спадают с увеличением межатомного расстояния. Силы притяжения более дальнорействующие и в зависимости от типа кристалла имеют различный характер. Силы притяжения обладают тем свойством, что с уменьшением расстояния они возрастают значительно медленнее, чем силы отталкивания. Силы притяжения



могут быть описаны соотношением

$$F_{np.} = -\frac{b}{r^{m+1}}, \quad (6.1)$$

где r – расстояние между взаимодействующими частицами;

b, m – константы, зависящие от строения кристалла.

Силы отталкивания можно приближённо представить в виде

$$F_{omm.} = \frac{a}{r^{n+1}}, \quad (6.2)$$

где r – расстояние между атомами;

a, n – константы, характерные для данного кристалла.

Суммарная сила – равнодействующая сил отталкивания и притяжения – определяется выражением

$$F = F_{omm.} + F_{np.} = \frac{a}{r^{n+1}} - \frac{b}{r^{m+1}}, \quad (6.3)$$

причём $m < n$, поскольку силы отталкивания на близких расстояниях больше сил притяжения.

На рисунке 6.1 представлен график зависимости F от r . Кривая I соответствует силе притяжения, кривая II – силе отталкивания, а кривая III – результирующей силе. Расстояние r_0 соответствует положению, в котором равнодействующая сила равна нулю.

Так как в простейшем случае силу F можно считать центральной, то между потенциальной энергией взаимодействия и силой существует связь:

$$F = -\frac{dU}{dr}. \quad (6.4)$$

Если считать, что потенциальная энергия взаимодействия атомов, находящихся на бесконечности, равна нулю, то интегрирование (6.4), с учётом (6.3), даёт для потенциальной энергии

$$U = \frac{q}{r^n} - \frac{b}{r^m}. \quad (6.5)$$

На рисунке 6.2 приведена зависимость потенциальной энергии взаимодействия атомов от расстояния между ними. На этом же рисунке пунктиром дана сила взаимодействия между атомами. Из рисунка 6.2 видно, что кривая энергии взаимодействия между атомами имеет минимум при $r = r_0$, когда $F = 0$.



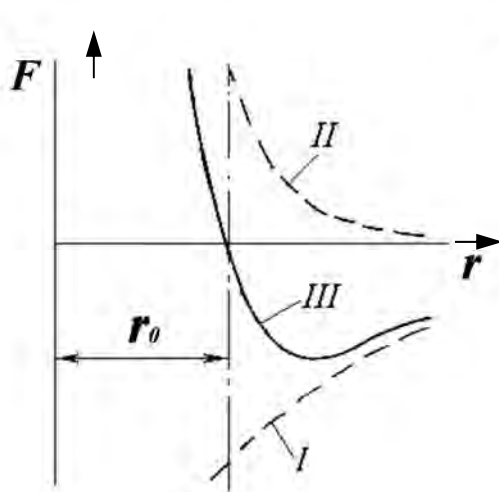


Рисунок 6.1 – Зависимость сил взаимодействия от расстояния между атомами

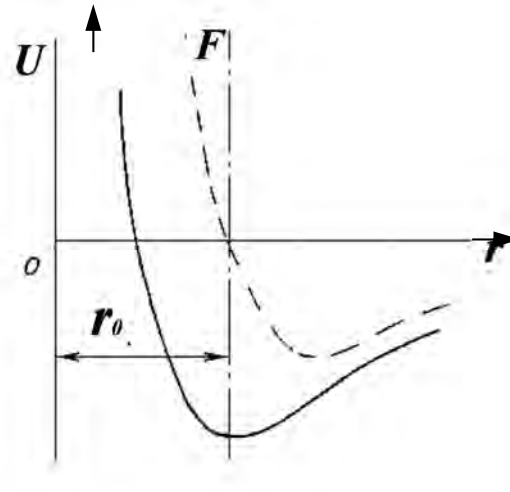


Рисунок 6.2 – Зависимость потенциальной энергии взаимодействия от расстояния между атомами

