

Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Братский государственный университет»

ФИЗИКА

Молекулярная физика и термодинамика

Лабораторный практикум

Братск 2010

УДК 53

Физика. Молекулярная физика и термодинамика: Лабораторный практикум. – Д. Ким, И.Г. Махро., А.А. Кропотов, Е.Т. Агеева. – Братск: ГОУ ВПО «БрГУ», 2010. – 109 с.

В пособии обобщен многолетний опыт работы преподавателей кафедры физики в учебной лаборатории «Механика и молекулярная физика» Братского государственного университета.

Содержит 11 лабораторных работ, включающих теорию изучаемых явлений, описание экспериментальных установок, методику проведения опытов и обработки их результатов.

Предназначено для студентов всех специальностей и всех форм обучения.

Рецензенты: *В.К. Воронов*, чл.-кор. РАЕН, д-р хим. наук, профессор (ИрГТУ, г. Иркутск);

Н.Т. Афанасьев, д-р физ.-мат. наук, профессор (ИГУ, г. Иркутск)

Печатается по решению редакционно-издательского отдела

© ГОУ ВПО «БрГУ», 2010

© Д. Ким, И.Г. Махро, А.А. Кропотов, Е.Т. Агеева, 2010

Оглавление

Введение.....	4
Лабораторная работа № 201. Изучение газовых законов.....	6
Лабораторная работа № 202. Экспериментальное определение постоянной Больцмана.....	13
Лабораторная работа № 203. Определение динамической вязкости жидкости при слоистом течении по узкой трубке.....	22
Лабораторная работа № 204. Определение вязкости жидкости методом Стокса.....	31
Лабораторная работа № 205. Определение вязкости воздуха.....	39
Лабораторная работа № 206. Определение средней длины свободного пробега и эффективного диаметра молекул воздуха.....	49
Лабораторная работа № 207. Определение коэффициента поверхностного натяжения по высоте поднятия жидкости в капиллярных трубках.....	58
Лабораторная работа № 208. Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости.....	67
Лабораторная работа № 209. Определение отношения теплоемкостей воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме.....	73
Лабораторная работа № 210. Определение изменения энтропии реальных систем.....	85
Лабораторная работа № 211. Определение отношения удельных теплоемкостей воздуха по скорости звука.....	97
Список литературы.....	109

Введение

Настоящее учебное пособие является руководством к лабораторным занятиям по молекулярной физике и термодинамике. В пособие включены описания 11 лабораторных работ по молекулярной физике и термодинамике, соответствующих программе по физике государственного образовательного стандарта (ГОС) для технических вузов.

Выполнение лабораторных работ помогает студентам лучше понять суть изучаемых теоретических явлений и процессов, а также на практике познакомиться с физическими приборами и методикой физических измерений.

При подготовке к лабораторным занятиям студент должен заранее подготовиться к выполнению своей лабораторной работы в соответствии с графиком проведения лабораторных работ для данной специальности.

Используя методические указания к лабораторной работе, необходимо:

- 1) изучить теорию исследуемого процесса или явления;
- 2) ознакомиться с рабочей установкой и разобраться с порядком проведения лабораторной работы.

При этом в рабочую тетрадь необходимо записать:

- название работы;
- цель исследования;
- перечень приборов и принадлежностей, используемых в лабораторной работе;
- привести схему установки или ее рисунок;
- записать рабочую формулу (формулы) с расшифровкой входящих величин;
- формулу расчета погрешностей;
- привести таблицу (таблицы) для записей результатов измерений и вычислений.

Допущенный к лабораторной работе студент знакомится с принципом действия приборов, собирает схему установки и после проверки схемы преподавателем или лаборантом приступает к эксперименту. Полученные результаты студент заносит в таблицы, которые проверяются преподавателем.

По результатам измерений в рабочую тетрадь записывают:

- расчеты искомых величин и погрешности (в случае необходимости результаты эксперимента приводятся в виде графиков);

- конечный результат;
- вывод (краткий анализ полученных результатов и погрешности, сравнение их с табличными значениями и т.п.).

Выполненную и проверенную преподавателем лабораторную работу студент должен оформить в виде отчета на листах формата А4. С образцом отчета можно ознакомиться в лаборатории механики и молекулярной физики.

Для защиты лабораторных работ студент может использовать дополнительно литературу, ссылки на которую для удобства размещены в конце каждой работы с указанием соответствующих параграфов, а также в конце лабораторного практикума приведен более расширенный список рекомендуемой литературы.

Для подготовки к лабораторному практикуму и его защите в последние годы активно используются электронные ресурсы Рунета такие как: электронная энциклопедия Википедия (<http://ru.wikipedia.org>), научная электронная библиотека eLIBRARY.ru (<http://elibrary.ru>), учебная физико-математическая библиотека (<http://eqworld.ipmnet.ru/library.htm>) и др. В частности электронная библиотека сайта EqWorld содержит файлы учебников, учебных пособий, сборников задач и упражнений, конспектов лекций, монографий и справочников по математике, механике и физике.

Авторы выражают искреннюю благодарность всем преподавателям и сотрудникам кафедры физики, которые в течение ряда лет участвовали в постановке и методическом обеспечении лабораторного практикума по молекулярной физике и термодинамике, помогали его усовершенствованию, вносили ценные замечания и предложения как при постановке новых лабораторных работ, так и при написании данного учебного пособия.

Лабораторная работа № 201

ИЗУЧЕНИЕ ГАЗОВЫХ ЗАКОНОВ

Цель работы: изучение газовых законов;
проверка уравнения Клапейрона.

Приборы и принадлежности:
колба с термометром,
водяной манометр,
стакан с водой,
электрическая плитка со штативом.

Основные теоретические сведения

Согласно молекулярно-кинетической теории все вещества состоят из молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении, которые взаимодействуют между собой. Термодинамическое состояние некоторых простейших газов (H_2 , N_2 , O_2 , инертные газы и др.) можно описывать с помощью модели идеального газа при некоторых условиях.

Идеальный газ – это теоретическая модель газа, в которой пренебрегается размерами молекул и взаимодействием между ними. Столкновение молекул газа между собой и стенками сосуда считается абсолютно упругим. Молекула между двумя последовательными столкновениями движется по прямой траектории.

Термодинамическим процессом называется изменение состояния термодинамической системы (например, идеального газа), связанное с изменением термодинамических параметров. Такими параметрами являются: давление p , температура T , объем V , масса m и др.

Состояние идеального газа описывается уравнением Клапейрона-Менделеева:

$$pV = \nu RT, \quad (201.1)$$

где $\nu = \frac{m}{\mu}$ – количество молей, μ – молярная масса идеального газа,

$R = 8,314$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная, которая численно равна работе, совершаемой одним молем идеального газа при постоянном давлении ($p = \text{const}$) и при изменении температуры газа на один кельвин.

Моль – единица измерения количества вещества в СИ. Соответствует количеству вещества, содержащему столько структурных единиц (атомов, молекул, ионов, электронов или любых других частиц), сколько содержится атомов в 12 г изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$. Количество частиц в одном моле любого вещества постоянно и носит название числа Авогадро: $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$.

Опытным путем был открыт целый ряд законов, описывающих поведение идеальных газов.

Закон Бойля-Мариотта. Для неизменного числа молекул газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная:

$$pV = \text{const} \quad \text{при} \quad T = \text{const}, \quad N = \text{const}.$$

Термодинамический процесс перехода газа из одного состояния в другое, протекающий при постоянной температуре, называется *изотермическим*. Кривая, изображающая зависимость между величинами p и V , характеризующими состояние идеального газа при постоянной температуре, называется *изотермой*. Изотермы представляют собой гиперболы, расположенные на графике тем выше, чем выше температура (рис. 201.1).

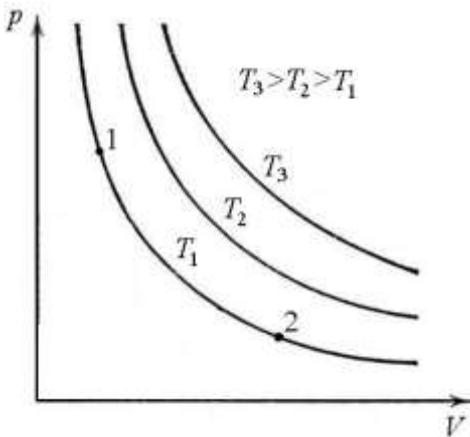


Рис. 201.1

Для двух состояний системы закон Бойля-Мариотта запишется:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \quad \text{или} \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1},$$

где индексы 1 и 2 относятся к произвольным состояниям. На рисунке состояния 1 и 2 можно представить в виде двух точек, лежащих на одной изотерме.

Законы Гей-Люссака.

1. При постоянных давлении p и числе молекул N отношение объема идеального газа к абсолютной температуре остается постоянным, т.е.

$$\frac{V}{T} = \text{const} \quad \text{при} \quad p = \text{const}, N = \text{const}.$$

2. При постоянных объеме V и числе молекул N отношение давления идеального газа p к абсолютной температуре T остается постоянным, т.е.

$$\frac{p}{T} = \text{const} \quad \text{при} \quad V = \text{const}, N = \text{const}.$$

Термодинамический процесс перехода газа из одного состояния в другое, протекающий при постоянном давлении, называется *изобарным*. На диаграмме в координатах V, T (рис. 201.2 а) этот процесс изображается прямой, называемой *изобарой*. Термодинамический процесс перехода газа из одного состояния в другое, протекающий при постоянном объеме, называется *изохорным*. На диаграмме в координатах p, T (рис. 201.2 б) он изображается прямой, называемой *изохорой*.

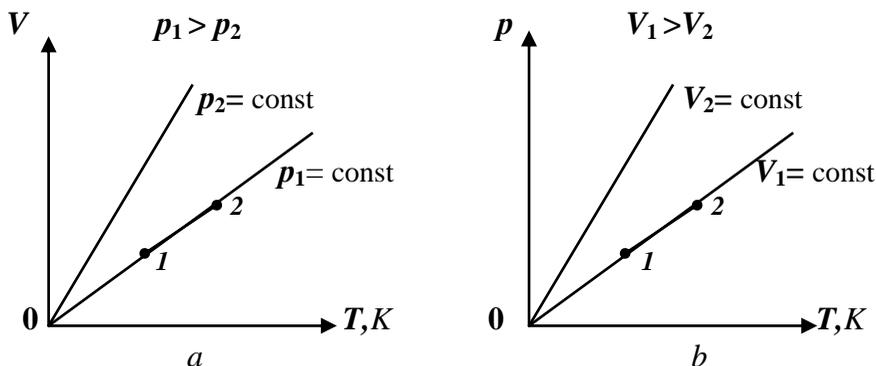


Рис. 201.2

Для двух состояний газа законы Гей-Люссака можно представить в следующем виде:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad \text{при} \quad p = \text{const}, N = \text{const},$$

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \quad \text{при } V = \text{const}, N = \text{const},$$

где индексы 1 и 2 относятся к произвольным состояниям. На рисунке точки 1 и 2 лежат на одной изобаре или изохоре.

Закон Авогадро. Моли любых газов при одинаковых температурах и давлениях занимают одинаковые объемы. При нормальных условиях ($p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па и $T_0 = 273,15$ К) этот объем равен $V_0 = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 = 22,41$ л.

Закон Дальтона. Давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений, создаваемых компонентами газовой смеси:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n,$$

где p_1, p_2, \dots, p_n – парциальные давления. *Парциальным* называется давление, создаваемое однородным газом, если бы он один целиком занимал объем, равный объему смеси при той же температуре.

Закон Клапейрона (объединенный газовый закон). Если изменяются параметры p , V и T , а число молекул N газа остается неизменным, то состояние идеального газа описывается уравнением Клапейрона:

$$\frac{pV}{T} = \text{const} \quad \text{при } N = \text{const}. \quad (201.2)$$

Для двух состояний газа закон Клапейрона имеет вид:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Описание рабочей установки и метода измерений

Для проверки уравнения Клапейрона (201.2) воздух в закрытой колбе 3 (см. рис. 201.3) нагревают с помощью электроплитки 6 от комнатной температуры до $\sim 40 \div 50$ °С, регистрируя изменение высоты столба воды в коленях водяного манометра 8 через каждые $4 \div 6$ °С. В зависимости от числа опытов n , т.е. в зависимости от числа состояний системы, уравнение (201.2) запишем:

$$\frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n V_n}{T_n}, \quad (201.3)$$

где p_0 и V_0 – первоначальные давление и объем воздуха в колбе при комнатной температуре T_0 . Нагревание воздуха в закрытой колбе до температуры T_1 сопровождается ростом давления:

$$p_1 = p_0 + \rho g h,$$

где ρ – плотность воды ($\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$), h – разность уровней воды в коленях манометра. Для удобства измерения h начало миллиметровой шкалы совмещают с первоначальным уровнем воды в коленях манометра. Тогда $h = 2h_1$ и

$$p_1 = p_0 + 2\rho g h_1. \quad (201.4)$$

Объем воздуха при температуре T_1 также увеличивается, вытесняя столб жидкости в манометре на величину h_1 (см. рис. 201.3):

$$V_1 = V_0 + S h_1, \quad (201.5)$$

где S – площадь внутреннего сечения стеклянных трубок манометра.

Таким образом, используя формулы (201.4) и (201.5), найдем численные значения отношений выражения (201.3), которые согласно закону Клапейрона, должны быть равны друг другу.

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{(p_0 + 2\rho g h_1)(V_0 + S h_1)}{T_1}, \quad \frac{p_2 V_2}{T_2} = \frac{(p_0 + 2\rho g h_2)(V_0 + S h_2)}{T_2}, \quad \dots,$$

$$\frac{p_n V_n}{T_n} = \frac{(p_0 + 2\rho g h_n)(V_0 + S h_n)}{T_n}, \quad (201.6)$$

где n – число опытов или число состояний системы.

Подготовка экспериментальной установки к работе. Колбу 3 с термометром 4 помещают в химический стакан 5, установленный на электроплитке 6, и закрепляют с помощью регулировочного винта 1 лапки штатива 2 (для устойчивого положения, когда колба будет находиться в воде). Для равномерного нагревания воздуха в колбе воду в стакан наливают так, чтобы колба почти полностью находилась в воде (см. рис. 201.3). В открытой колбе, т.е. когда зажим 7 открыт,

уровень воды в обоих коленах манометра 8 должен совпадать с нулем миллиметровой шкалы 9. Кроме того, шкалу манометра можно перемещать, ослабив регулировочные винты 10, на несколько миллиметров вверх или вниз для более точного совмещения нуля шкалы с первоначальным уровнем воды.

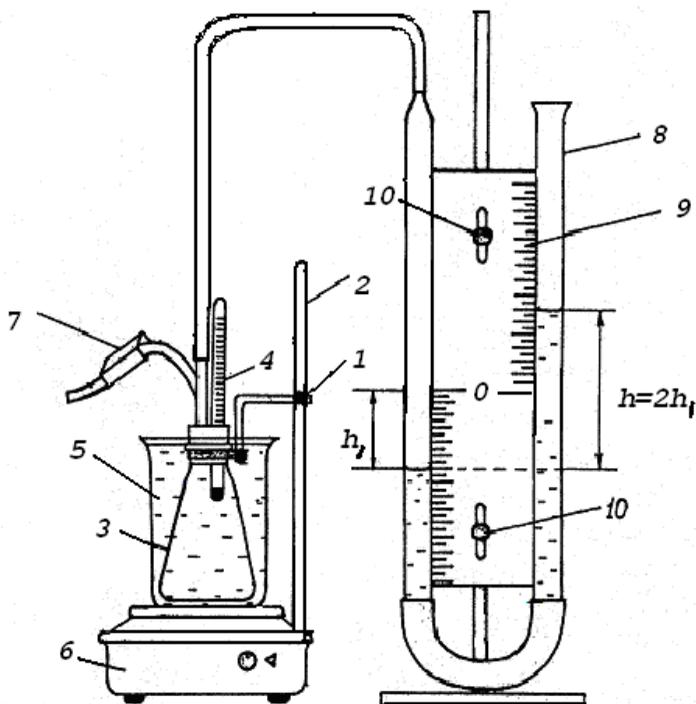


Рис. 201.3

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Ослабить зажим 7 и проверить, совпадает ли уровень воды в коленах манометра с нулем шкалы.

2. Записать в таблицу 201.1 начальные значения параметров состояния воздуха в колбе: T_0 и p_0 определяют с помощью термометра и барометра, находящихся в лаборатории, объем колбы V_0 и площадь S внутреннего сечения трубок манометра необходимо выяснить у пре-

подавателя, ведущего занятия. Давление p_0 , измеренное с помощью барометра в миллиметрах ртутного столба необходимо перевести в паскали (1 мм рт.ст. = 133 Па).

3. Перекрыть с помощью зажима 7 доступ воздуха в колбу и включить электрический нагреватель 6.

4. Воздух в закрытой колбе нагревают от комнатной температуры до 40 – 50 °С (по указанию преподавателя) и через каждые 4 – 6 °С, в зависимости от цены деления термометра, фиксируют по шкале манометра значения $h_1, h_2, h_3, \dots, h_n$ соответствующие температурам $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$. Данные измерений занести в таблицу 201.2.

Внимание! По окончании измерений немедленно ослабить зажим 7 и выключить электроплитку.

5. По формулам (201.4) и (201.5) вычисляют значения давлений $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n$ и объемов $V_1, V_2, V_3, \dots, V_n$, соответствующие температурам $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$.

6. Используя выражения (201.6) осуществляют проверку закона Клапейрона (201.3). Результаты вычислений занести в таблицу 201.2.

Таблица 201.1

Начальные значения параметров состояния воздуха в колбе

$t_0, ^\circ\text{C}$	T_0, K	$p_0, \text{мм рт.ст.}$	$p_0, \text{Па}$	$V_0, \text{м}^3$	$\frac{p_0 V_0}{T_0}, \text{Дж/К}$

Форма таблицы результатов 201.2

№ опыта	$t, ^\circ\text{C}$	T, K	$h, \text{м}$	$p, \text{Па}$	$V, \text{м}^3$	$\frac{pV}{T}, \text{Дж/К}$

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Дайте понятие идеального газа.

3. Опишите установку и порядок выполнения работы.
4. Запишите рабочую формулу для проверки уравнения Клапейрона и поясните ее.

Вопросы для защиты работы

1. Поясните, почему изучая поведение реальных газов, мы часто пользуемся моделью идеального газа?
2. Запишите основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа и поясните его.
3. Дайте понятие моля вещества, как рассчитывается количество молей идеального газа, число молекул газа?
4. Сформулируйте законы идеального газа. Приведите графики изотерм, изобар, изохор.
5. Используя уравнение Клапейрона (201.2), выведите и поясните уравнение (201.6).
6. Поясните физический смысл газовой постоянной R .
7. Что называется термодинамическим процессом?

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §§41,42.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §80, §86.

Лабораторная работа № 202

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ БОЛЬЦМАНА

Цель работы: измерение парциального давления паров летучей жидкости;
экспериментальное определение постоянной Больцмана.

Приборы и принадлежности:
стеклянный сосуд известного объема,
водяной манометр с миллиметровой шкалой,
соединительные шланги,

шприц для впрыскивания жидкости,
термометр,
зажим.

Основные теоретические сведения

Опытным путем, еще до появления молекулярно-кинетической теории, был установлен целый ряд законов, описывающих поведение идеальных газов: законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Эти законы описывают изотермический, изохорический и изобарический процессы, соответственно (см. § 41 [1]).

Французский физик и инженер Б. Клапейрон (1799–1864 гг.) вывел уравнение состояния идеального газа, объединив законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака (§ 42 [1]).

Пусть некоторая масса газа занимает объем V_1 , имеет давление p_1 и находится при температуре T_1 . Эта же масса газа в другом произвольном состоянии характеризуется параметрами p_2, V_2, T_2 (см. рис. 202.1). Рассмотрим один из возможных переходов из состояния I в состояние 2 в виде процессов:

- 1) изотермического (изотерма $I-I'$),
- 2) изохорического (изохора $I'-2$).

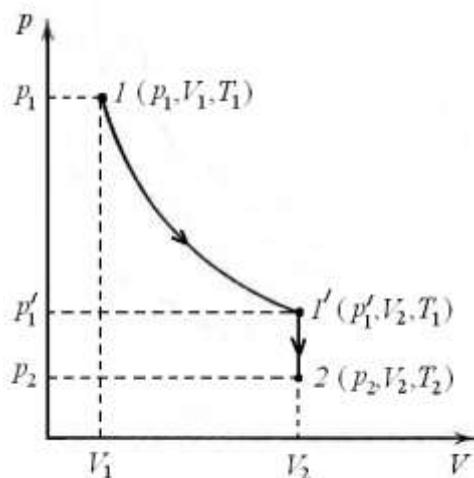


Рис. 202.1

В соответствии с законами Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, которые описывают эти процессы, запишем:

$$p_1 V_1 = p'_1 V_2, \quad (202.1)$$

$$\frac{p'_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (202.2)$$

Исключив из уравнений (202.1) и (202.2) p'_1 , получим

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Так как состояния 1 и 2 были выбраны совершенно произвольно, то мы имеем возможность снять индексы 1, 2 и записать это в виде:

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (202.3)$$

Уравнение (202.3) является *уравнением Клапейрона*, в котором постоянная величина, стоящая справа, для каждого газа имеет свое значение, т.к. зависит от массы и химической природы газа.

Русский ученый Д.И. Менделеев объединил уравнение Клапейрона с законом Авогадро, отнес уравнение (202.3) к одному молю, используя молярный объем V_m . Согласно *закону Авогадро* (§ 86 [2]) при одинаковых p и T моли всех газов занимают одинаковый молярный объем V_m , поэтому постоянная будет одинаковой для всех газов. Эта общая для всех газов постоянная обозначается R и называется *молярной газовой постоянной*. Уравнению

$$pV_m = RT, \quad (202.4)$$

называемому *уравнением состояния идеального газа или уравнением Клапейрона-Менделеева*, удовлетворяет лишь идеальный газ.

Значение молярной газовой постоянной определим из формулы (202.4), учитывая, что моль газа находится при нормальных условиях:

$$p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad T_0 = 273,15 \text{ К}, \quad V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль},$$

тогда $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$.

От уравнения (202.4) для одного моля газа можно перейти к уравнению Клапейрона-Менделеева для произвольной массы газа: если

при некоторых заданных давлении и температуре один моль газа занимает молярный объем V_m , то при тех же условиях произвольное число ν молей газа займет объем $V = \frac{m}{\mu} V_m$, где μ – молярная масса

(масса одного моля вещества). Единица молярной массы – килограмм на моль (кг/моль). Уравнение Клапейрона-Менделеева для произвольной массы m идеального газа имеет вид:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT, \quad (202.5)$$

где $\nu = \frac{m}{\mu}$ – количество молей (количество вещества). В одном моле различных веществ содержится одинаковое число структурных единиц (атомов, молекул, ионов, электронов или любых других частиц), сколько содержится атомов в 12 г изотопа углерода $^{12}_6C$. Количество частиц в одном моле любого вещества постоянно и носит название *числа Авогадро*:

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Постоянная Авогадро N_A , молярная газовая постоянная R и постоянная Больцмана k связаны между собой соотношением:

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}.$$

Из уравнения (202.4) выразим давление p , используя, связь трех постоянных запишем:

$$p = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT,$$

где $\frac{N_A}{V_m} = n$ – концентрация молекул газа. Т. о., из уравнения

$$p = nkT \quad (202.6)$$

следует, что давление идеального газа при данной температуре прямо пропорционально концентрации его молекул (или плотности газа). При одинаковых температуре и давлении все газы содержат в единице объема одинаковое число молекул. Число молекул, содержащихся в 1 м^3 газа при *нормальных условиях*, называется *числом Лошмидта*:

$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$$

Описание рабочей установки и метода измерений

Для выполнения работы используют установку, представленную на рис. 202.2.

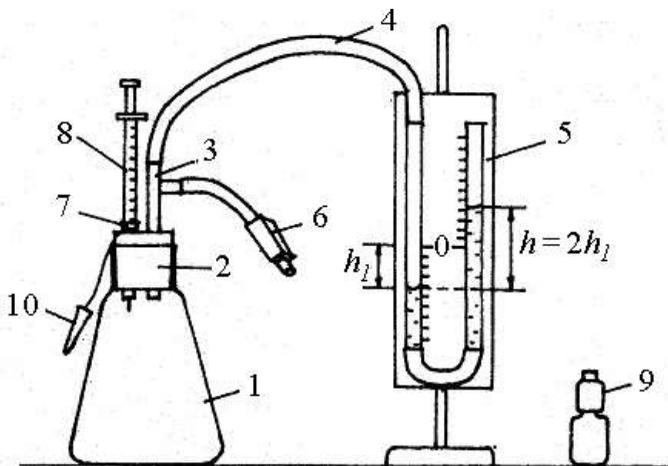


Рис. 202.2

Установка состоит из стеклянного сосуда *1*, закрытого пробкой *2*, в которую вставлена стеклянная трубка с тройником *3*, на один из концов которого надет шланг *4*, соединяющийся с водяным манометром *5*. На другой конец тройника надета резиновая трубка, заканчивающаяся клапаном *6*, перекрывающим сообщение сосуда с атмосферой. В пробку в отверстие *7* вставлен также шприц *8* для впрыскивания в сосуд летучей жидкости, хранящейся во флаконе *9*. После впрыскивания жидкости в сосуд шприц сразу же вынимают и отверстие *7* быстро перекрывают пробкой *10*.

В этой работе для расчета постоянной Больцмана необходимо рассчитать *парциальное давление* паров летучей жидкости. Понятие парциального давления вводится при расчете давления смеси идеальных газов (см. *закон Дальтона* в работе «Изучение газовых законов»).

Измерение парциального давления паров летучей жидкости производят следующим образом. В качестве летучей жидкости можно использовать этанол (C_2H_5OH). Молярная масса и плотность этанола приведена в таблице 202.1.

Таблица 202.1

Жидкость	μ , кг/моль	$\rho_{ж}$, кг/м ³
Этанол	0,046	789

С помощью медицинского шприца из флакона набирают $0,05 \div 0,1$ мл жидкости. Затем шприц вместе с иглой в плотную вводят в отверстие 7 пробки стеклянного сосуда. С помощью зажима-клапана 6 обнуляют показания манометра, а затем этим же клапаном перекрывают сообщение сосуда с атмосферой.

Зная объем $V_{ж}$ набранной жидкости и ее плотность, определяют массу жидкости

$$m = \rho_{ж} V_{ж}, \quad (202.7)$$

где $\rho_{ж}$ – плотность используемой жидкости. Впрыснув жидкость в сосуд, вынув шприц и быстро перекрыв отверстие 7 пробкой 10, через $3 \div 5$ мин (когда разность уровней воды h в коленях манометра перестанет меняться), измеряют парциальное давление паров летучей жидкости

$$p = \rho_{в} gh,$$

где $\rho_{в}$ – плотность воды.

Для удобства измерения h начало миллиметровой шкалы манометра совмещают с первоначальным уровнем воды в коленях манометра (см. рис. 202.2). Тогда $h = 2h_1$ и

$$p = 2\rho_{в} gh_1. \quad (202.8)$$

Теперь для того, чтобы определить постоянную Больцмана из уравнения (202.6), необходимо решить его относительно k :

$$k = \frac{p}{nT}, \quad (202.9)$$

измерить с помощью термометра температуру и определить концентрацию молекул летучей жидкости в сосуде:

$$n = \frac{N}{V}, \quad (202.10)$$

где N – число молекул летучей жидкости, которое можно найти следующим образом:

$$N = N_A \frac{m}{\mu}, \quad (202.11)$$

здесь N_A – число Авогадро, m – масса впрыскиваемой жидкости, а μ – ее молярная масса. Объем V , доступный для движения молекул летучей жидкости,

$$V = V_0 + Sh_1, \quad (202.12)$$

где V_0 – объем сосуда с соединительными шлангами и левой трубки манометра до уровня воды, т.е. до нулевой отметки шкалы; S – площадь сечения трубки водяного манометра; h_1 – изменение уровня воды в левом или правом коленях манометра.

С учетом формул (202.7, 202.8, 202.10 – 202.12), формулу (202.9) можно превратить в рабочую формулу:

$$k = \frac{p}{nT} = \frac{2\rho_B gh_1 V}{NT} = \frac{2\rho_B gh_1 (V_0 + Sh_1)\mu}{N_A m T} = \frac{2\rho_B gh_1 (V_0 + Sh_1)\mu}{N_A \rho_{жс} V_{жс} T}. \quad (202.13)$$

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Открыть зажим **6**, обеспечив сообщение сосуда **1** с атмосферой, и обнулить показания манометра **5**.
2. Закрыть зажим **6**, перекрыв связь сосуда с атмосферой.
3. С помощью шприца набрать из флакона 0,05 или 0,1 мл (1 мл = 10^{-6} м³) летучей жидкости (это соответствует 2 или 4 делениям шкалы шприца, т.к. цена одного деления равна 0,025 мл).

4. Открыть отверстие 7 пробки сосуда и вставить туда шприц с набранной жидкостью.

5. Впрыснуть используемую жидкость с помощью шприца в сосуд и сразу же вынуть шприц, быстро закрыв отверстие 7 маленькой пробкой 10.

6. После этого дождаться момента, когда давление, измеряемое водяным манометром, перестанет увеличиваться (через 3 ÷ 5 мин), занести в таблицу 2 изменение уровня воды h_1 в коленах манометра.

7. Открыть зажим 6, выпустив в атмосферу пары летучей жидкости, обнулив тем самым показания манометра.

Таблица 202.2

$\rho_{\text{в}}, \text{ кг/м}^3$	$g, \text{ м/с}^2$	$h_1, \text{ м}$	$p, \text{ Па}$
1000	9,816		

8. Параметры установки V_0, S (спросите у преподавателя, ведущего занятия, или лаборанта), а также данные об исследуемой жидкости (см. табл. 202.1) и температуру воздуха, измеренную комнатным термометром, занести в табл. 202.3.

9. По формуле (202.8) рассчитать парциальное давление паров летучей жидкости, полученный результат занести в табл. 202.2.

10. По формуле (202.13) рассчитать постоянную Больцмана k , результат занести с табл. 202.3.

11. Рассчитать абсолютную Δk и относительную E погрешности измерений, исходя из табличного значения постоянной Больцмана:

$$\Delta k = |k - k_{\text{табл}}|, \quad E = \frac{\Delta k}{k} 100 \%$$

Форма таблицы 202.3

Жидкость	$\mu,$ кг/моль	$\rho_{\text{ж}},$ кг/м ³	$V_{\text{ж}},$ м ³	$T,$ К	$V_0,$ м ³	$S,$ м ²	$k,$ Дж/К	$k_{\text{табл}},$ Дж/К	$\Delta k,$ Дж/К	$E,$ %

Вопросы для допуска к работе

1. Какова цель работы?

2. Дайте понятие идеального газа.
3. Опишите рабочую установку и порядок выполнения работы.
4. Запишите рабочую формулу и поясните входящие в нее величины.

Вопросы для защиты работы

1. Сформулируйте законы, описывающие изотермический, изохорический, изобарический процессы. Приведите графики этих процессов.
2. Объединив законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, получите объединенный газовый закон (закон Клапейрона).
3. Сформулируйте закон Авогадро.
4. Объединив уравнение Клапейрона с законом Авогадро, получите уравнение Клапейрона-Менделеева.
5. Сформулируйте закон Дальтона. Дайте определение парциального давления.
6. Используя постоянную Больцмана k , получите уравнение состояния идеального газа, выраженное через концентрацию молекул.
7. Что называется концентрацией молекул?
8. Выведите рабочую формулу (202.13).

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §§41,42 .
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §80, §86.

Лабораторная работа № 203

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ ПО УЗКОЙ ТРУБЕ

Цель работы: экспериментальное определение коэффициента динамической вязкости воды при ламинарном течении жидкости через капиллярную трубку.

Приборы и принадлежности:

сосуд с водой,
капиллярная трубка,
мерный стакан,
секундомер,
измерительная линейка.

Основные теоретические сведения

Вязкость (внутреннее трение)

В неравновесных изолированных системах процессы протекают так, что конечным их результатом всегда будет установление термодинамического равновесия. В установлении термодинамического равновесия важную роль играют диффузия, вязкость и теплопроводность, которые относятся к явлениям переноса (§ 128 [1] или § 48 [2]).

Явлениями переноса называются процессы, при которых происходит перенос энергии, импульса и массы вещества, обусловленные тепловым движением молекул при наличии градиентов температуры, скорости и концентрации.

В данной работе изучается вязкость (внутреннее трение) жидкости при ламинарном течении. *Вязкостью* называется свойство жидкости сопротивляться сдвигу или скольжению одних слоев жидкости относительно других, в результате которого происходит превращение кинетической энергии упорядоченного движения слоев в энергию теплового движения молекул.

Для выяснения закономерностей, которым подчиняются силы внутреннего трения, рассмотрим следующий опыт. В жидкость погружены две параллельные друг другу пластины (см. рис. 203.1), линейные размеры которых значительно превосходят расстояние между

ними d . Нижняя пластина неподвижна, верхняя движется с постоянной скоростью \vec{U}_0 под действием силы \vec{F} .

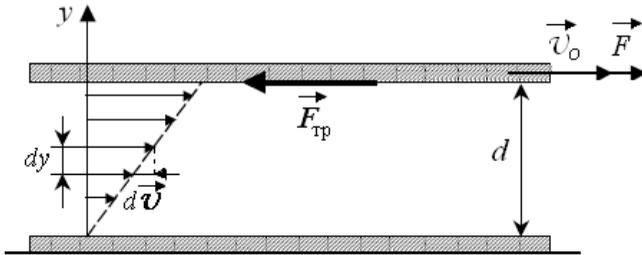


Рис. 203.1

Опыт показывает, что для перемещения верхней пластины с постоянной скоростью \vec{U}_0 необходимо приложить к ней постоянную силу \vec{F} . Поскольку пластина движется равномерно, действие этой силы уравновешено действием равной по величине и противоположно направленной силы, которая является силой трения $\vec{F}_{\text{тр}}$. Сила трения порождена вязкостью жидкости, находящейся между движущейся и неподвижной пластинами.

Если слой жидкости, непосредственно прилегающий к движущейся пластине, прилипает к ней, то он движется вместе с пластиной со скоростью \vec{U}_0 . По мере удаления от движущейся пластины скорость жидкости уменьшается и на неподвижной пластине становится равной нулю вследствие прилипания к ней жидкости.

Еще Ньютон опытным путем установил, что при ламинарном, т.е. слоистом, безвихревом движении жидкости между пластинами и при линейном распределении скоростей слоев (см. рис. 203.1) сила трения, действующая на пластинку,

$$\vec{F}_{\text{тр}} = -\eta \frac{\vec{U}_0}{d} S, \quad (203.1)$$

где η – коэффициент пропорциональности, зависящий от природы и состояния (например, температуры) жидкости и называемый коэффициентом внутреннего трения, или просто вязкостью жидкости (газа); S – площадь пластины; d – расстояние между пластинами.