Известно, что смещение атомов от точки равновесия ($r = r_0$) при различных воздействиях на твёрдое тело (деформация, нагрев) весьма невелико. Поэтому при выявлении связи между характером потенциальной энергии взаимодействия и физическими свойствами кристаллов, зависящими от этого взаимодействия, наибольшее значение представляет та часть кривой потенциальной энергии взаимодействия, которая находится вблизи точки равновесного положения атомов r_0 . Поскольку кривая потенциальной энергии взаимодействия имеет достаточно сложный вид и с трудом поддаётся теоретическому анализу, то, как правило, наибольший интерес представляет её поведение вблизи положения равновесия. Воспользуемся разложением энергии в ряд в окрестности точки r_0 :

$$\begin{aligned}
 U(r) = U(r_0 + x) = U(r_0) + \left. \left(\frac{dU}{dr} \right) \right|_{r=r_0} \cdot x + \frac{1}{2} \left. \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right) \right|_{r=r_0} \cdot x^2 + \\
 + \frac{1}{6} \left. \left(\frac{d^3U}{dr^3} \right) \right|_{r=r_0} \cdot x^3 + \frac{1}{24} \left. \left(\frac{d^4U}{dr^4} \right) \right|_{r=r_0} \cdot x^4 + \dots
 \end{aligned} \quad (6.6)$$

Здесь через x обозначено отклонение атома от положения равновесия r_0 , т. е. $x = r - r_0$. Учитывая, что $\left. \left(\frac{dU}{dr} \right) \right|_{r=r_0} = 0$ (см. рисунок 6.2), и введя обозначения

$$\gamma = \left. \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right) \right|_{r=r_0} ; \quad -g = \frac{1}{2} \left. \left(\frac{d^3U}{dr^3} \right) \right|_{r=r_0} ; \quad \rho = \frac{1}{6} \left. \left(\frac{d^4U}{dr^4} \right) \right|_{r=r_0} ,$$

получим

$$U(r) = U(r_0) + \frac{1}{2}\gamma \cdot x^2 - \frac{1}{3}g \cdot x^3 + \frac{1}{4}\rho \cdot x^4. \quad (6.7)$$

При рассмотрении конкретных физических свойств можно ограничиваться тем или иным количеством членов в разложении (6.7). Обычно ограничиваются либо двумя первыми членами (гармоническое приближение):

$$U(r) = u(r_0) + \frac{1}{2}\gamma \cdot x^2, \quad (6.8)$$

либо тремя первыми членами (ангармоническое приближение):

$$U(r) = U(r_0) + \frac{1}{2}\gamma \cdot x^2 - \frac{1}{3}g \cdot x^3. \quad (6.9)$$

Естественно, что ангармоническое приближение согласуется с действительной зависимостью на большем интервале расстояний. Следовательно, при малых отклонениях атомов от положения равновесия (низкие температуры, малые деформации) достаточно хорошим оказывается гармоническое приближение (6.8), а когда отклонения приобретают большие значения, становится существенным ангармонизм, и поэтому необходимо учитывать последующие члены в разложении (6.7).

Связь между потенциальной энергией взаимодействия атомов и модулем упругости. Рассмотрим силу, действие которой испытывает атом, находящийся в точке r_0 , со стороны атома, находящегося в начале координат (см. рисунок 6.1). При этом ограничимся тремя членами в разложении (6.7):

$$U(r) = U(r_0) + \Delta U(x), \quad (6.10)$$

где

$$\Delta U(x) = \frac{1}{2}\gamma \cdot x^2 - \frac{1}{3}g \cdot x^3. \quad (6.11)$$

Согласно (6.4), указанная сила

$$F_{\text{внутр.}} = -\frac{dU}{dr} = -\gamma \cdot x + g \cdot x^2. \quad (6.12)$$

Если приложена внешняя сила, то по третьему закону Ньютона

$$F_{\text{внешн.}} = -F_{\text{внутр.}} = \gamma \cdot x - g \cdot x^2. \quad (6.13)$$

Напряжение, приложенное к кристаллу, можно найти, разделив (6.13) на площадь, к которой приложена сила. Очевидно, что эта площадь в приближении, не учитывающем смещение атомов из положения равновесия, будет пропорциональна r_0^2 . В результате получим

$$\sigma = E\varepsilon - g\varepsilon^2, \quad (6.14)$$



где σ – механическое напряжение, $\sigma = F/r_0^2$;

E – модуль нормальной упругости, $E = \gamma/r_0$;

ε – относительная деформация, $\varepsilon = x/r_0$.