Такая же сила трения действует между двумя граничащими друг с другом слоями жидкости.

В случае, когда скорость слоев жидкости изменяется нелинейно в направлении оси y , перпендикулярной скорости, вместо формулы (203.1) справедлива более общая формула, называемая *формулой Ньютона*

$$F_{\text{тр}} = \eta \left| \frac{d\mathcal{U}}{dy} \right| S. \quad (203.2)$$

Величина $\left| d\mathcal{U}/dy \right|$ показывает, как быстро изменяется скорость в направлении оси y и представляет собой *модуль градиента скорости*. В этом случае для определения силы трения между граничащими друг с другом слоями нужно брать значение $\left| d\mathcal{U}/dy \right|$ в том месте, где проходит воображаемая поверхность раздела слоев.

Коэффициент динамической вязкости η в СИ измеряется в $\text{Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$ или в Па·с.

На основании формулы (203.2) можно дать определение коэффициента вязкости (его физический смысл): *коэффициент динамической вязкости численно равен силе вязкости, возникающей между соприкасающимися слоями жидкости, отнесенной к единице площади соприкосновения ($S = 1 \text{ м}^2$), при градиенте скорости, равном единице ($d\mathcal{U}/dy = 1 \text{ м}/\text{с}$).*

Коэффициент вязкости зависит от температуры T , давления P и рода жидкости. С ростом температуры вязкость жидкостей уменьшается благодаря снижению энергии межмолекулярных взаимодействий, препятствующих движению молекул. Вязкость же газов, наоборот, возрастает, т.к. с ростом температуры увеличивается интенсивность теплового хаотического движения молекул.

При движении реальной жидкости из-за вязкости, *во-первых*, происходит передача движения от слоя к слою, в результате чего скорости в потоке от точки к точке меняются непрерывно; *во-вторых*, часть механической энергии потока переходит в его внутреннюю энергию, т.е. происходит рассеяние механической энергии.

Ламинарное и турбулентное течения

На рис. 203.1 представлено *ламинарное* сдвиговое течение жидкости: слои жидкости перемещаются с разными скоростями – от максимальной у верхней пластинки до нуля у нижней. *Ламинарное течение* – упорядоченное течение жидкости или газа, при котором жидкость (газ) перемещается тонкими слоями, параллельными направлению течения.

С увеличением скорости движения данной жидкости ламинарное течение может в некоторый момент перейти в неупорядоченное турбулентное течение. При этом резко изменяется сила сопротивления движению. При *турбулентном течении* частицы жидкости (газа) совершают неупорядоченные хаотические движения по сложным траекториям – возникают завихрения, слои перемешиваются.

Режим течения жидкости характеризуется безразмерным коэффициентом (числом Рейнольдса), который при движении жидкости в круглой трубе определяется формулой (§ 76 [1]):

$$Re = \frac{\langle \mathcal{U} \rangle \rho r}{\eta},$$

где $\langle \mathcal{U} \rangle$ – средняя скорость течения жидкости в трубе, ρ – плотность жидкости, r – радиус трубы, η – коэффициент динамической вязкости. Существует критическая скорость $\mathcal{U}_{кр}$, при которой происходит переход от ламинарного течения к турбулентному. Критическое значение числа Рейнольдса зависит от вида течения, коэффициента вязкости жидкости, температуры, давления. При значениях числа Рейнольдса $Re < 1000$ течение ламинарное, а при $Re > 1000$ совершается переход от ламинарного течения к турбулентному.

Число Рейнольдса может служить критерием подобия для течения жидкостей в трубах, каналах и т.п. Характер течения различных жидкостей в трубах разных сечений будет совершенно одинаков, если каждому течению соответствует одно и то же значение Re .

Итак, *причинами внутреннего трения (вязкости)* являются:

- 1) межмолекулярное взаимодействие (притяжение) между молекулами жидкости;
- 2) совмещение упорядоченного движения слоев и теплового хаотического движений молекул, находящихся в различных слоях жидкости.

Из-за хаотического движения молекулы перемещаются из слоя, движущегося с одной скоростью в слой – с другой скоростью. Это приводит к изменению импульса движущихся относительно друг друга слоев жидкости.

***Ламинарное течение жидкости в тонком капилляре.
Формула Пуазейля***

Рассмотрим течение смачивающей жидкости в тонком капилляре радиуса R и длиной l . Жидкость считаем несжимаемой и вязкой. При движении жидкости в капиллярной трубке скорость равна нулю у стенок трубки и максимальна на ее оси. Полагая течение ламинарным, найдем закон изменения скорости с расстоянием r от оси капилляра.

Выделим в жидкости цилиндрический слой радиуса r и толщиной dr (рис. 203.2). Сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность этого слоя,

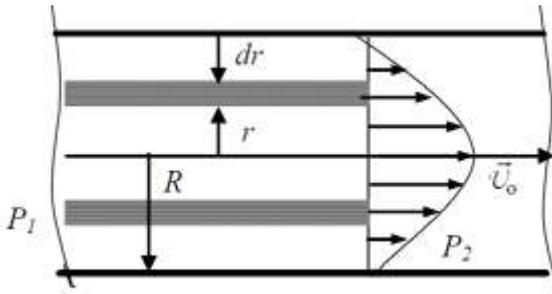


Рис. 203.2

$$F_{\text{тр}} = \eta \left| \frac{dU}{dy} \right| S = \eta \left| \frac{dU}{dr} \right| 2\pi r l,$$

где $S = 2\pi r l$ – площадь боковой поверхности цилиндрического слоя. Внутреннее трение является причиной того, что для протекания жидкости (газа) через трубку требуется некоторая разность давлений на ее концах $\Delta p = p_2 - p_1$.

Для установившегося течения жидкости сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность цилиндра, уравнивается силой давления, действующей на его основание, поэтому

$$\Delta p \pi r^2 = \eta \left| \frac{d\mathcal{U}}{dr} \right| 2\pi r l. \quad (203.3)$$

Скорость убывает с расстоянием от оси трубы. Следовательно, производная $d\mathcal{U}/dr < 0$, т.е. $|d\mathcal{U}/dr| = -d\mathcal{U}/dr$. Учитывая это преобразуем выражение (203.3) следующим образом:

$$-\frac{d\mathcal{U}}{dr} = \frac{\Delta p r}{2\eta l}.$$

Разделив переменные, получим уравнение

$$d\mathcal{U} = -\frac{\Delta p}{2\eta l} r dr.$$

После интегрирования, полагая, что у стенок имеет место прилипание жидкости, т.е. скорость на расстоянии R от оси равна нулю, получим

$$\mathcal{U} = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (203.4)$$

Отсюда видно, что скорости частиц жидкости распределяются по параболическому закону, причем вершина параболы лежит на оси капилляра (рис. 203.2).

За время t из капилляра вытечет жидкость, объем которой

$$V = \int_0^R \mathcal{U} t 2\pi r dr = \frac{2\pi \Delta p t}{4\eta l} \int_0^R r(R^2 - r^2) dr = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8\eta l}. \quad (203.5)$$

Эту формулу называют *формулой Пуазейля* (§ 32 [2]).

Закон Пуазейля (математическим выражением которого является формула Пуазейля) устанавливает зависимость между объемом жидкости, протекающим через трубку в единицу времени (расходом), длиной и радиусом трубки, и перепадом давления в ней.

Согласно (203.5) объем жидкости, вытекающей через капиллярную трубку в единицу времени на единицу ее длины, прямо пропорционален разности давления на концах трубки и четвертой степени ее радиуса и обратно пропорционален коэффициенту вязкости жидкости.

Отсюда коэффициент внутреннего трения жидкости равен:

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8 V l}. \quad (203.6)$$

Целью данной работы является определение коэффициента внутреннего трения (динамической вязкости) воды при ламинарном течении по капиллярной трубке.

Описание рабочей установки и метода измерений

На рис. 203.3 приведена принципиальная схема установки, на которой выполняется работа. Из сосуда *1*, установленного на подставке *2*, через капиллярную трубку *3*, имеющую радиус *R* и длину *l*, в течение промежутка времени *t* пропускают жидкость (в нашем случае воду) в мерный стакан *4*, установленный на стойке *5*.

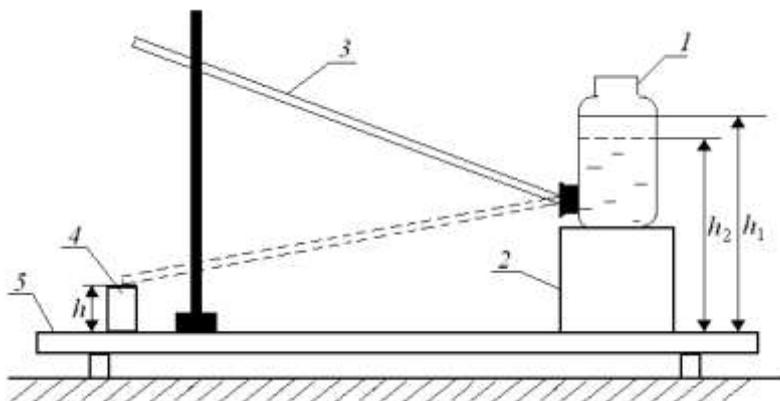


Рис. 203.3

Свободный конец капиллярной трубки находится на высоте *h* над столом. Средняя высота поверхности жидкости в сосуде *1* равна

$$h' = \frac{h_1 + h_2}{2}, \quad (203.7)$$

где *h*₁ – высота поверхности жидкости до вытекания из сосуда, *h*₂ – высота уровня жидкости в сосуде по истечении времени *t*.

Если жидкость течет под действием силы тяжести, то разность давлений на концах трубки равна

$$\Delta p = \left(\frac{h_1 + h_2}{2} - h \right) \rho g, \quad (203.8)$$

где g – ускорение силы тяжести, ρ – плотность жидкости (воды).

Подставляя (203.8) в формулу (203.6), получим выражение для определения коэффициента динамической вязкости:

$$\eta = \frac{\pi R^4 \left(\frac{h_1 + h_2}{2} - h \right) \rho g t}{8Vl}. \quad (203.9)$$

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Линейкой измеряют высоту уровня жидкости h_1 в сосуде **1** от поверхности стойки **5** (см. рис. 203.3).

2. Опускают трубку свободным концом в мерный стакан **4**, одновременно включают секундомер и измеряют время t , в течение которого через трубку в стакан перетекает жидкость объемом 0,1–0,2 литра (*по указанию преподавателя*).

3. Измеряют высоту уровня жидкости в сосуде h_2 после вытекания и высоту конца трубки h над поверхностью стойки.

4. Опыт повторяют **5** раз для одного и того же объема жидкости. Результаты измерений занесите в таблицу 203.1.

5. Вычислите среднее арифметическое значение времени:

$$\langle t \rangle = \frac{t_1 + t_2 + \dots + t_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{n},$$

где n – число измерений.

6. По формуле (203.9) рассчитайте значение коэффициента динамической вязкости $\langle \eta \rangle$, подставив среднее арифметическое значение времени $\langle t \rangle$. *Значение радиуса R и длины l трубки спросите у преподавателя или у лаборанта.*

Форма таблицы результатов 203.1

№	R	h_1	h_2	h	ρ	g	l	V	t	$\langle t \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\Delta \eta$	E
	м	м	м	м	кг/м ³	м/с ²	м	м ³	с	с	Па·с	Па·с	%

7. Найдите абсолютную $\Delta \eta$ и относительную E погрешность результата, исходя из табличного значения искомой величины (см. табл. 203.2):

$$\Delta \eta = |\eta - \eta_{\text{табл}}|, \quad E = \frac{\Delta \eta}{\eta} 100\%.$$

Таблица 203.2

Коэффициенты динамической вязкости η воды
при различных температурах

$t, ^\circ\text{C}$	20	22	23	24	25	26	28	30
$\eta, 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$	1,005	0,958	0,936	0,914	0,894	0,874	0,836	0,801

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Что называется коэффициентом динамической вязкости?
3. Опишите рабочую установку и ход эксперимента.
4. Запишите рабочую формулу и поясните физический смысл, входящих в нее величин.

Вопросы для защиты работы

1. Объясните возникновение вязкости (внутреннего трения) в жидкостях и запишите формулу Ньютона.
2. Поясните физический смысл коэффициента вязкости η и от чего он зависит?
3. Назовите виды течения вязкой жидкости. Напишите формулу Рейнольдса для течения жидкости в круглой трубе.
4. Выведите формулу Пуазейля и исследуйте ее.
5. Выведите рабочую формулу.

Рекомендуемая литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §75 – §77.

2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §§31,32.

Лабораторная работа № 204

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ СТОКСА

Цель работы: изучить метод Стокса, определить коэффициент динамической вязкости глицерина.

Приборы и принадлежности:

стеклянный цилиндрический сосуд с глицерином;
измерительный микроскоп;
измерительная линейка;
секундомер;
шарики.

Основные теоретические сведения

Вязкость (внутреннее трение) – это свойство реальных жидкостей или газов оказывать сопротивление перемещению одной части жидкости или газа относительно другой. При перемещении одних слоев реальной жидкости или газа относительно других возникают силы внутреннего трения, направленные по касательной к поверхности слоев. Действие этих сил проявляется в том, что со стороны слоя, движущегося быстрее, на слой, движущийся медленнее, действует ускоряющая сила. Со стороны же слоя, движущегося медленнее, на слой, движущийся быстрее, действует тормозящая сила.

Как показал И. Ньютон, сила внутреннего трения между двумя слоями жидкости или газа площадью S , отстоящими друг от друга на расстоянии dy , и отличающимися по скорости течения на величину dV , может быть вычислена из соотношения:

$$F = \eta \left| \frac{dV}{dy} \right| S, \quad (204.1)$$

где η – коэффициент пропорциональности, зависящий от природы жидкости или газа, называется динамическим коэффициентом вязкости (или просто вязкостью); $\left| \frac{dV}{dy} \right|$ – модуль градиента скорости, который показывает как быстро изменяется скорость вдоль оси y (см. рис. 204.1).

Физический смысл коэффициента вязкости заключается в том, что он показывает, чему равна сила внутреннего трения, действующая на единицу площади поверхности соприкасающихся слоев при единичном градиенте скорости.

Коэффициент вязкости в СИ измеряется в Па·с или в кг/(м·с).

Механизм внутреннего трения в жидкостях и газах неодинаков, т.к. в них различен характер теплового движения молекул (см. §§75 – 77 и §132 [1]; § 31 [2]).

В жидкостях между молекулами более сильные связи, чем в газе, поэтому молекулы жидкости могут совершать лишь малые колебания в пределах, ограниченных межмолекулярными расстояниями. Но время от времени в результате флуктуации молекула может получить от соседних молекул избыточную энергию, доста-

Рис. 204.1.
Распределение скоростей при ламинарном течении жидкости

точную для того, чтобы совершить скачок на некоторое расстояние d . В новом месте частица проведет некоторое время, совершая колебания, пока снова, в результате флуктуации не получит нужную для скачка энергию и т.д. Это и есть тепловые движения молекул жидкости. Длительность пребывания молекулы в данном месте жидкости определяется вероятностью для молекулы получить энергию W , достаточную для ее скачка, называемую **энергией активации** молекулы. Эта вероятность определяется законом Больцмана:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-W/kT}, \quad (204.2)$$

где T – температура, выраженная в кельвинах, k – постоянная Больцмана, n – число молекул в единице объема, энергия которых равна W , n_0 – число молекул в том же объеме, чья энергия порядка средней тепловой, т.е. порядка kT . Чем больше вероятность получения молекулой энергии W , тем меньше среднее время "оседлости"

$$\langle \tau \rangle = A e^{W/kT}, \quad (204.3)$$

а значит, чаще происходят скачки. Жидкость становится более текучей, с меньшим значением вязкости. Множитель A в выражении (204.3) имеет размерность времени, он пропорционален среднему значению периода колебаний молекулы.

Используя модель скачков молекул, советский физик Я.И. Френкель показал, что вязкость изменяется по экспоненциальному закону:

$$\eta = C e^{W/kT}, \quad (204.4)$$

где C – константа, определяемая свойствами жидкости, зависит от дальности скачка d , частоты колебаний и температуры. Однако температурный ход вязкости определяется в основном множителем $e^{W/kT}$.

Формула (204.4) является приближенной, но она достаточно хорошо описывает вязкость жидкости, например, воды в интервале температур от 5 до 100 °С, глицерина – от 0 до 200 °С.

Из формулы (204.4) видно, что с уменьшением температуры вязкость жидкости возрастает. В ряде случаев она становится настолько большой, что жидкость затвердевает без образования кристаллической решетки. В этом заключается механизм образования аморфных тел.

При малых скоростях движения тела в жидкости слой жидкости, непосредственно прилегающий к телу, прилипает к нему и движется со скоростью тела. По мере удаления от поверхности тела скорость слоев жидкости будет уменьшаться, но они будут двигаться относительно друг друга параллельно. Такое слоистое движение жидкости называется **ламинарным**.

При больших скоростях движения жидкости ламинарное движение становится неустойчивым и сменяется **турбулентным**, при котором частицы жидкости движутся по сложным траекториям со скоростями, изменяющимися беспорядочным образом. В результате происходит перемешивание жидкости, и образуются вихри.

Характер движения жидкости определяется безразмерной величиной Re , называемой **числом Рейнольдса**. Это число зависит от формы

тела и свойств жидкости. При движении шарика радиусом R со скоростью U в жидкости плотностью $\rho_{ж}$

$$\text{Re} = \rho_{ж} R \frac{U}{\eta}. \quad (204.5)$$

При малых значениях числа Рейнольдса ($\text{Re} \leq 1000$) наблюдается ламинарное течение, переход от ламинарного течения к турбулентному происходит в области $1000 \leq \text{Re} \leq 2000$, а при $\text{Re} \geq 2300$ (для гладких труб) течение – турбулентное.

При малых Re , когда шарик радиусом $1 \dots 3$ мм движется со скоростью $5 \dots 10$ см/с в вязкой жидкости, например, в глицерине, движение жидкости будет ламинарным. В этом случае на тело будет действовать сила сопротивления, пропорциональная скорости

$$\vec{F}_c = -r\vec{U}, \quad (204.6)$$

где r – коэффициент сопротивления. Для тела сферической формы

$$r = 6\pi\eta R.$$

Сила сопротивления шарика радиусом R примет вид:

$$\vec{F}_c = -6\pi\eta R\vec{U}. \quad (204.7)$$

Формула (204.7) называется законом Стокса.

Описание рабочей установки и метода измерений

Одним из существующих методов определения коэффициента динамической вязкости является метод Стокса. Суть метода заключается в следующем. Если в сосуд с жидкостью бросить шарик плотностью большей, чем плотность жидкости ($\rho > \rho_{ж}$), то он будет падать (рис. 204.2). На движущийся в жидкости шарик действует сила внутреннего трения (сила сопротивления) \vec{F}_c , тормозящая его движение и направленная вверх. Если считать, что стенки сосуда находятся на значительном расстоянии от движущегося шарика, то величину силы

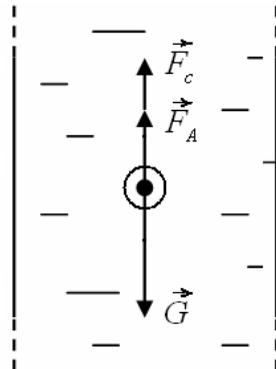


Рис. 204.1

внутреннего трения можно определить по закону Стокса (204.7).

Кроме того, на падающий шарик действует сила тяжести, направленная вниз \vec{G} и выталкивающая сила \vec{F}_A , направленная вверх. Тогда уравнение движения шарика запишется:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{G} + \vec{F}_A + \vec{F}_c.$$

Уравнение движения шарика в проекциях на направление движения:

$$m \frac{d\mathcal{V}}{dt} = G - F_A - F_c. \quad (204.8)$$

Решение уравнения (204.8) описывает характер движения шарика на всех участках падения. В начале движения скорость шарика \mathcal{V} мала и силой F_c можно пренебречь, т.е. на начальном этапе шарик движется с ускорением. По мере увеличения скорости возрастает сила сопротивления и ускорение уменьшается.

Расчеты по формуле (15-8) из работы [3] показывают, что падение свинцового шарика радиусом 3 мм в глицерине при температуре 20 °С через несколько миллисекунд становится почти равномерным. Это соответствует расстоянию порядка 2 мм. Скорость падения шарика в вязком глицерине устанавливается очень быстро и большую часть пути до дна сосуда шарик движется равномерно с установившейся скоростью.

Уравнение движения (204.8) в этом случае примет вид

$$G - F_A - F_c = 0. \quad (204.9)$$

Сила тяжести равна

$$G = mg = \rho Vg = \frac{4}{3} \pi \rho R^3 g, \quad (204.10)$$

где ρ – плотность вещества шарика.

Выталкивающая сила определяется по закону Архимеда:

$$F_A = m_{\text{жс}} g = \rho_{\text{жс}} Vg = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{жс}} R^3 g. \quad (204.11)$$

Подставив (204.10), (204.11) и (204.7) в уравнение (204.9), получим

$$\frac{4}{3} \pi g R^3 (\rho - \rho_{жс}) - 6\pi\eta R \mathcal{U} = 0.$$

Отсюда находим

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_{жс})}{\mathcal{U}} R^2 g. \quad (204.12)$$

Установка представляет собой широкий стеклянный цилиндрический сосуд **1**, наполненный исследуемой жидкостью (рис. 204.3). На сосуд надеты два резиновых кольца **2**, расположенных друг от друга на расстоянии l .

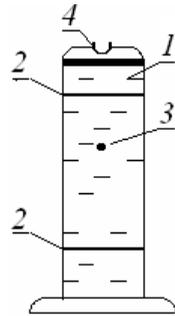


Рис. 204.3

В уравнении (204.12) удобно ввести диаметр шарика D и одновременно выразить его скорость через пройденный путь l и время t , за которое этот путь пройден:

$$\mathcal{U} = \frac{l}{t}.$$

Тогда формула (204.12) для определения коэффициента вязкости жидкости методом Стокса примет вид:

$$\eta = \frac{1}{18} \frac{(\rho - \rho_{жс}) D^2 g t}{l}. \quad (204.13)$$

При этом верхнее кольцо должно располагаться ниже уровня жидкости в сосуде, по крайней мере, на 2 – 3 см, т.к. на этом расстоянии силы, действующие на шарик, уже уравновешивают друг друга, шарик движется равномерно и формула (204.13) становится справедливой.

В сосуд через отверстие **4** опускают поочередно пять небольших шариков **3**, плотность которых ρ больше плотности исследуемой жидкости $\rho_{жс}$.

В опыте измеряют диаметры шариков, расстояние между кольцами и время движения каждого шарика на этом участке.

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Измерить диаметр шарика D с помощью микроскопа.

2. С помощью линейки измерить расстояние l между кольцами.
3. Через отверстие **4** в крышке сосуда опустить шарик.
4. В момент прохождения шариком верхнего кольца включить секундомер и измерить время t прохождения шариком расстояния l между кольцами.

5. Опыт повторить с пятью шариками. Шарик имеет одинаковый диаметр и двигаются в жидкости примерно с одинаковой скоростью. Поэтому время прохождения шариками одного и того же расстояния l можно усреднить и в расчетную формулу (204.13) вместо времени t движения одного шарика, подставить среднее арифметическое значение времени $\langle t \rangle$ движения всех шариков.

6. По формуле (204.13) определить значение $\langle \eta \rangle$. Плотность исследуемой жидкости (глицерина) $\rho_{жс} = 1,26 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, плотность материала шарика (свинца) $\rho = 11,34 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

7. Методом расчета погрешностей косвенных измерений находят относительную E и абсолютную $\Delta \eta$ погрешность результата:

$$E = \frac{\Delta \eta}{\langle \eta \rangle} = \frac{\Delta \rho + \Delta \rho_{жс}}{\rho - \rho_{жс}} + 2 \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta g}{g} + \frac{\Delta t}{\langle t \rangle} + \frac{\Delta l}{l}, \quad \Delta \eta = E \langle \eta \rangle,$$

где $\Delta \rho, \Delta \rho_{жс}$ и Δg – абсолютные погрешности табличных величин $\rho, \rho_{жс}$ и g ; ΔD и Δl – абсолютные погрешности прямых однократных измерений диаметра шарика D и расстояния l ; Δt – абсолютная погрешность прямых многократных измерений времени, определяется по методу Стьюдента или Корнфельда.

8. Данные результатов измерений и вычислений занесите в таблицу.

Форма таблицы результатов 204.1

№ п/п	D , м	l , м	t , с	$\langle t \rangle$, с	ρ , кг/м ³	$\rho_{жс}$, кг/м ³	g , м/с ²	$\langle \eta \rangle$, Па·с	$\Delta \eta$, Па·с	E , %

Сравните полученный результат с табличным значением коэффициента динамической вязкости глицерина при соответствующей тем-

пературе. Температуру воздуха (а соответственно и глицерина) посмотрите на термометре, находящемся в лаборатории.

Таблица 204.2

Коэффициенты динамической вязкости глицерина
при различных температурах

$t, ^\circ\text{C}$	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
$\eta, \text{Па}\cdot\text{с}$	1,48	1,35	1,23	1,12	1,02	0,93	0,85	0,78	0,71	0,65	0,6

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Запишите формулу Ньютона для силы внутреннего трения и поясните величины, входящие в эту формулу.
3. Опишите рабочую установку и порядок выполнения работы.
4. Какие силы действуют на шарик, падающий в жидкости?
5. Запишите рабочую формулу и поясните ее.

Вопросы для защиты работы

1. Объясните молекулярно-кинетический механизм внутреннего трения (вязкости) жидкости.
2. Дайте понятие энергии активации.
3. Как зависит вязкость жидкости от температуры?
4. При каких условиях движение жидкости будет ламинарным?
5. Запишите уравнение движения шарика в глицерине и выведите рабочую формулу.
6. Можно ли верхнее кольцо располагать на уровне поверхности жидкости в сосуде?
7. Получите формулу для расчета относительной погрешности E .

Рекомендуемая литература:

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §75 – §78 и §132.
2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §31 – §33.
3. <http://physics.tsu.tula.ru/bib/lab.htm> (лаб.раб. №15 «Определение энергии активации по температурной зависимости вязкости жидкости»).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ВОЗДУХА

Цель работы: определить коэффициент вязкости воздуха по истечению через капилляр.

Приборы и принадлежности:

капилляр,
манометр,
груша, баллон,
зажим, соединительные шланги,
секундомер.

Основные теоретические сведения

При движении соприкасающихся слоев газа (жидкости) друг относительно друга между ними действуют силы внутреннего трения, или силы вязкости. Примером такого движения может являться течение газа (жидкости) внутри трубки или капилляра. Наличие сил вязкости приводит к тому, что скорость течения \mathcal{U} зависит от расстояния до оси трубки r (см. рис. 205.1), где скорость течения условно обозначена стрелками. Она равна нулю непосредственно вблизи стенок трубки ($\mathcal{U}(r_0) = 0$), а на ее оси ($r = 0$) достигает максимального значения.

Возникновение сил вязкости в газе связано с тем, что его молекулы участвуют одновременно в двух движениях: упорядоченном и хаотическом тепловом. В нашем примере упорядоченное или макроскопическое движение газа – это его течение по трубке. Кроме этого молекулы газа движутся хаотически, причем среднее значение модуля скорости теплового хаотического движения молекул обычно значительно превышает скорость \mathcal{U} упорядоченного движения.

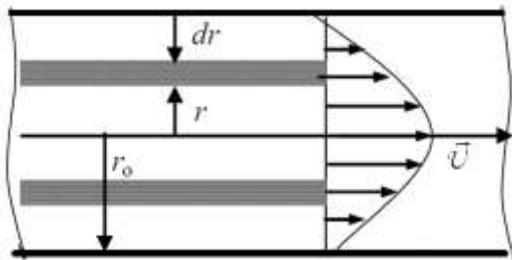


Рис. 205.1

Выделим условно слой газа, движущийся вдоль трубки круглого сечения с некоторым определенным значением \mathcal{U} . Этот слой представляет собой полый цилиндр с внутренним радиусом r и внешним $r + dr$. В этот слой в результате теплового движения попадают молекулы из соседних слоев. Из внешнего слоя с большим значением r в выделенный слой попадают молекулы с меньшей скоростью, и, наоборот – из внутреннего слоя попадают молекулы с большей скоростью. Происходит *передача импульса* упорядоченного движения молекул в процессе их теплового движения. Внутренний слой ускоряет, а внешний тормозит течение газа в выделенной области, что и является проявлением сил внутреннего трения или вязкости. Тонкий слой газа, непосредственно примыкающий к стенкам трубки, обволакивает ее и замедляет движение соседнего слоя, который в свою очередь оказывает влияние на следующий слой и т.д.

Таким образом, из вышесказанного следует, что существует *две основные причины существования сил внутреннего трения* при движении слоев газа или жидкости относительно друг друга:

- 1) хаотическое тепловое движение молекул;
- 2) передача импульса при упорядоченном движении молекул.

Величина силы вязкости F , как следует из опыта, прямо пропорциональна площади соприкасающихся слоев газа (жидкости) S и градиенту скорости их движения по перпендикулярному ей направлению

r , т.е. производной $\frac{d\mathcal{U}}{dr}$ (формула Ньютона):

$$F = \eta \left| \frac{d\mathcal{U}}{dr} \right| S, \quad (205.1)$$

где η – коэффициент вязкости или просто вязкость. Модуль градиента скорости $\left| \frac{d\mathcal{U}}{dr} \right|$ равен изменению скорости слоев жидкости на единицу

длины в направлении нормали (в нашем случае в направлении радиуса r) к поверхности трущихся слоев газа (или жидкости). Коэффициент

вязкости η измеряется в $\frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$ или в Па·с.

Для газов η зависит от температуры ($\eta \sim \sqrt{T}$) и не зависит от давления. Определенный таким образом коэффициент вязкости η в литературе называется также *коэффициентом динамической вязкости*.

Для воздуха при температуре $t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ и атмосферном давлении $P = 1,013 \cdot 10^5\text{ Па}$ коэффициент вязкости $\eta = 1,72 \cdot 10^{-5}\text{ Па}\cdot\text{с}$. Ниже в табл. 205.1 приведены значения коэффициента вязкости воздуха вблизи комнатной температуры.

Таблица 205.1

Коэффициенты динамической вязкости воздуха
при различных температурах

$t, \text{ }^{\circ}\text{C}$	5	10	15	20	25	30
$\eta, 10^{-5}\text{ Па}\cdot\text{с}$	1,743	1,767	1,789	1,814	1,837	1,861

Принцип эксперимента и вывод расчетной формулы

Воздух накачивается в сосуд до давления, превышающего атмосферное на некоторую величину $\Delta P_{нач}$, а затем постепенно выходит из сосуда в атмосферу через трубку малого диаметра – капилляр. При этом разность ΔP давления в сосуде и атмосферного давления уменьшаются с течением времени t . Фиксируются значения времени t , при которых достигаются определенные разности давлений ΔP . η рассчитывается через тангенс угла наклона прямой, соответствующей линейному участку зависимости $\ln\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}}\right)$ от t . Расчетные формулы выводятся для небольших по сравнению с атмосферным давлением значений ΔP .

При проведении эксперимента воздух вытекает из сосуда объемом V через капилляр длины L и диаметра D в атмосферу. Запишем уравнение состояния для воздуха в этом сосуде:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (205.2)$$

где μ – молярная масса воздуха, m – масса воздуха в сосуде. При проведении эксперимента можно считать температуру воздуха в сосуде практически постоянной, тогда переменными величинами в уравнении (205.2) будут только давление P и масса m воздуха в сосуде. Поделив уравнение (205.2) на V и продифференцировав его по времени, получим:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{RT}{V\mu} \frac{dm}{dt} = -\frac{RT}{V\mu} \theta. \quad (205.3)$$

Расход воздуха $\theta = -\frac{dm}{dt}$ при его ламинарном стационарном течении определяется формулой Пуазейля:

$$\theta = \frac{\pi\rho}{8\eta} r_o^4 \frac{\Delta P}{\Delta L}, \quad (205.4)$$

где ρ – плотность воздуха, η – коэффициент вязкости, $\Delta P = P - P_o$ – разность давлений на концах капилляра, $\Delta L = L$ – длина капилляра, r_o – его радиус. Знак «минус» в соотношении (205.3) показывает, что с течением времени количество воздуха в сосуде уменьшается. При небольших по сравнению с атмосферным давлением значениях ΔP плотность воздуха $\rho = m/V$ можно считать постоянной и выразить ее из уравнения состояния:

$$\rho = \frac{\langle P \rangle \mu}{RT}, \quad (205.5)$$

где $\langle P \rangle$ – среднее значение давления в сосуде за время проведения эксперимента. Подставляя (205.4) и (205.5) в (205.3) и учитывая, что $r_o = D/2$, получаем линейное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d(\Delta P)}{dt} = -\frac{\pi \langle P \rangle D^4}{128VL\eta} \Delta P, \quad (205.6)$$

где вместо производной $\frac{dP}{dt}$ мы записали $\frac{d(\Delta P)}{dt}$, т.к. с течением времени t уменьшается разность ΔP давления на концах капиллярной трубки. Разделим переменные в этом уравнении и преобразуем его левую часть:

$$\frac{d(\Delta P)}{\Delta P} = -\frac{\pi \langle P \rangle D^4}{128VL\eta} dt$$

или

$$d \ln(\Delta P) = A dt, \quad (205.7)$$

где постоянная A дается выражением:

$$A = -\frac{\pi \langle P \rangle D^4}{128VL\eta}.$$

Интегрируя левую часть уравнения (7) в пределах от $\ln(\Delta P_{нач})$ до $\ln(\Delta P)$, а правую – в пределах от 0 до t и используя формулу для разности логарифмов, получим:

$$\ln\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}}\right) = A \cdot t.$$

Введем обозначения:

$$Y = \ln\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}}\right), \quad X = t.$$

Тангенс A угла наклона прямой

$$Y = A \cdot X \quad (205.8)$$

позволяет определить значение коэффициента вязкости η по формуле:

$$\eta = \frac{\pi D^4 \langle P \rangle}{128VL|A|}, \quad (205.9)$$

где $|A|$ – абсолютное значение углового коэффициента A прямой $Y(X)$.

Отметим, что полученное соотношение (205.9) справедливо только для ламинарного течения воздуха вдоль трубки. *Ламинарным* называется такое *течение*, когда молекулы газа (жидкости) движутся вдоль прямолинейных траекторий, параллельных оси трубки. При больших скоростях ламинарное течение становится неустойчивым и переходит в так называемое *турбулентное течение*. Турбулентное течение – это такое течение, гидродинамические характеристики которого (для газов – плотность и температура, а для жидкостей – скорость и давление) быстро и нерегулярно изменяются во времени (флуктуируют). Молекулы газа (жидкости) совершают нерегулярные, неустановившиеся движения по сложным траекториям, это приводит к интенсивному перемешиванию слоев газа (жидкости).