Полученное соотношение (6.14) показывает, что при малых смещениях, когда можно пренебречь асимметрией сил взаимодействия между атомами ($g = 0$), напряжение, приложенное к кристаллу, пропорционально относительной деформации:

$$\sigma = E\varepsilon. \quad (6.15)$$

Формула (6.15) выражает закон Гука. Таким образом, если определить модуль упругости E при малых смещениях x , то можно вычислить константу γ из соотношения

$$\gamma = E \cdot r_0. \quad (6.16)$$

6.2 Описание лабораторной установки

Определение модуля упругости Юнга. При действии внешних сил изменяются форма и размеры тела. Это явление называется деформацией. Деформация тел происходит за счёт изменений в расположении частиц тела (атомов, молекул). Деформация растяжения возникает в стержне, закреплённом в верхнем конце, если к нижнему концу его приложена сила (например, подвешен груз весом P). Под действием груза P первоначальная длина стержня l возрастает на величину Δl (рисунок 6.3), которую называют абсолютным удлинением или абсолютной деформацией. Относительное удлинение стержня $\Delta l/l$ называют относительной деформацией растяжения. Закон Гука для деформации растяжения записывается как

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \cdot \frac{P}{S},$$

где S – площадь поперечного сечения стержня.

Модуль Юнга характеризует упругие свойства материала и измеряется в ньютонах на квадратный метр. Определение модуля упругости (модуля Юнга) производится методом растяжения стальной проволоки при помощи прибора Лермонтова, представленного на рисунке 6.4. Исследуемая проволока диаметром $d = 0,51$ мм и длиной $l = 1410$ мм верхним концом крепится в зажиме кронштейна 1 (см. рисунок 6.4). На нижнем конце проволоки укреплен цилиндр 2. Набор грузов 3 помещается на держателе 4, который при помощи двух проволок подвешен на кронштейне 1 так, что, перекладывая грузы с держателя 4 на подвес, можно увеличить нагрузку только на испытываемую проволоку, а общая

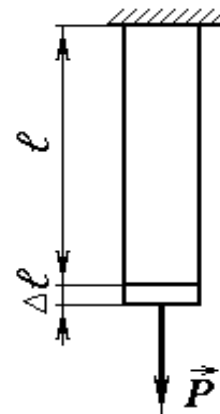


Рисунок 6.3 – Абсолютная и относительная деформация

нагрузка кронштейна остаётся постоянной. Это устраняет возможность ошибок от прогибов кронштейна. Масса груза $m = 0,425$ кг. Удлинение проволоки при растяжении фиксируется индикатором 5, закреплённым в цилиндре на свободно вращающемся рычаге 6. Так как индикатор не связан непосредственно с испытываемой проволокой, то его показания следует умножить на 1,952.

Определение модуля Юнга сводится к измерению удлинения проволоки при перекладывании грузов с держателя на подвес. Отклонение стрелки, соответствующее удлинению проволоки, последовательно фиксируют после перекладывания каждого груза. Затем опыт производят в обратном порядке, т. е. фиксируют отклонения стрелки индикатора при последовательном уменьшении нагрузки проволоки (грузы по одному возвращают на держатель). Перекладывать грузы на подвес и снимать с подвеса следует осторожно, без толчков. Таким образом, для каждой нагрузки (1, 2 и т. д.) груза получается два отсчета по шкале индикатора, по которым может быть найдено среднее значение, соответствующее данной нагрузке:

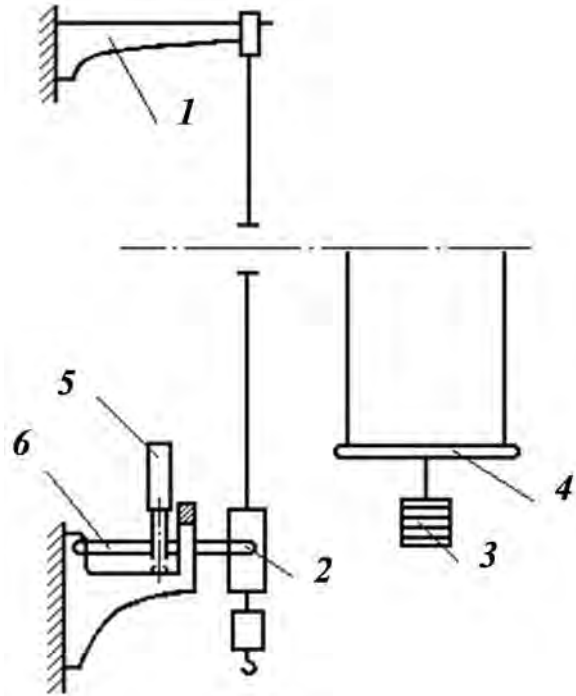


Рисунок 6.4 – Схема прибора

– первый груз

$$n_1 = \frac{n_1' + n_1''}{2};$$

– второй груз

$$n_2 = \frac{n_2' + n_2''}{2} \text{ и т. д.}$$

В конце измерений следует проверить нулевой отсчёт. Если он не совпадает с установленным ранее, то за нулевой отсчёт берут среднее из этих двух значений и вносят соответствующую поправку в показания индикатора. Скорректированные таким образом показания умножают на цену деления индикатора, что даёт величину перемещения рычага Δl в месте установки индикатора. Величину удлинения проволоки Δl находят путём умножения Δl на поправочный множитель 1,952. Данные измерения заносят в таблицу 6.1.

Затем по рабочей формуле $E = \frac{l}{\Delta l} \cdot \frac{P}{S}$ определяют модуль Юнга и находят его среднее значение \bar{E} , которое используется для вычисления константы γ .

Таблица 6.1 – Результаты измерений и вычислений

Но- мер пунк- та	Нагруз- ка $P, Н$	Отсчёт при увеличе- нии нагрузки $n', дел.$	Отсчёт при уменьше- нии нагрузки $n'', дел.$	Среднее значе- ние $n, дел.$	Скорректи- рованное значение n	$\Delta l',$ $10^{-4} м$	Удлинение проволоки $\Delta l, 10^{-4} м$	Модуль Юнга $E,$ $10^{11} Н/м^2$

Контрольные вопросы

1 Чем отличаются силы притяжения, действующие между частицами твёрдого тела, от сил отталкивания?

2 Какая связь существует между силой и энергией взаимодействия частиц в твёрдом теле?

3 В чём состоит суть гармонического и ангармонического приближения при рассмотрении потенциальной энергии взаимодействия атомов в твёрдом теле?

4 Какая существует связь между потенциальной энергией взаимодействия атомов и модулем упругости?

5 Какая деформация называется упругой? Виды упругой деформации.

6 Что называют механическим напряжением?

7 Закон Гука и физический смысл модуля Юнга.

7 Лабораторная работа № 27. Изучение зависимости температуры кипения воды от внешнего давления

Цель работы: изучить зависимость температуры кипения воды от внешнего давления; экспериментально определить теплоту парообразования воды.

7.1 Общие сведения

Жидкость может кипеть только в том случае, если внутри ее имеются газовые пузырьки. Жидкость испаряется внутрь газового пузырька. При увеличении температуры до некоторого значения объем пузырька становится таким, что нарушается силовое равновесие, и пузырек всплывает, оставляя на стенке зародыш нового пузырька. Остаточный пузырек не находится в равновесии, т. к. внутреннее давление в нем превышает внешнее, поэтому он быстро раздувается и также всплывает. Жидкость закипает. Если жидкость кипит при постоянном внешнем давлении, то ее температура остается неизменной в течение всего процесса кипения. Кипения жидкости можно добиться как путем изменения внешнего давления при неизменной температуре, так и путем нагревания жидкости при неизменном давлении.