Количественно характер движения слоев газа (жидкости) определяется безразмерной величиной Re , называемой числом Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{\langle v \rangle \rho r}{\eta},$$

где $\langle v \rangle$ – средняя скорость потока слоев газа (жидкости) в трубке, ρ – плотность газа (жидкости), r – радиус трубки. По порядку величины число Рейнольдса есть отношение кинетической энергии газа (жидкости) к потере ее, обусловленной работой сил вязкости в направлении, перпендикулярном оси трубки (вдоль ее радиуса r). Т. е. отношение кинетической энергии E_k к работе A будет

$$\frac{E_k}{A} \sim \frac{\langle v \rangle \rho r}{\eta},$$

а это и есть число Рейнольдса. Число Рейнольдса, таким образом, определяет относительную роль инерции и вязкости газа (жидкости) при течении. При больших числах Рейнольдса основную роль играет инерция, при малых – вязкость. В нашем случае при небольшой (по сравнению с атмосферным) разности давлений ΔP на концах капилляра скорость течения слоев воздуха вдоль оси капилляра невелика. Слои параллельно перемещаются вдоль оси трубки (см. рис. 205.1) и такое движение будет ламинарным.

Описание рабочей установки и порядок выполнения работы

На рис. 205.2 схематично изображена экспериментальная установка для определения вязкости воздуха. Силиконовыми трубками при помощи двух тройников соединены между собой баллон 1, резиновая груша 2, манометр 3 и закрепленный на штативе капилляр 4, который перекрывается с помощью зажима 5.

1. Ознакомиться с работой секундомера (см. на корпусе установки). Если в вашем мобильном телефоне есть секундомер с памятью, то можете использовать его при выполнении работы.

2. Перекрыть капилляр 4 зажимом 5 (кольцо зажима перемещают в сторону капилляра до упора) и с помощью груши 2 накачать в баллон 1 воздух до разности давлений $\Delta P \approx 200 \div 220$ мм.рт.ст.

3. Подождать несколько секунд, пока стрелка манометра 3 не остановится.

4. Открыть капилляр, ослабив зажим 5, снять зависимость давления в баллоне от времени. Для этого при подходе давления к выбран-

ному значению $\Delta P_{нач}$ (можно взять $\Delta P_{нач} = 160$ мм.рт.ст.) включить секундомер. При достижении заданных значений ΔP (см. таблицу 205.2) зафиксировать показания секундомера с помощью кнопки **A** (этап), т.е. последовательно при достижении заданных значений ΔP быстро нажимаем и отпускаем только кнопку A! Таким образом, в память секундомера заносятся значения «промежуточных результатов» (этапов). После записи времени последнего этапа останавливаем секундомер, нажимая на кнопку **C** (стоп). Считывание этапов из памяти осуществляется последовательным нажатием кнопки **D**. Соответствующие значения времени занести в таблицу 205.2.

Внимание! Значения времени этапов удобнее заносить в таблицу снизу вверх, т.е. от последнего этапа к первому.

5. Стирание занесенных в память «промежуточных результатов» (этапов) осуществляется нажатием и удержанием кнопки **D** в течение *не менее 3 секунд* (пока не обнулятся показания всех этапов). После этого нужно еще раз быстро нажать на кнопку **D**. Таким образом, осуществится полное «обнуление» секундомера и он снова будет готов к работе.

6. Операции по пунктам 2 – 6 повторить не менее пяти раз, результаты измерений времени занести в таблицу.

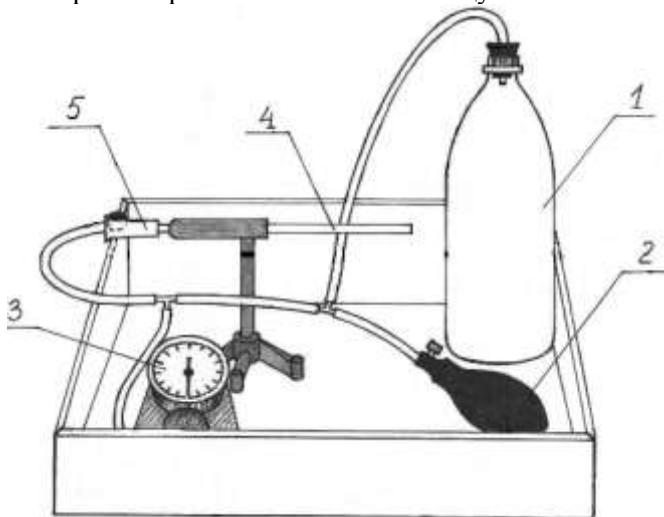


Рис. 205.2

7. Рассчитать среднее арифметическое значение времени $\langle t \rangle$ для заданных значений ΔP по формуле:

$$\langle t \rangle = \frac{t_1 + t_2 + \dots + t_5}{5}.$$

8. Рассчитать логарифмы отношений ΔP к $\Delta P_{нач}$ и занести их значения в таблицу.

9. Среднее значение давления $\langle P \rangle$ в сосуде за время проведения эксперимента можно рассчитать по формуле:

$$\langle P \rangle = \frac{(P_{атм} + \Delta P_{нач}) + (P_{атм} + \Delta P_{кон})}{2}, \quad (205.10)$$

где атмосферное давление $P_{атм}$ определяется по барометру, находящемуся в лаборатории, а $\Delta P_{нач}$ и $\Delta P_{кон}$ – разности избыточных давлений на концах капилляра в начале и в конце эксперимента, измеряются с помощью манометра в мм рт.ст. Для расчета вязкости воздуха по формуле (205.9) давление $\langle P \rangle$ нужно выразить в паскалях:

$$1 \text{ мм рт.ст.} = 133 \text{ Па.}$$

10. Для определения углового коэффициента A (тангенса наклона прямой $Y = A \cdot X$, где $Y = \ln \left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}} \right)$, а $X = t$) постройте, используя данные из таблицы 205.2, соответствующий график зависимости, примерный вид которого приводится на рис. 205.3.

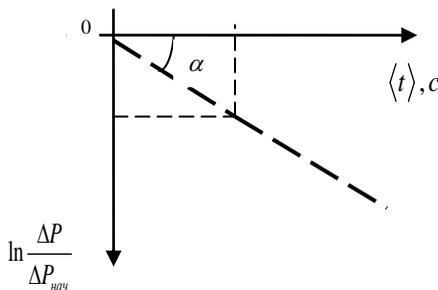


Рис. 205.3

Для расчета коэффициента A можно взять любую экспериментальную точку, которая лежит на прямой:

$$|A| = tg\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}}\right)_i}{\langle t \rangle_i}, \quad (205.11)$$

где i – номер опыта или номер экспериментальной точки.

11. По формуле (205.9) рассчитайте вязкость воздуха η . Диаметр D и длина L капилляра, а также объем V баллона указаны на корпусе экспериментальной установки.

12. Сравните полученный результат с табличным (см. в табл. 205.1 значение вязкости воздуха при соответствующей температуре):

$$\Delta\eta = |\eta - \eta_{табл}| \quad (205.12)$$

и оцените относительную погрешность измерений в процентах:

$$E = \frac{\Delta\eta}{\eta} \cdot 100\%. \quad (205.13)$$

Форма таблицы результатов 205. 2

$L = \dots$ м; $D = \dots$ м; $V = \dots$ м³; $P_{атм} = \dots$ мм рт.ст.; $t = \dots$ °С.

ΔP , мм.рт.ст.	t_1 , с	t_2 , с	t_3 , с	t_4 , с	t_5 , с	$\langle t \rangle$, с	$\ln \frac{\Delta P}{\Delta P_{нач}}$
$(\Delta P_{нач})$ 160	00.00	–	–	–	–	–	0
140							
120							
100							
80							
60							
40							
$\langle P \rangle = \dots$ (Па),							
Угловой коэффициент $ A = \dots$ (с ⁻¹),							
Коэффициент вязкости $\eta = \dots$ (Па·с).							

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Поясните принцип эксперимента и ход работы.
3. Запишите рабочую формулу для определения коэффициента вязкости воздуха и поясните все величины, входящие в эту формулу.

Вопросы для защиты работы

1. Объясните молекулярно-кинетический механизм внутреннего трения.
2. Объясните формулу (205.1), выражающую величину силы внутреннего трения. Что такое градиент скорости?
3. Какие существуют виды течения молекул газа (жидкостей) по капиллярным трубкам? При каком течении справедлива формула Пуазейля?
4. Что показывает число Рейнольдса? Каков его физический смысл?
5. Выведите расчетную формулу (205.9) для коэффициента динамической вязкости воздуха.
6. Покажите, используя формулу (205.9), в каких единицах системы СИ измеряется коэффициент динамической вязкости.

Рекомендуемая литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §75 – §77.
2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §§31, 32.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЭФФЕКТИВНОГО ДИАМЕТРА МОЛЕКУЛ ВОЗДУХА

Цель работы: экспериментальное определение средней длины свободного пробега молекул воздуха; определение эффективного диаметра молекул воздуха.

Приборы и принадлежности:
стеклянный баллон с краном,
мерный стакан,
капиллярная трубка,
линейка, секундомер,
термометр,
барометр.

Основные теоретические сведения

Молекулы газа, находясь в состоянии теплового хаотического движения, непрерывно сталкиваются друг с другом. Термин «столкновение» применительно к молекулам не следует понимать буквально и представлять себе этот процесс подобным соударению твердых шаров. *Под столкновением молекул подразумевают процесс взаимодействия между молекулами, в результате которого молекулы изменяют направление своего движения.*

На рис. 206.1, а (§129 [1]) представлен график зависимости потенциальной энергии ε_n взаимодействия двух молекул от расстояния r между их центрами. Рассмотрим с помощью этого графика процесс сближения (соударения) молекул. Мысленно поместим центр одной из молекул в начало координат, а центр второй молекулы представим перемещающимся по оси r . Пусть вторая молекула летит по направлению к первой из бесконечности, имея начальный запас кинетической энергии. Приближаясь к первой молекуле, вторая под действием силы притяжения движется со все возрастающей скоростью. В результате кинетическая энергия молекулы ε_k также растет. Однако полная энергия системы, равная $\varepsilon = \varepsilon_k + \varepsilon_n$, остается неизменной (система двух молекул замкнута), т.к. одновременно уменьшается потенциальная энергия ε_n .

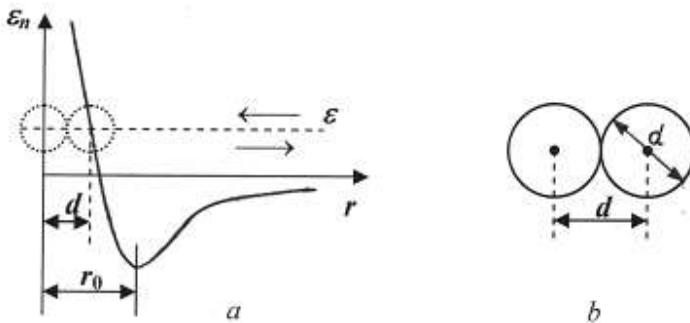


Рис. 206.1

При прохождении молекулой точки с координатой r_0 силы притяжения сменяются силами отталкивания, вследствие чего молекула начинает быстро терять скорость (в области отталкивания кривая $\varepsilon_n(r)$ идет очень круто). В момент, когда потенциальная энергия ε_n становится равной полной энергии системы ε , скорость молекулы обращается в нуль. В этот момент имеет место наибольшее сближение молекул друг с другом. После остановки молекулы все явления протекают в обратной последовательности: сначала молекула движется со все возрастающей скоростью под действием силы отталкивания; миновав расстояние r_0 , молекула попадает под действие замедляющей ее движение силы притяжения и, наконец, удаляется на бесконечность, имея первоначальный запас кинетической энергии.

Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется *эффективным диаметром* молекулы d (рис. 206.1, *b*). Величина

$$\sigma = \pi d^2 \quad (206.1)$$

называется *эффективным сечением* молекулы.

Значение d зависит от характера сил взаимодействия, от энергии сближающихся молекул, т.е. от температуры газа. С повышением температуры эффективный диаметр молекул уменьшается.

За секунду молекула проходит в среднем путь, равный средней скорости $\langle v \rangle$. Если за секунду она претерпевает в среднем Z столкновений, то средняя длина свободного пробега молекулы между двумя последовательными соударениями будет равна

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle Z \rangle}. \quad (206.2)$$

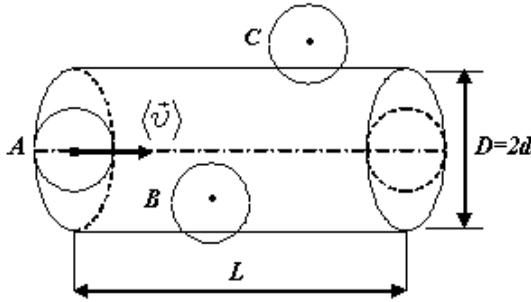


Рис. 206.2

Для того чтобы подсчитать среднее число столкновений $\langle Z \rangle$, предположим, что все молекулы газа представляют собой упругие шарики радиуса r и все молекулы, кроме рассматриваемой, застыли неподвижно на своих местах. Пусть молекула A движется со средней скоростью $\langle \vec{v} \rangle$ (см. рис. 206.2). За единицу времени она столкнется со всеми другими молекулами, центры которых окажутся внутри цилиндра диаметром D и высотой L , численно равной средней скорости $\langle \vec{v} \rangle$. Так молекула A не столкнется с молекулой C , но испытает соударение с молекулой B . Так как средняя длина свободного пробега молекул газа много больше, чем эффективный диаметр молекул, то объем цилиндра можно считать равным

$$V = \pi d^2 \langle v \rangle.$$

Умножив этот объем на число молекул в единице объема n , получим среднее число столкновений за единицу времени движущейся молекулы с неподвижными:

$$Z = \pi d^2 \langle v \rangle n.$$

В действительности все молекулы движутся, вследствие чего число соударений определяется средней скоростью движения молекул по отношению друг к другу, а не средней скоростью $\langle \vec{v} \rangle$ молекул относительно стенок сосуда:

$$\langle v_{\text{омн}} \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle.$$

Поэтому среднее число соударений должно быть увеличено в $\sqrt{2}$ раз:

$$Z = \sqrt{2} \pi d^2 \langle v \rangle n. \quad (206.3)$$

Из соотношений (206.2) и (206.3) получим для средней длины свободного пробега следующую формулу:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}. \quad (206.4)$$

Из уравнения состояния идеального газа

$$P = \frac{N}{V} kT = nkT$$

следует, что концентрация молекул газа равна

$$n = \frac{P}{kT}.$$

Тогда формулу (206.4) можно записать

$$\langle \lambda \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi d^2 P}, \quad (206.5)$$

где k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, P – давление, d – эффективный диаметр молекул газа. Из формулы (206.5) видно, что при постоянной температуре с увеличением давления P средняя длина свободного пробега молекул газа уменьшается.

Оценим среднюю длину свободного пробега молекул газа. Молекулы имеют размеры порядка нескольких десятых нанометра. Примем эффективный диаметр молекулы равным

$$d \approx 0,2 \text{ нм} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Моль газа занимает при нормальных условиях (т.е. при 0°C и при $P = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$) объем, равный

$$V_m = 22,41 \text{ л} = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3.$$

Число молекул в единице объема при этих условиях равно

$$n = \frac{N_A}{V_m} = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{22,41 \cdot 10^{-3}} \approx 3 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3},$$

где N_A – число Авогадро. Подстановка этих чисел в формулу (206.4) дает

$$\langle \lambda \rangle \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Описание рабочей установки и метода измерений

Молекулярно-кинетическая теория позволила получить формулы, связывающие макроскопические параметры газа (давление, объем, температура) с его микроскопическими параметрами (размеры и масса молекулы, ее скорость, средняя длина свободного пробега). Пользуясь этими формулами, можно на основании измеренных макроскопических параметров газа найти его микроскопические параметры.

Для нахождения средней длины свободного пробега молекул газа $\langle \lambda \rangle$ используют формулу, выражающую зависимость коэффициента внутреннего трения (вязкости) η от $\langle \lambda \rangle$:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle v \rangle, \quad (206.6)$$

где ρ – плотность газа.

Из теории Максвелла следует, что средняя арифметическая скорость молекул газа равна

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}, \quad (206.7)$$

где R – молярная газовая постоянная, T – термодинамическая температура, μ – масса одного моля.

Состояние идеального газа описывается уравнением Клапейрона-Менделеева:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT.$$

Из последнего уравнения плотность газа

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}. \quad (206.8)$$

Подставив в формулу (206.6) значения $\langle v \rangle$ и ρ из формул (206.7) и (206.8), получим:

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{\mu P}{RT} \langle \lambda \rangle \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}. \quad (206.9)$$

В данной работе используется зависимость коэффициента вязкости от радиуса r капиллярной трубки, через которую проходит газ, ее длины l и разности давлений ΔP , возникающих на концах этой трубки. Эта зависимость выражается формулой Пуазейля:

$$\eta = \frac{\pi r^4}{8Vl} \Delta P \tau, \quad (206.10)$$

где V – объем газа, в данном случае воздуха, проходящего через трубку за время τ .

Из формул (206.9) и (206.10) следует, что средняя длина свободного пробега молекул воздуха равна:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{3\pi r^4}{16lP} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}} \frac{\Delta P \tau}{V}. \quad (206.11)$$

Из формулы (206.4) эффективный диаметр молекулы

$$d = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2\pi n} \langle \lambda \rangle}}.$$

Учитывая, что

$$n = \frac{P}{kT},$$

получим

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2\pi} \langle \lambda \rangle P}}, \quad (206.12)$$

где P и T – давление и температура, при которых проводится опыт (определяются по барометру и термометру, находящимся в лаборатории).

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Наполняют баллон **1** на три четверти водой и плотно закрывают пробкой **2**, в которую вставлен капилляр **3**.

2. Линейкой измеряют первоначальный уровень воды h_1 . Открывают кран **4** (см. рис. 206.3) и одновременно включают секундомер.

3. Когда в мерном стакане **5** будет $100 \div 200$ мл воды ($1 \text{ мл} = 10^{-6} \text{ м}^3$), закрывают кран и одновременно останавливают секундомер.

4. Замеряют уровень жидкости h_2 в сосуде. Объем вытесненной из баллона воды в мерном стакане будет равен объему воздуха V , вошедшего в баллон через трубку **3**.

5. По формуле (206.11) рассчитывают среднюю длину свободного пробега молекул воздуха. Разность давлений вычисляют по формуле:

$$\Delta P = \rho g \frac{h_1 + h_2}{2}, \quad (206.13)$$

где ρ – плотность воды. Расчет $\langle \lambda \rangle$ удобнее вести по формуле (206.11), записанной в виде:

$$\langle \lambda \rangle = A \frac{\Delta P \tau}{V}, \quad (206.14)$$

где A – постоянная величина для данного опыта, которая равна

$$A = \frac{3\pi r^4}{16lP} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}}. \quad (206.15)$$

6. Опыт повторяют три раза с одними и теми же значениями V и h_1 .

7. По формуле (206.12) рассчитывают эффективный диаметр молекулы воздуха d . Давление P и температуру T воздуха в лаборатории берут из показаний барометра и термометра.

8. Методом расчета погрешностей косвенных измерений находят относительную E и абсолютную $\Delta \lambda$ погрешность средней длины свободного пробега молекул воздуха. Для простоты расчетов используем только формулы (206.14) и (206.13), считая, что вклад постоянной A (см. формулу (206.15)) в погрешность измерений незначителен, тогда

$$E = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta g}{g} + \frac{\Delta h_1 + \Delta h_2}{h_1 + h_2} + \frac{\Delta\tau}{\tau} + \frac{\Delta V}{V}, \quad \Delta\lambda = E \langle \lambda \rangle,$$

где $\Delta\rho$ и Δg – абсолютные погрешности табличных величин; Δh_1 , Δh_2 и ΔV – абсолютные погрешности прямых однократных измерений, зависящих от цены деления измерительных приборов; $\Delta\tau$ – абсолютная погрешность прямых многократных измерений времени.

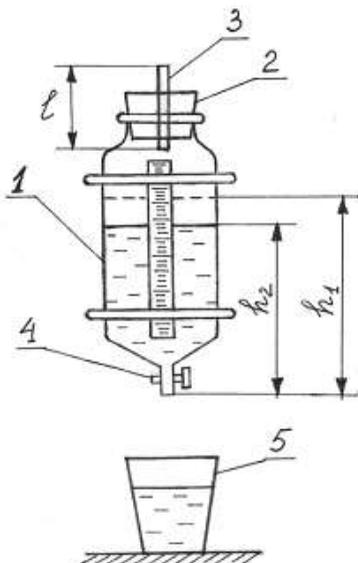


Рис. 206.3

9. Данные измерений и вычислений занесите в таблицу.

Форма таблицы результатов 206.1

Температура воздуха $T = \dots\dots$ К, давление $P = \dots\dots$ Па.

№ n/n	τ , с	h_1 , м	h_2 , м	ΔP , Па	V , м ³	$\langle \lambda \rangle$, м	$\Delta \lambda$, м	E , %	$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda$, м	$\langle d \rangle$, м

Молярная масса молекул воздуха $\mu = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, плотность воды $\rho = 10^3$ кг/м³, постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, молярная газовая постоянная $R = 8,31$ Дж/(моль·К), 1 мм рт.ст. = 133 Па.

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Запишите рабочие формулы для расчета $\langle \lambda \rangle$ и d , поясните смысл всех величин, входящих в эти формулы.
3. Опишите рабочую установку и порядок выполнения работы.

Вопросы для защиты работы

1. Что называется эффективным диаметром молекулы? Эффективным сечением?
2. Дайте определение длины свободного пробега молекул газа.
3. Выведите формулу для расчета $\langle \lambda \rangle$ (формулу (206.5)).
4. Выведите рабочие формулы (206.11) и (206.12).
5. Используя дифференциальный метод, получите формулу для расчета относительной погрешности $\langle \lambda \rangle$, т.е. $E = \frac{\Delta \lambda}{\langle \lambda \rangle}$.

Рекомендуемая литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §129.
2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §46.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ПО ВЫСОТЕ ПОДНЯТИЯ ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ

Цель работы: экспериментально определить коэффициент поверхностного натяжения исследуемой жидкости по высоте поднятия ее в капиллярных трубках.

Приборы и принадлежности:

катетометр КМ-8,
набор капиллярных трубок различного диаметра,
держатель капиллярных трубок,
стакан для жидкости.

Основные теоретические сведения

Энергия поверхностного слоя и поверхностное натяжение жидкостей

На поверхности жидкости, вблизи границы, разделяющей жидкость и ее пар, молекулы испытывают межмолекулярное взаимодействие, отличающееся от межмолекулярного взаимодействия молекул, которое они испытывают, находясь внутри объема жидкости.

На рис. 207.1 молекула *a*, находясь внутри объема жидкости, со всех сторон окружена другими молекулами той же жидкости, которые воздействуют на нее в среднем одинаковыми силами, равнодействующая которых поэтому оказывается равной нулю. Молекула *b*, находящаяся в поверхностном слое жидкости, такими же молекулами окружена только со стороны нижней полусферы (концентрация молекул пара этой жидкости или газа, с которым граничит жидкость, во много раз меньше концентрации молекул жидкости, поэтому силами взаимодействия с молекулами пара или газа со стороны верхней полусферы можно пренебречь). В результате на молекулы, находящиеся в поверхностном слое, действует направленная внутрь жидкости равнодействующая сила $\vec{F}_R \neq 0$.

Для перенесения молекул из глубины объема жидкости в поверхностный слой необходимо совершить работу по преодолению силы \vec{F}_R . Эта работа идет на увеличение поверхностной энергии. Так называется потенциальная энергия молекул поверхностного слоя.

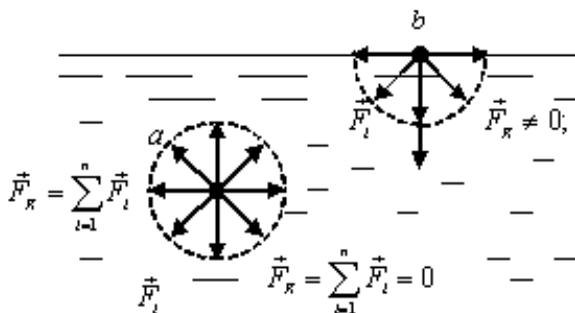


Рис. 207.1

Коэффициентом поверхностного натяжения жидкости называется физическая величина, численно равная работе, необходимой для изотермического увеличения поверхности жидкости на единицу площади:

$$\sigma = \frac{dA}{dS}. \quad (207.1)$$

Из формулы (207.1) видно, что коэффициент поверхностного натяжения измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^2} = \frac{\text{Н}}{\text{м}}$.

Смачивание

На границе соприкосновения жидкостей с твердыми телами наблюдаются явления смачивания (несмачивания), при которых происходит искривление свободной поверхности жидкости около стенки твердого тела. Поверхность жидкости, искривленная на границе ее соприкосновения с твердым телом, называется мениском. Линия, по которой мениск соприкасается с твердым телом, называется периметром смачивания. Явления смачивания (несмачивания) характеризуются краевым углом θ между поверхностью твердого тела и мениском в точках их пересечения (см. рис. 207.2).

Жидкость является смачивающей, если краевой угол острый ($0 < \theta < \pi/2$) (рис. 207.2, а), а его косинус положителен ($\cos\theta > 0$). Например, вода смачивает стекло, ртуть смачивает цинк. Для жидкостей, не смачивающих твердое тело, краевой угол тупой ($\pi/2 < \theta < \pi$), а его косинус отрицателен ($\cos\theta < 0$) (рис. 207.2, б).

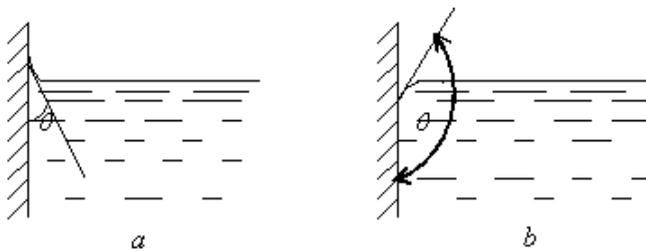


Рис. 207.2

Например, вода не смачивает парафин, ртуть не смачивает чугун. Различие краевых углов при явлениях смачивания и не смачивания объясняется соотношением сил взаимодействия между молекулами твердых тел и жидкостей с одной стороны и сил межмолекулярного взаимодействия в жидкостях с другой стороны. Если взаимодействие между молекулами жидкости и твердого тела больше сил межмолекулярного взаимодействия в жидкости, то жидкость будет смачивающей; если же силы межмолекулярного взаимодействия в жидкости превышают силы взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела, то жидкость является не смачивающей.

Если поверхность жидкости ограничена каким-то контуром, то коэффициент поверхностного натяжения численно равен силе, действующей на единицу длины контура, ограничивающего поверхность:

$$\sigma = \frac{F}{l}. \quad (207.2)$$

Вектор силы \vec{F} поверхностного натяжения направлен по касательной к поверхности, охватываемой контуром и перпендикулярен к поверхности жидкости (рис. 207.3). Из выражения (207.2) следует, что коэффициент поверхностного натяжения измеряется в Н/м.

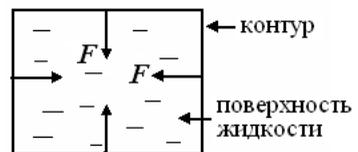


Рис. 207.3

Капиллярные явления

В узкой трубке – капилляре (от лат. *capillus* – волос, т.е. капилляр – трубка тонкая, как волос) уровень смачивающей жидкости выше, чем в сообщающемся с ним широком сосуде, а уровень не смачивающей жидкости, наоборот, ниже (см. рис. 207.4).

Изменения высоты уровня жидкости в капиллярах *называются капиллярными явлениями*. Они связаны с тем, что для равновесия смачивающей жидкости в капилляре избыточное давление, создаваемое силами поверхностного натяжения, должно уравниваться гидростатическим давлением.

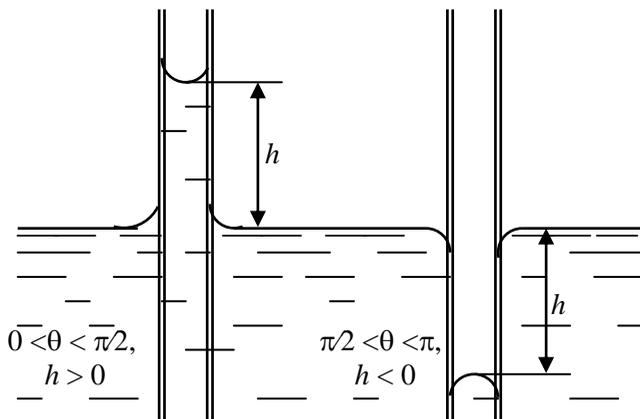


Рис. 207.4

Как известно, гидростатическое давление может быть найдено по формуле:

$$P = \rho gh, \quad (207.3)$$

где ρ – плотность жидкости, g – ускорение силы тяжести, h – высота столба жидкости.

Избыточное давление может быть найдено как отношение силы поверхностного натяжения к площади поверхности, на которую она действует:

$$P = \frac{F}{S},$$

а сила поверхностного натяжения, в свою очередь, может быть выражена из (207.2)

$$F = \sigma l,$$

где l – длина контура.

В случае цилиндрического капилляра

$$l = 2\pi r, \quad S = \pi r^2,$$

где r – радиус капилляра. Тогда

$$P = \frac{\sigma 2\pi r}{\pi r^2} = \frac{2\sigma}{r}. \quad (207.4)$$

Приравнивая (207.4) и (207.3),

$$\frac{2\sigma}{r} = \rho gh,$$

получим для высоты поднятия жидкости h в капилляре следующую формулу:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho gr}. \quad (207.5)$$

Эта формула, строго говоря, справедлива только для жидкостей практически полностью смачивающих (или не смачивающих) поверхность твердого тела, т.е. в этом случае краевой угол $\theta \simeq 0$, а $\cos\theta \simeq 1$ (или $\theta \simeq \pi$, а $\cos\theta \simeq -1$ в случае не смачивающей жидкости).

Описание рабочей установки и метода измерений

В данной работе используются три капилляра, радиусы которых r_1, r_2, r_3 требуется определить. При вертикальном опускании капилляров в сосуд с водой высоты поднятия жидкости в капиллярах будут соответственно h_1, h_2, h_3 . В этом случае коэффициент поверхностного натяжения, получаемый из формулы (207.5) равен

$$\sigma = \frac{r_1 h_1}{2} \rho g = \frac{r_2 h_2}{2} \rho g = \frac{r_3 h_3}{2} \rho g,$$

отсюда

$$h_1 - h_2 = \frac{2\sigma}{\rho g r_1} - \frac{2\sigma}{\rho g r_2}; \quad h_1 - h_3 = \frac{2\sigma}{\rho g r_1} - \frac{2\sigma}{\rho g r_3}; \quad h_2 - h_3 = \frac{2\sigma}{\rho g r_2} - \frac{2\sigma}{\rho g r_3}.$$

Следовательно,

$$\sigma = \frac{r_1 r_2 (h_1 - h_2)}{2(r_2 - r_1)} \rho g = \frac{r_1 r_3 (h_1 - h_3)}{2(r_3 - r_1)} \rho g = \frac{r_2 r_3 (h_2 - h_3)}{2(r_3 - r_2)} \rho g. \quad (207.6)$$

Значения h_1 , h_2 и h_3 находят при помощи катетометра КМ-8, который состоит из колонки на треноге, измерительной каретки со зрительной трубой и отсчетным микроскопом (рис. 207.5).

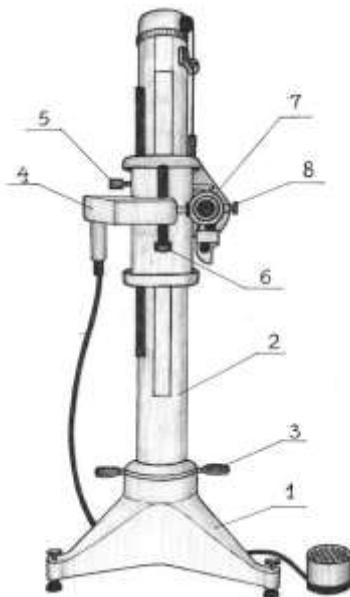


Рис. 207.5

На треноге **1** установлена колонка **2**. С помощью рукояток **3** колонку можно поворачивать вокруг вертикальной оси. Грубое перемещение по вертикали измерительной каретки **4**, несущей зрительную трубу, производится от руки при отрицательном винте **5**, точное – с помощью микрометрического винта **6** при закрепленном винте **5**. Наводка на резкость изображений масштабной сетки и штрихов шкалы производится окуляром **7**, а измеряемого объекта – винтом **8**.

Перед измерением необходимо включить в сеть через трансформатор осветительную часть отсчетного микроскопа.

При измерениях нужно придерживаться следующего порядка:

1. Открепить винт **5** и переместить измерительную каретку **4** на уровень выбранной точки объекта.

2. Установить окуляр 7 зрительной трубы на резкость изображений масштабной сетки и шкалы.

3. Произвести наводку на резкость изображения измеряемого объекта с помощью винта 8. Затем с помощью микрометрического винта 6 при закрепленном винте 5 произвести точную наводку зрительной трубы на выбранную точку объекта.

4. Сетка зрительной трубы имеет перекрестие, левый горизонтальный штрих которого выполнен в виде углового биссектора на уровне горизонтального штриха (см. рис. 207.6).

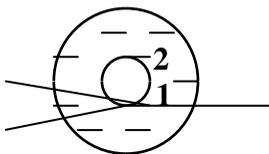


Рис. 207.6

5. Для того чтобы измерить внутренний диаметр капилляра нужно по шкале (см. рис. 207.7) снять первый отсчет. Для этого необходимо перекрестие зрительной трубы расположить так, как показано на рис. 207.6 (положение 1 – нижняя точка внутреннего диаметра капилляра). Затем, перемещая каретку катетометра с помощью микровинта 6 (при закрепленном винте 5) наводят зрительную трубу на вторую точку внутреннего диаметра капилляра (точка 2 на рис. 207.6). Разность между двумя отсчетами шкалы даст величину измеряемого отрезка (в нашем случае – диаметра капилляра).

Поэтому для удобства вычислений коэффициента поверхностного натяжения воды в формулу (207.6) вместо r_1 , r_2 и r_3 лучше поставить значения внутренних диаметров капиллярных трубок d_1 , d_2 , d_3 , непосредственно измеряемых с помощью катетометра. Тогда формула (207.6) примет вид:

$$\sigma = \frac{d_1 d_2 (h_1 - h_2)}{4(d_2 - d_1)} \rho g = \frac{d_1 d_3 (h_1 - h_3)}{4(d_3 - d_1)} \rho g = \frac{d_2 d_3 (h_2 - h_3)}{4(d_3 - d_2)} \rho g. \quad (207.7)$$

Формула (207.7) является расчетной.