В работе используется первый метод. Попробуем теоретически опре-



делить зависимость температуры кипения жидкости от внешнего давления. Воспользуемся законом распределения молекул пара по энергиям. Концентрация молекул n , обладающих при равновесии потенциальной энергией U , определяется законом Больцмана

$$n = n_0 \cdot e^{-U/kT}, \quad (7.1)$$

где n_0 – концентрация молекул, обладающих нулевой (по отношению к энергии U) энергией;

T – абсолютная температура;

k – постоянная Больцмана.

Это уравнение можно применить к случаю равновесия жидкости с соприкасающимся с ней насыщенным паром. Молекулы, покидающие жидкость при испарении, совершают работу против сил притяжения со стороны других молекул, и их энергия изменяется, по сравнению с первоначальной, на величину совершенной работы. Средняя энергия молекулы, вылетевшей из жидкости, отличается от энергии молекулы внутри жидкости на величину L/N_A , где L – молярная теплота испарения жидкости, а N_A – число Авогадро.

Молярная теплота испарения – это количество тепла, которое необходимо подвести к жидкости, чтобы испарить её 1 моль без изменения температуры (изотермически) при внешнем давлении, равном упругости ее насыщенных паров. Величина L/N_A (за вычетом работы против внешнего давления) и есть энергия U , входящая в формулу (7.1). Поэтому концентрация молекул пара n_n определяется равенством

$$n_n = n_{жс} \cdot e^{-L/N_A kT},$$

где $n_{жс}$ – концентрация молекул жидкости, потенциальную энергию которых принимаем равной нулю.

Согласно формуле кинетической теории газов, концентрация молекул идеального газа связана с его давлением равенством $n_n = p/kT$. Объединяя два последних выражения, получим

$$p = n_{жс} kT \cdot e^{-L/N_A kT}. \quad (7.2)$$

Может возникнуть вопрос о правомерности использования модели идеального газа для описания поведения пара. Более подходящим было бы здесь уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) \cdot (V - b) = RT.$$

Однако, как показывают расчеты, пренебрежение членом a/V^2 для водяного пара при атмосферном давлении вносит погрешность $< 3\%$ (при меньшем давлении – еще меньше), а пренебрежение b – погрешность $< 0,5\%$. Таким образом, уравнение (7.2) определяет температурную зависимость упругости



насыщенного пара с достаточно высокой точностью. При строгом рассмотрении уравнения (7.2) необходимо учитывать то, что входящие в него величины L и $n_{ж}$ сами зависят от температуры.

Для практического использования уравнение (7.2) удобно переписать в виде

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T + \ln(k \cdot n_{ж}),$$

или

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T + C,$$

где C – константа, характерная для данной жидкости, $C = \ln(k n_{ж})$.

Так как $\ln T$ есть медленно изменяющаяся функция температуры, то в первом приближении её можно считать постоянной величиной и включить в константу C . Тогда окончательное выражение примет вид:

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + C. \quad (7.3)$$

Уравнение (7.3) представим в следующем виде:

$$\ln p = -\frac{L}{R} \frac{1}{T} + C. \quad (7.4)$$

Из последнего уравнения видно, что зависимость $\ln p$ от $\frac{1}{T}$ является линейной. При этом значение тангенса угла α наклона линии определяется формулой

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta(\ln p)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} = -\frac{L}{R}. \quad (7.5)$$

Таким образом, для экспериментального определения значения теплоты парообразования L необходимо получить зависимость давления пара p от температуры T , построить график зависимости $\ln p$ от $\frac{1}{T}$, найти значение $\operatorname{tg} \alpha$ и вычислить значение L по формуле (7.5).

7.2 Описание лабораторной установки

Установка состоит из трех блоков: устройства для получения вакуума, подогреваемой кюветы, наполовину заполненной водой, измерительно-регулирующего устройства (рисунок 7.1).

Вакуум создается водоструйным насосом 2, внутри которого струя воды, имеющая высокую скорость и низкое статическое давление, увлекает откачиваемый воздух и интенсивно смешивается с ним. Производительность такого



насоса возрастает с повышением давления воды на его входе. Поэтому вода поступает от центробежного насоса *1* и циркулирует в установке по замкнутому циклу. Предельное теоретически достижимое остаточное давление воздуха почти равно давлению насыщенных паров воды при данной температуре.

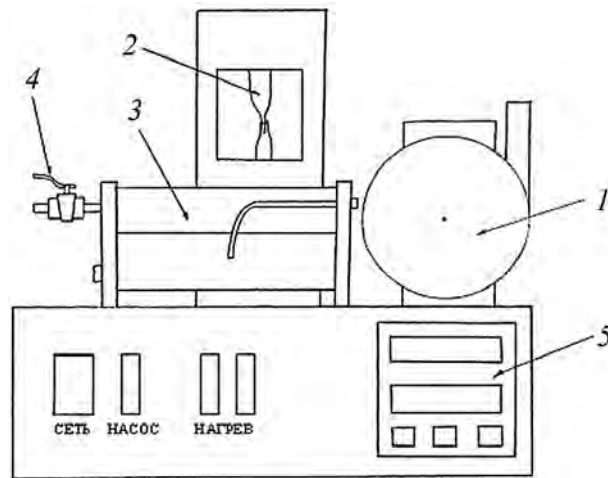


Рисунок 7.1 – Схема лабораторной установки

Кювета *3* наполовину заполнена водой. Она соединяется с вакуумным насосом посредством гибкого шланга и вакуумного крана *4*. Вода подогревается инфракрасным нагревателем, встроенным в основание установки. Температура измеряется платиновым термосопротивлением, помещенным в изогнутый тонкостенный кожух из нержавеющей стали. Давление паров воды в кювете измеряется с помощью датчика давления. Данные о текущих значениях температуры и давления выводятся на дисплей измерителя-регулятора *5*, управляющего работой инфракрасного нагревателя по заданной программе.

7.3 Программа работы

1 Подключить установку к настенной розетке и включить переключатель «сеть» на передней панели прибора.

2 Включить переключатель «Нагрев», первая ступень. Выждать, пока переключатель не погаснет. Это означает, что инфракрасный нагреватель отключился после достижения заданной температуры воды (30 °С).

3 Закрывать натекаТЕЛЬ воздуха в систему, повернув его до упора по часовой стрелке. Включить водяной центробежный насос (выключатель зеленого цвета), перевести флажок вакуумного крана на четверть оборота против часовой стрелки, тем самым соединив откачиваемый объем с вакуумным водоструйным насосом.

4 Дождаться закипания воды, перевести флажок крана в первоначальное положение. Открыть натекаТЕЛЬ воздуха, повернув его до упора против часовой стрелки. Выключить насос. Снять показания температуры (нижнее информационное табло) и давления (верхнее табло).

5 Включить переключатель «нагрев», вторая ступень. Одновременно снимая показания температуры и давления и записывая их в таблицу, продолжать нагрев

до температуры $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ с интервалом $\Delta t = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Выключить нагреватель.

6 По данным таблицы построить график зависимости $\ln p = f(1/T)$, убедиться в его линейности, по наклону графика определить теплоту парообразования L воды. Сравнить полученный результат с табличным.

Контрольные вопросы

1 Начертите график зависимости температуры жидкости от времени нагрева при неизменном давлении и поясните его смысл.

2 Начертите график зависимости температуры кипения жидкости от внешнего давления и поясните его смысл.

3 Дайте определение скрытой удельной теплоте парообразования и конденсации жидкости.

4 Каким уравнением описываются фазовые переходы первого рода?

5 Выведите зависимость температуры кипения жидкости от внешнего давления.