В поле зрения окуляра зрительной трубы видна миллиметровая шкала, обозначенная крупными цифрами (слева), и масштабная сетка (рис. 207.7). Индексом для отсчета целых миллиметров служит нуле-

вой биссектор десятых долей миллиметра. На рис. 207.7 145-й штрих шкалы прошел нулевой биссектор. Отсчет равен 145 мм плюс отрезок от 145-го штриха до нулевого биссектора. В этом отрезке число десятых долей миллиметра обозначено цифрой последнего пройденного биссектором десятых долей миллиметра, в данном случае цифрой 3.

Отсчет сотых долей миллиметра производится в горизонтальном направлении сетки там, где миллиметровый штрих шкалы расположен точно посередине биссектора. На рис. 207.7 миллиметровый штрих пересекает 5-ую «вертикаль». Окончательный отсчет равен 145,35 мм.

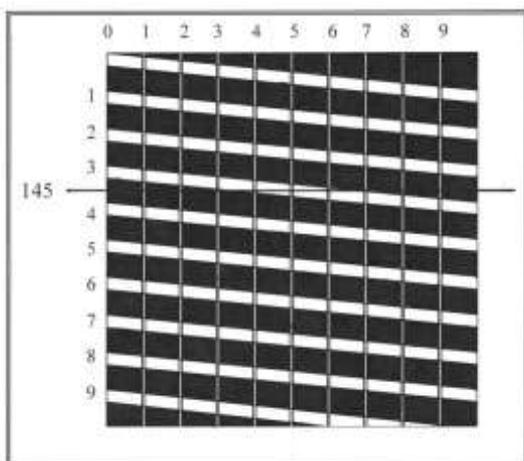


Рис. 207.7

Для повышения точности измерений диаметров капилляров, отсчеты берут не менее трех раз и определяют их среднее значение.

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Через трансформатор включают в сеть осветительную часть отсчетного микроскопа катетометра.

2. Чистые, вымытые в дистиллированной воде, капиллярные трубки, закрепленные в общем держателе, устанавливают горизонтально и измеряют их внутренний диаметр (3 раза для каждого капилляра) согласно порядку измерения катетометром. Из полученных значений берут среднее арифметическое и результаты измерений заносят в таблицу.

3. Капиллярные трубки устанавливают вертикально и опускают в сосуд с водой так, чтобы нижние концы капилляров были ниже уровня жидкости на 5-6 см. Через 1-2 минуты их приподнимают, не вынимая из воды, и зажимают при помощи лапки штатива.

4. Ослабив винт 5, перемещают каретку 4 по вертикали и, используя рукоятки 3, наводят зрительную трубу на один из капилляров (изображение объекта в поле зрения перевернутое). С помощью винта 8 добиваются резкого изображения исследуемого объекта (в нашем случае – резкого изображения мениска).

Для определения коэффициента поверхностного натяжения σ (см. формулу (207.7)) достаточно определить разности высот столбов воды в капиллярах: h_1-h_2 , h_1-h_3 и h_2-h_3 . Поэтому при помощи катетометра снимают отсчет только положений вершин менисков. Результаты измерений занесите в таблицу.

Форма таблицы результатов 207.1

Плотность воды $\rho = \dots \text{ кг/м}^3$, ускорение силы тяжести $g = \dots \text{ м/с}^2$

№	d_1 , м	d_2 , м	d_3 , м	h_1 , м	h_2 , м	h_3 , м	σ Н/м	$\langle \sigma \rangle$ Н/м	$\sigma_{\text{табл}}$, Н/м	$\Delta\sigma$ Н/м	E %

5. По формуле (207.7), которая состоит из трех независимых частей, рассчитайте коэффициенты поверхностного натяжения воды, обозначив их как σ_1 , σ_2 , σ_3 . Затем определите среднее арифметическое значение $\langle \sigma \rangle$.

6. Находят абсолютную $\Delta\sigma$ и относительную E погрешности результата, исходя из табличного значения искомой величины:

$$\Delta\sigma = \left| \langle \sigma \rangle - \sigma_{\text{табл}} \right|, \quad E = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} 100\% .$$

Табличное значение коэффициента поверхностного натяжения воды при 20 °С $\sigma_{\text{табл}} = 72,5 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$.

Вопросы для допуска к работе

1. Какова цель работы?

2. Что называется коэффициентом поверхностного натяжения? В каких единицах он измеряется?
3. Устройство катетометра КМ-8 и его значение в данной работе. С какой точностью можно производить измерения с помощью катетометра?
4. Запишите рабочую формулу и поясните входящие в нее величины.

Вопросы для защиты работы

1. Расскажите о явлении поверхностного натяжения жидкостей.
2. Дайте определение мениска, краевого угла.
3. В чем заключается явление смачивания (не смачивания) жидкостью поверхности твердого тела. Приведите примеры.
4. От чего зависит высота поднятия жидкости в капилляре? Выведите формулу (207.5).
5. Получите рабочую формулу (207.6) для расчета коэффициента поверхностного натяжения жидкости.
6. Какие факторы могут повлиять на результат эксперимента на рабочей установке?

Рекомендуемая литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §§116, 118.
2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §§66, 67.

Лабораторная работа № 208

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Цель работы: определить коэффициент поверхностного натяжения воды при комнатной температуре.

Приборы и принадлежности:
сосуд с водой,
мерный стакан.

Основные теоретические сведения

Наблюдая за отрывом капли жидкости от вертикальной узкой трубки, можно определить коэффициент σ поверхностного натяжения жидкости.

Коэффициент поверхностного натяжения численно равен силе поверхностного натяжения, действующей на единицу длины границы свободной поверхности жидкости:

$$\sigma = \frac{F}{l}, \quad (208.1)$$

где l – длина участка контура, на который действует сила F (§66 [1]).

Рассмотрим, как растет капля жидкости при выходе из узкой трубки. Размер капли постепенно нарастает, но отрывается она только тогда, когда достигает определенного размера (см. рис. 208.1, *a*).

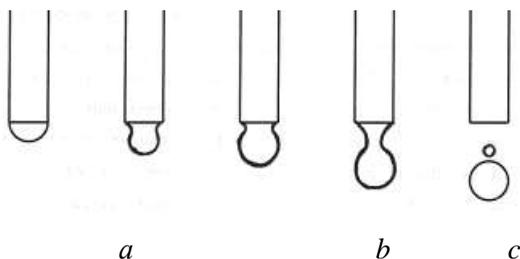


Рис. 208.1

Пока капля недостаточно велика, силы поверхностного натяжения достаточны, чтобы противостоять силе тяжести и предотвратить отрыв. Перед отрывом образуется сужение – шейка капли (рис. 208.1, *b*). Пока капля удерживается на конце капиллярной трубки, на нее будут действовать силы:

сила тяжести $m\vec{g}$, направленная вертикально вниз и стремящаяся оторвать каплю (рис. 208.2);

силы поверхностного натяжения \vec{f} , направленные по касательной к поверхности жидкости и перпендикулярно контуру l шейки капли.

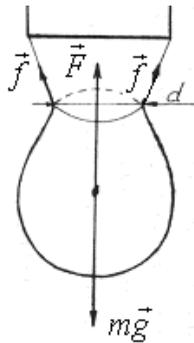


Рис. 208.2

Эти силы стремятся удержать каплю. Результирующая сила поверхностного натяжения \vec{F} направлена вверх и равна

$$F = \sigma l, \quad (208.2)$$

где l – длина контура шейки капли. Когда сила тяжести станет равной силе поверхностного натяжения, произойдет отрыв капли:

$$m\vec{g} = -\vec{F}.$$

Для модулей сил:

$$mg = F. \quad (208.3)$$

С учетом (208.) запишем:

$$mg = \sigma l.$$

Так как длина контура шейки капли

$$l = \pi d,$$

где d – диаметр шейки капли, следовательно

$$mg = \sigma \pi d,$$

откуда

$$\sigma = \frac{mg}{\pi d}. \quad (208.4)$$

Масса одной капли

$$m_{\kappa} = \rho V_{\kappa},$$

где ρ – плотность жидкости (для воды $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$), V_{κ} – объем одной капли.

Если посчитать, сколько капель вытечет из капиллярной трубки в мерный стакан, и измерить их объем V , то можно найти объем одной капли:

$$V_{\kappa} = \frac{V}{N}.$$

Тогда коэффициент поверхностного натяжения можно рассчитать по формуле:

$$\sigma = \frac{\rho V g}{\pi d N}. \quad (208.5)$$

Формула (208.5) является рабочей расчетной формулой.

Описанный способ экспериментального определения коэффициента поверхностного натяжения жидкости дает хорошие результаты, несмотря на то, что в действительности отрыв капли происходит не совсем так, как описано выше.

В действительности капля не отрывается по линии окружности шейки. В момент, когда размер капли достигает значения, определяемого равенством (208.3), шейка начинает быстро сужаться (рис. 208.1, *b*), причем ей сопутствует еще одна маленькая капля (рис. 208.1, *c*).

Кроме того, в расчетах, диаметр шейки капли в момент отрыва можно принять равным внутреннему диаметру трубки, так как трубка достаточно узкая и ее диаметр сравним с диаметром шейки капли.

Для расчета σ по формуле (208.5) необходимо во время измерения следить за чистотой капилляра и воды. Кроме того, коэффициент поверхностного натяжения σ зависит от температуры исследуемой жидкости: с ростом температуры он уменьшается. При комнатной температуре $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$ табличное значение коэффициента σ для дистиллированной воды $\sigma_{\text{табл}} = 72,5 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$.

Описание рабочей установки и обработка результатов измерений

Рабочая установка состоит из сосуда с водой *I*, укрепленного на штативе *5*.

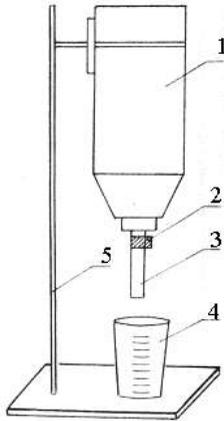


Рис. 208.3

К сосуду прикреплена капиллярная трубка 3 с клапаном 2. Клапан позволяет регулировать поток воды, вытекающей из сосуда 1 в мерный стакан 4.

При открытом клапане 2 вода капает из трубки 3 в мерный стакан 4. Если посчитать число капель N и измерить их объем в мерном стакане V , а также, зная диаметр капилляра d , можно найти коэффициент поверхностного натяжения воды σ .

1. Налить воду в сосуд 1.
2. Открыть клапан 2, так чтобы вода из капиллярной трубки 3 вытекала по одной капле.
3. Посчитать, сколько капель вытечет из трубки, чтобы мерный стакан был заполнен до объема $V \approx 5 \div 20$ мл (по указанию преподавателя) ($1 \text{ мл} = 10^{-6} \text{ м}^3$).
4. Занести в таблицу число капель N и объем V жидкости в мерном стакане.
5. Опыт повторить 3 – 4 раза.
6. Рассчитать коэффициент поверхностного натяжения по формуле (208.5). *Значение диаметра капилляра d спросите у преподавателя или у лаборанта.*
7. Измерить температуру окружающей среды.
8. Сравнить рассчитанное значение коэффициента поверхностного натяжения с табличным (см. выше).
9. Рассчитать абсолютную $\Delta\sigma$ и относительную E погрешности искомой величины:

$$\Delta\sigma = \left| \langle \sigma \rangle - \sigma_{\text{табл}} \right| \quad \text{и} \quad E = \frac{\Delta\sigma}{\langle \sigma \rangle} 100\%.$$

Форма таблицы результатов 208.1

№ опыта	t , °C	V , м ³	N	d , м	σ , Н/м	$\langle \sigma \rangle$, Н/м	$\Delta\sigma$, Н/м	E , %

Вопросы для допуска к работе

1. Какова цель работы?
2. Что называется коэффициентом поверхностного натяжения?
3. Напишите рабочую формулу и поясните входящие в нее величины.
4. Опишите рабочую установку и порядок выполнения работы.

Вопросы для защиты работы

1. Расскажите о явлении поверхностного натяжения жидкостей.
2. От чего зависит коэффициент поверхностного натяжения жидкостей?
3. Получите рабочую формулу (208.5).

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §66.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §116.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ ВОЗДУХА ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ И ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

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

Приборы и принадлежности:

стеклянный баллон,
насос Камовского,
U-образный водяной манометр,
соединительные шланги.

Основные теоретические сведения

Теплоемкость идеального газа

В молекулярной физике термодинамическое состояние газа характеризуется параметрами состояния: давлением P , объемом V , температурой T , массой m и т.д. Уравнение, связывающие эти величины называется *уравнением состояния вещества*. Для случая идеального газа уравнением состояния является уравнение Менделеева-Клапейрона, которое имеет вид:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (209.1)$$

где R – молярная газовая постоянная, μ – масса одного моля газа.

Теплоемкостью вещества называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить веществу, чтобы изменить его температуру на один градус. Математически это определение записывается следующим образом:

$$C_{\text{вещ.}} = \frac{\delta Q}{dT},$$

где δQ – бесконечно малое количество теплоты, при сообщении которого изменяется температура вещества на dT . Теплоемкость вещества измеряется в Дж/К.

На практике часто пользуются понятиями удельной и молярной теплоемкостей вещества. *Удельная теплоемкость* – теплоемкость единицы массы вещества, т.е. она равна количеству теплоты, которое нужно сообщить единице массы вещества, чтобы изменить его температуру на один градус:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT} = \frac{C_{\text{вещ.}}}{m}, \quad [c] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right].$$

Молярная теплоемкость – теплоемкость одного моля вещества, т.е. она равна количеству теплоты, которое нужно сообщить одному молю вещества, чтобы изменить его температуру на один градус:

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT}, \quad [C] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right],$$

где $\nu = \frac{m}{\mu}$ – количество молей вещества.

Удельная и молярная теплоемкости связаны соотношением

$$c = \frac{C}{\mu}.$$

Величина теплоемкости газа зависит от условий, при которых он нагревается. Выясним эту зависимость, воспользовавшись уравнением состояния (209.1) и первым законом термодинамики, который можно сформулировать следующим образом: *количество теплоты δQ , сообщаемое термодинамической системе* (в нашем случае воздух), *расходуется на увеличение внутренней энергии dU и на совершение системой работы δA против внешних сил.* Математическая запись первого закона термодинамики:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (209.2)$$

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δQ , δA – соответственно, бесконечно малая теплота, подводимая к системе и элементарная работа.

Тогда теплоемкость вещества равна

$$C_{\text{вещ.}} = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{\delta A}{dT}. \quad (209.3)$$

Из уравнения (209.3) видно, что теплоемкость имеет различные значения в зависимости от способа нагревания газа, т.к. одному и тому же значению dT могут соответствовать различные значения dU и δA . Элементарная работа в газовом процессе равна

$$\delta A = PdV. \quad (209.4)$$

Рассмотрим основные процессы, протекающие в идеальном газе при изменении температуры, когда количество вещества остается неизменным.

Если нагревание производится при постоянном объеме, то газ не совершает работы над внешними телами и, следовательно, вся теплота идет на приращение внутренней энергии газа:

$$\delta Q = dU \quad \text{при} \quad V = const.$$

Тогда молярная теплоемкость газа при постоянном объеме равна:

$$C_v = \frac{dU}{\nu dT}, \quad (209.5)$$

Если нагревание происходит при постоянном давлении, то теплота, сообщаемая газу, идет и на изменение внутренней энергии газа и на совершение газом работы против внешних сил:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad \text{при} \quad P = const.$$

В этом случае молярная теплоемкость газа при постоянном давлении равна:

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU}{\nu dT} + \frac{\delta A}{\nu dT}. \quad (209.6)$$

Дифференцируя уравнение (209.1), получим:

$$PdV + VdP = \nu R dT, \quad (209.7)$$

но если $P = const$, тогда

$$PdV = \nu R dT. \quad (209.8)$$

С учетом (209.8), (209.4) и (209.5) уравнение (209.6) запишется:

$$C_p = \frac{dU}{\nu dT} + \frac{\nu R dT}{\nu dT} = C_v + R. \quad (209.9)$$

Из формулы (209.9) следует, что $C_p > C_v$ на величину R , которая равна работе, совершаемой молей идеального газа при повышении его температуры на один градус при постоянном давлении.

Необходимо отметить, что соотношение (209.9) справедливо только для идеального газа. Отношение теплоемкостей

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (209.10)$$

представляет собой характерную для каждого газа величину, которая называется постоянной адиабаты.

Уравнение адиабаты идеального газа

Процесс, протекающий в термодинамической системе без теплообмена с внешней средой, называется *адиабатическим*. Первый закон термодинамики для идеального газа в этом случае будет иметь вид:

$$\delta A = -dU,$$

т.к. $\delta Q = 0$ или, используя (209.2) и (209.5), запишем

$$PdV = -\nu C_v dT. \quad (209.11)$$

Разделив уравнение (209.7) на (209.11) и учитывая формулу (209.9), получим:

$$1 + \frac{VdP}{PdV} = -\frac{C_p - C_v}{C_v}$$

или

$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dV}{V}, \quad (209.12)$$

где $\gamma = C_p/C_v$. Интегрируя и потенцируя формулу (209.12), получим уравнение адиабаты идеального газа в переменных P и V :

$$PV^\gamma = \text{const}. \quad (209.13)$$

Полученное выражение есть уравнение газового состояния при адиабатическом процессе, называемое также *уравнением Пуассона*.

Внутренняя энергия и число степеней свободы идеального газа

Из молекулярно-кинетической теории идеального газа следует, что средняя кинетическая энергия молекулы равна

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT,$$

где k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, i – число степеней свободы молекулы газа.