8 Лабораторная работа № 28. Определение теплоемкости твердых тел

Цель работы: определить теплоемкость образцов металлов калориметрическим методом с использованием электрического нагрева.

8.1 Общие сведения

Из молекулярно-кинетической теории идеального газа известна формула средней кинетической энергии одноатомных молекул (невзаимодействующих частиц

$$\langle E_K \rangle = \frac{3}{2} kT,$$

где k – постоянная Больцмана.

Тогда среднее значение полной энергии частицы при колебательном движении в кристаллической решетке

$$\langle U_0 \rangle = 3kT.$$

Полную внутреннюю энергию одного моля твердого тела получим, умножив среднюю энергию одной частицы на число независимо колеблющихся частиц, содержащихся в 1 моле, т. е. на постоянную Авогадро N_A :

$$U = \langle U_0 \rangle N_A = 3N_A kT = 3RT, \quad (8.1)$$

где R – универсальная газовая постоянная, $R = 8,31\text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$.



Для твердых тел вследствие малого коэффициента теплового расширения теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме практически не различаются. Поэтому, учитывая (8.1), молярная теплоемкость твердого тела

$$C = 3R. \quad (8.2)$$

Подставляя численное значение газовой постоянной, получим $C = 25$ Дж/(моль · К). Равенство (8.2), называемое законом Дюлонга и Пти, выполняется с довольно хорошим приближением для многих веществ при комнатной температуре. Со снижением температуры теплоемкости всех твердых тел уменьшаются, приближаясь к нулю при $T \rightarrow 0$. Вблизи абсолютного нуля молярная теплоемкость всех тел пропорциональна T^3 , и только при достаточно высокой, характерной для каждого вещества температуре начинает выполняться равенство (8.2).

8.2 Описание лабораторной установки и метода измерения

Для экспериментального определения теплоемкости исследуемое тело помещается в калориметр, который нагревается электрическим током. Если температуру калориметра с исследуемым образцом очень медленно увеличивать от начальной T_0 на ΔT , то энергия электрического тока пойдет на нагревание образца и калориметра:

$$IUt = m_0c_0\Delta T + mc\Delta T + \Delta Q, \quad (8.3)$$

где I, U – сила тока и напряжение нагревателя;
 t – время нагревания;
 m_0 и m – массы калориметра и исследуемого образца;
 c_0 и c – удельные теплоемкости калориметра и образца;
 ΔQ – потери тепла в окружающее пространство.

Для исключения из уравнения (8.3) количества теплоты, расходуемой на нагрев калориметра, и потери теплоты в окружающее пространство необходимо при той же мощности нагревателя нагреть пустой калориметр (без образца) от начальной температуры T_0 на ту же разность температур ΔT . Потери тепла в обоих случаях будут почти одинаковыми и очень малыми, если температура защитного кожуха калориметра в обоих случаях постоянная и равна комнатной:

$$IUt_0 = m_0c_0\Delta T + \Delta Q_0. \quad (8.4)$$

Из уравнений (8.3) и (8.4) следует

$$IU(t - t_0) = mc\Delta T. \quad (8.5)$$

Уравнение (8.5) может быть использовано для экспериментального определения удельной теплоемкости материала исследуемого образца. Изменяя температуру калориметра, можно построить график зависимости разности времени нагрева от изменения температуры исследуемого образца $(t - t_0) = f(\Delta T)$.



По величине тангенса угла наклона полученной зависимости, равного, как это следует из (8.5),

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{mc}{IU}, \quad (8.6)$$

можно определить удельную теплоемкость образца.

Установка для определения теплоемкости твердых тел состоит из калориметра и блока измерения. Образцы нагреваются в калориметре, который представляет собой латунный корпус с коническим отверстием, куда вставляется исследуемый образец. Калориметр закрывается теплоизолирующей крышкой. После окончания эксперимента образец можно вытолкнуть из конического отверстия корпуса калориметра с помощью винта. Температура калориметра измеряется цифровым термометром, датчик которого находится в корпусе калориметра. В блоке приборов *I* расположен источник питания нагревателя, мощность которого устанавливается регулятором «Нагрев». Напряжение и сила тока в цепи нагревателя измеряются вольтметром и амперметром, которые присоединяются к соответствующим гнездам на передней панели блока приборов. Атомные массы образцов приведены в таблице 8.1.

Таблица 8.1 – Атомные массы материалов образцов

Материал образца	Атомная масса, 10^{-3} кг/моль
Дюралюминий	26,98
Медь	63,54
Сталь	55,85

8.3 Программа работы

1 Включить установку тумблером «Сеть».

2 Пустой калориметр плотно закрыть крышкой. С помощью регулятора «Нагрев» установить необходимое напряжение.

3 При температуре калориметра $t_0 = 25$ °С включить отсчет времени. Сделать 7–10 измерений времени τ_0 нагрева пустого калориметра через интервал 1 °С. Результаты занести в таблицу 8.2.

4 Выключить нагрев, открыть крышку и охладить калориметр до начальной температуры t_0 .

5 Поместить в калориметр один из исследуемых образцов, взятый по указанию преподавателя. Плотно закрыть крышку калориметра и подождать 3 мин для того, чтобы температуры калориметра и образца сравнялись.

Таблица 8.2 – Результаты измерений и вычислений

$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	$\Delta T, \text{К}$	$\tau_0, \text{с}$	$\tau, \text{с}$	$\tau - \tau_0, \text{с}$	$c, \text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$	$C_m, \text{Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$

6 Включить нагреватель калориметра, установив такое же напряжение в цепи, как и при нагревании пустого калориметра.



7 Включить отсчет времени при той же начальной температуре t_0 . Сделать 7–10 измерений времени тнагревания калориметра с образцом через интервал температуры 1 °С. Результаты занести в таблицу 8.2.

8 Регулятор «Нагрев» установить в крайнее левое положение, открыть крышку калориметра. Для удаления образца из калориметра винт вращать вправо, после чего с помощью рукоятки вынуть нагретый образец.

9 Выключить установку тумблером «Сеть».

10 Обработка результатов измерений.

Построить график зависимости разности времени нагревания калориметра с образцом и пустого калориметра от изменения температуры калориметра $(\tau - \tau_0) = f(\Delta T)$ и определить tga . Используя значение tga , определить удельную теплоемкость образца по формуле (8.6).

Используя данные таблицы 8.1, определить молярную теплоемкость образца. Оценить погрешность результатов измерений.

Контрольные вопросы

1 Какая величина называется теплоемкостью вещества, удельной и молярной теплоемкостями? В каких единицах СИ они измеряются?

2 Выведите формулу для внутренней энергии моля твердого тела.

3 В чем особенности теплоемкостей твердых тел? Выведите формулу для молярной теплоемкости твердого тела.

4 Запишите и объясните закон Дюлонга и Пти.

5 Рассчитайте, исходя из закона Дюлонга и Пти, удельные теплоемкости алюминия ${}_{23}\text{Al}^{27}$ и железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$.

6 В чем заключается метод электрического нагрева для определения теплоемкости твердых тел?

7 Выведите формулу для экспериментального определения теплоемкости.

8 Почему во время эксперимента нагревание пустого калориметра и калориметра с образцом необходимо производить при одной и той же мощности нагревателя?

9 Назвать основные источники погрешности данного метода измерений.

Список литературы

1 **Савельев, И. В.** Курс общей физики: учебное пособие в 3 т. Т. 1: Механика. Молекулярная физика / И. В. Савельев. – 12-е изд., стер. – Санкт-Петербург; Москва; Краснодар: Лань, 2016. – 432 с.

2 **Трофимова, Т. И.** Курс физики / Т. И. Трофимова. – Москва: Академия, 2007. – 432 с.

3 **Детлаф, А. А.** Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – Москва: Высшая школа, 1989. – 608 с.

4 Руководство к лабораторным занятиям по физике / Л. Л. Гольдин [и др.]. – Москва: Наука, 1973. – 688 с.