Числом степеней свободы i называют наименьшее число независимых координат, с помощью которых можно однозначно определить положение тела в пространстве. Силы, ограничивающие движение тела, называются *связями*. Если тело движется без связей, то такое движение тела называется *свободным*. Так, свободное положение в пространстве материальной точки полностью определяется заданием значений трех ее координат (например, x, y, z – в декартовой системе координат). В соответствии с этим материальная точка имеет три степени свободы ($i = 3$). Если эта точка движется по некоторой поверхности, то она обладает двумя степенями свободы.

Абсолютно твердое тело имеет шесть степеней свободы ($i = 6$). Для определения его положения в пространстве нужно задать три координаты его центра масс (x, y, z), два угла (например, θ и φ), указывающих направление какой-либо оси, проходящей через центр масс тела и, наконец, угол ψ , определяющий направление второй, связанной с телом оси, перпендикулярной к первой. Степени свободы x, y, z называются *поступательными*. Изменение любого из углов θ, φ, ψ при неизменном положении центра масс обуславливается вращением тела, в связи с чем, соответствующие степени свободы называются *вращательными*. Следовательно, из шести степеней свободы абсолютно твердого тела три являются поступательными и три – вращательными.

Молекулу одноатомного газа можно рассматривать как материальную точку, поэтому число степеней свободы одноатомной молекулы равно трем. Молекулы, состоящие из двух, трех и большего числа атомов не могут быть уподоблены материальным точкам. «Жесткая» молекула двухатомного газа в первом приближении представляет собой два жестко связанных атома, находящихся на некотором расстоянии друг от друга (см. рис. 209.1, а).

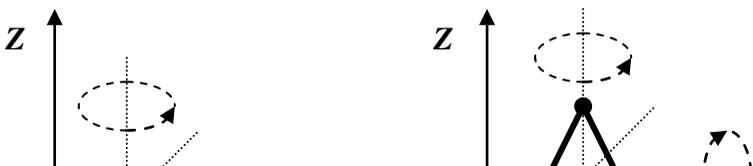


Рис. 209.1

Такая молекула напоминает гимнастическую гантель с невесомой ручкой, обладающую тремя степенями свободы поступательного движения относительно осей x , y , z , и двумя степенями свободы вращательного движения вокруг осей x и z . Вращение вокруг третьей оси y рассматривать не нужно, т.к. момент инерции атомов относительно этой оси ничтожно мал, а, следовательно, ничтожно мала и кинетическая энергия молекулы, связанная с этим вращением.

Трехатомные и более сложные молекулы подобно абсолютно твердому телу обладают тремя степенями свободы поступательного движения и тремя степенями свободы вращательного движения (рис. 209.1, *b*).

Если атомы в молекуле совершают еще и колебания, то кроме кинетической энергии необходимо учитывать потенциальную энергию взаимодействия этих атомов, и как показывает опыт, средняя потенциальная энергия атомов равна их средней кинетической энергии. Тогда полную энергию, приходящуюся на одну колебательную степень свободы, можно считать равной удвоенной ее кинетической энергии. Поэтому при учете колебательных степеней свободы необходимо энергию молекулы увеличивать на величину kT , а число i соответственно на два. В случае молекулы, состоящей из N -атомов, число степеней свободы равно

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{кол}}.$$

При этом $i_{\text{пост}} = 3$. Для линейной молекулы $i_{\text{вращ}} = 2$, $i_{\text{кол}} = 3N - 5$. Для всех других молекул $i_{\text{вращ}} = 3$, $i_{\text{кол}} = 3N - 6$.

Так как молекулы идеального газа не взаимодействуют между собой, то внутреннюю энергию идеального газа массы m можно найти,

умножив среднюю кинетическую энергию одной молекулы на число молекул:

$$U = N \langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} NkT = \frac{i}{2} \nu RT,$$

т.к. $N = \nu N_A$, где N_A – число Авогадро, а $R = kN_A$.

Сравнение этого выражения с формулой (209.5) дает, что молярная теплоемкость идеального газа при постоянном объеме равна:

$$C_V = \frac{i}{2} R.$$

Приняв во внимание формулу (209.9), найдем молярную теплоемкость идеального газа при постоянном давлении:

$$C_P = \frac{i+2}{2} R.$$

Т.о., постоянная адиабаты для идеального газа выражается формулой:

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}. \quad (209.14)$$

Соотношение (209.14) позволяет по значению γ оценить число степеней свободы молекул газа.

Описание рабочей установки и метода измерений

Величину γ , т.е. отношение теплоемкости C_P газа при постоянном давлении к его теплоемкости C_V при постоянном объеме можно определить с помощью прибора Клемана-Дезорма, состоящего из стеклянного баллона **1**; крана **2**, позволяющего изолировать или сообщать баллон с атмосферой; крана **3**, разобщающего баллон и насос; насоса **4**, служащего для создания в баллоне избыточного давления; U-образного водяного манометра **5**, служащего для регистрации разности между давлением воздуха в баллоне и атмосферным давлением. В роли крана **2** используется пробка, перекрывающая отверстие в крышке баллона.

Закрывают плотно пробку **2** и открывают кран **3**. Небольшими порциями с помощью насоса **4** накачивают воздух в баллон до некоторого давления. Затем с помощью крана **3** разобщают баллон с насо-

сом. Если повышение давления было произведено достаточно быстро, манометрический столбик жидкости не сразу займет окончательное положение, т.к. сжатие воздуха было близким к адиабатическому, и, следовательно, температура его повысилась. Окончательная разность уровней в манометре (h) установится только тогда, когда температура воздуха внутри сосуда сравняется благодаря теплопроводности стенок с температурой окружающего воздуха.

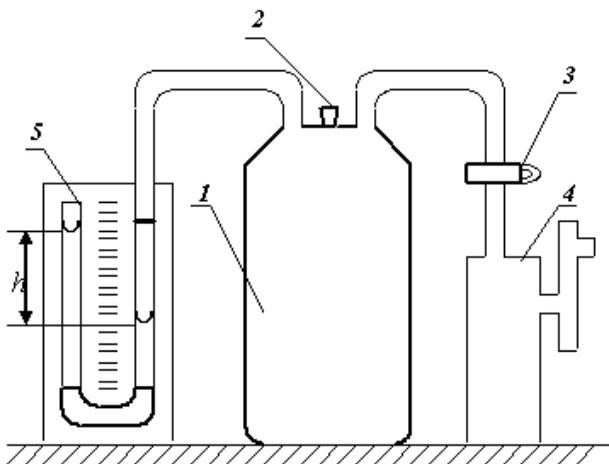


Рис. 209.2

Обозначим через T_1 абсолютную температуру окружающего воздуха и через P_1 – давление газа внутри сосуда, тогда после накачки воздуха

$$P_1 = P_0 + P_1', \quad (209.15)$$

где P_1' – избыточное давление воздуха в баллоне над внешним – атмосферным P_0 , обусловленное накачкой воздуха.

Пусть параметры T_1 , V_1 и P_1 характеризуют состояние газа, которое будем называть первым состоянием (состояние 1, см. рис. 209.3). Здесь V_1 – объем той массы m воздуха, которая при любых протекающих в баллоне процессах остается постоянной.

Газовые законы обычно применяются для расчетов изменений, происходящих с газом, масса которого остается постоянной. В нашем же случае часть воздуха выходит из баллона при сообщении его с атмосферой. Поэтому все дальнейшие рассуждения относятся не ко все-

му воздуху в баллоне, а лишь к той его части, которая все время присутствует в баллоне и остается в нем после его разобщения с атмосферой в точке 3 (рис. 209.3). Остальная часть воздуха может рассматриваться как поршень, который выдвигается из баллона при расширении.

Если теперь быстро открыть пробку 2, то воздух в сосуде будет расширяться адиабатически, пока давление его не сделается равным атмосферному P_0 ; при этом он охладится до температуры T_2 . Это будет второе состояние газа (состояние 2).

Изменение состояния газа графически можно изобразить адиабатой ($1 \rightarrow 2$). Для данной массы газа m согласно уравнению Пуассона (209.13) можно записать соотношение

$$PV_1^\gamma = PV_2^\gamma. \quad (209.16)$$

Если сразу после открывания снова закрыть пробку 2, то давление внутри сосуда начнет возрастать от P_0 до P_2 вследствие того, что охладившийся при расширении воздух в сосуде станет снова нагреваться. Возрастание давления, которое происходит при постоянном объеме, прекратится, когда температура воздуха в сосуде сравняется с температурой окружающей среды ($T_3 = T_1$). Получим третье состояние газа (состояние 3).

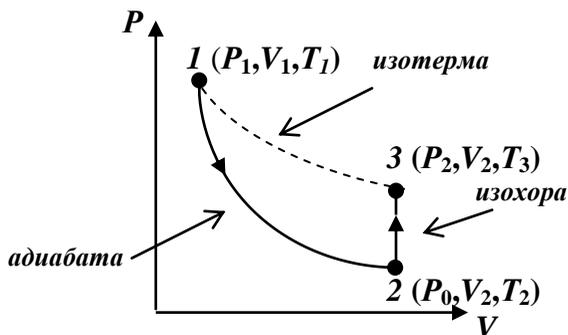


Рис. 209.3

Обозначим давление воздуха в сосуде в этот момент через P_2 и соответствующее избыточное давление, которое установилось в сосуде при нагревании воздуха от температуры T_2 до комнатной температуры T_1 через P_2' . Тогда

$$P_2 = P_0 + P_2'. \quad (209.17)$$

Начальное 1 и конечное 3 состояния газа массы m наблюдаются при одинаковой температуре ($T_3 = T_1$), т.е. кривая $1-3$ является изотермой. Поэтому на основании закона Бойля-Мариотта можно записать:

$$P_1 V_1 = P_2 V_2. \quad (209.18)$$

Возведя обе части уравнения (209.18) в степень γ , получим

$$P_1^\gamma V_1^\gamma = P_2^\gamma V_2^\gamma. \quad (209.19)$$

После того как уравнение (209.19) разделим на уравнение (209.16) и результат прологарифмируем, путем простых преобразований получим:

$$\gamma = \frac{\lg P_1 - \lg P_0}{\lg P_1 - \lg P_2}. \quad (209.20)$$

Поскольку P_1' и P_2' малы по сравнению с атмосферным давлением P_0 , то

$$\lg P_1 = \lg(P_0 + P_1') \quad \text{и} \quad \lg P_2 = \lg(P_0 + P_2')$$

можно разложить в ряд Тейлора по малым параметрам, ограничившись двумя первыми членами:

$$\lg P_1 = \lg(P_0 + P_1') \approx \lg P_0 + \frac{P_1'}{P_0}; \quad (209.21)$$

$$\lg P_2 = \lg(P_0 + P_2') \approx \lg P_0 + \frac{P_2'}{P_0}.$$

Подставляя (209.21) в (209.20), получим

$$\gamma = \frac{P_1'}{P_1' - P_2'}. \quad (209.22)$$

Избыточное давление, определяемое по манометру, можно выразить соотношением

$$P = \alpha h,$$

где h – разность уровней жидкости в манометре, α – постоянный для данного манометра коэффициент, зависящий от плотности жидкости и от площади сечения трубок манометра. Тогда можно записать, что

$$P_1' = \alpha h_1, \text{ а } P_2' = \alpha h_2.$$

Подставив значения P_1' и P_2' в (209.22), получим формулу, удобную для расчета постоянной адиабаты

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (209.23)$$

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

Перед тем как выполнять работу, проверьте, чтобы уровень воды в трубках U-образного манометра при открытой пробке **2** находился на половине высоты манометра. Если воды мало, долейте, попросив мерный стакан у лаборанта.

1. Пробкой **2** перекрыть отверстие в крышке баллона и открыть кран **3**, соединяющий баллон с насосом **4**.

2. Вращая рукоятку насоса, осторожно накачивают воздух в баллон так, чтобы разность уровней жидкости в трубках U-образного манометра составила 25 – 30 см.

3. Закрывают кран **3**, разобщающий баллон и насос. Подождать 2-3 мин. пока жидкость не перестанет перетекать из одной трубки манометра в другую. При накачивании сжатый воздух в баллоне нагревается, поэтому необходимо выждать некоторое время, пока благодаря теплообмену температура в баллоне не станет равной комнатной. По шкале манометра измерьте установившуюся в конце изохорного охлаждения (состояние **1**, см. рис. 209.3) разность уровней жидкости в обоих коленах манометра h_1 .

4. На 2-3 секунды вынимают пробку **2** в крышке баллона и выпускают из него часть воздуха. В первые доли секунды происходит адиабатическое расширение газа (переход **1**→**2**). Пробку быстро ставят на место, плотно закрывая баллон. Выждав 1-2 мин. пока газ, охлажденный при адиабатическом расширении, нагреется до комнатной температуры, измеряют разность уровней жидкости в коленах ма-

нометра h_2 в конце изохорного нагревания (состояние **3**, см. рис. 209.3).

5. По формуле (209.23) вычисляют значение γ .

6. Опыт повторяют 8 – 10 раз, причем для каждого опыта рассчитывают свое значение γ , затем находят среднее арифметическое значение искомой величины по формуле:

$$\langle \gamma \rangle = \frac{\gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_N}{N},$$

где N – число измерений.

7. Вычисляют абсолютную $\Delta\gamma$ и относительную E погрешности результата, исходя из истинного значения искомой величины:

$$\Delta\gamma = \left| \langle \gamma \rangle - \gamma_{теор} \right| \quad \text{и} \quad E = \frac{\Delta\gamma}{\langle \gamma \rangle} 100\%.$$

Данные результатов измерений и вычислений занесите в таблицу.

Форма таблицы результатов 209.1

№ опыта	h_1 , м	h_2 , м	γ	$\langle \gamma \rangle$	$\gamma_{теор.}$	$\Delta\gamma$	E , %
					1,4		

Вопросы для допуска к работе

1. Какова цель работы?
2. Опишите устройство рабочей установки и ход эксперимента.
3. Какой процесс называется адиабатическим? Какие условия соответствуют осуществлению адиабатического процесса на данной установке?

Вопросы для защиты работы

1. Что называют удельной теплоемкостью вещества? Молярной теплоемкостью? Какая связь между ними?
2. Сформулируйте первый закон термодинамики.

3. Чему равны молярные теплоемкости идеальных газов при изо-процессах?
4. Докажите, что $C_p > C_v$.
5. Получите уравнение Пуассона для адиабатического процесса.
6. Что называется числом степеней свободы?
7. Запишите выражение для внутренней энергии идеального газа и поясните его.
8. Используя уравнение Пуассона, выведите рабочую формулу для расчета постоянной адиабаты γ .
9. Из каких процессов состоит рабочий цикл, осуществляемый на данной установке при выполнении работы? Начертите график цикла.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §50 – §53, §55.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §83 – §84, §87 – §88.

Лабораторная работа № 210

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ

Цель работы: на основании II закона термодинамики, используя экспериментальные данные, определить изменение энтропии реальных тел.

Приборы и принадлежности:

калориметрический стакан,
термометр,
нагреватель,
набор различных тел,
мерный стакан.

Основные теоретические сведения

Термодинамика – наука о наиболее общих тепловых свойствах макроскопических тел. Термодинамика изучает процессы превращения энергии из одного вида в другой и характеризует эти превращения

с количественной стороны. Она занимается изучением различных свойств тел и изменений состояния вещества на макроскопическом уровне.

В основе термодинамики лежат три фундаментальных закона (три начала термодинамики), установленных на основании обобщения большой совокупности опытных данных. Мы в этой работе ограничимся рассмотрением только двух законов термодинамики.

Первый закон термодинамики выражает всеобщий закон сохранения и превращения энергии и гласит, что *количество теплоты, сообщаемое термодинамической системе, расходуется на увеличение внутренней энергии и на совершение системой работы против внешних сил*. Математическая запись I закона термодинамики:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (210.1)$$

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δQ , δA – соответственно, бесконечно малая теплота, подводимая к системе и элементарная работа.

Термодинамической системой называется совокупность макроскопических объектов (тел), обменивающихся энергией и веществом друг с другом и с внешней средой. Состояние термодинамической системы характеризуется температурой T , давлением P , объемом V , массой m и другими величинами, которые называются *термодинамическими параметрами*. Термодинамические системы, которые не обмениваются с внешней средой ни энергией, ни веществом, называются *изолированными (замкнутыми)*.

Всякое изменение состояния термодинамической системы, связанное с изменением ее параметров состояния, называется *термодинамическим процессом*. Первый закон термодинамики не позволяет определить направление протекания термодинамических процессов в природе. Например, если происходит теплообмен между телами различной температуры, то закон сохранения энергии требует только, чтобы количество теплоты, отданное одним телом, равнялось количеству теплоты, полученному другим. То есть ответить на вопрос, в каком направлении происходит переход теплоты, первый закон термодинамики не может. Первому закону термодинамики не противоречит самопроизвольный процесс перехода теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому. *В природе самопроизвольный процесс перехода теплоты происходит только от тела более нагретого к телу менее нагретому*. Первый закон термодинамики не может дать ответ на

вопрос, возможен ли в тепловой машине полный переход теплоты в работу? Из опыта известно, что работа полностью может перейти в теплоту, а обратный процесс возможен только при $T = const$. Как показал Карно, *превращение теплоты в работу подвержено ограничению: необходимым условием такого превращения является разность температур, и чем она больше, тем большая доля теплоты может превратиться в работу*. Тепловые машины дают возможность превращать теплоту в работу, однако не в эквивалентных количествах, поскольку КПД машин всегда меньше единицы. Поэтому теплота, которая берется от нагревателя, больше теплоты, превращаемой в работу, и часть ее отдается холодильнику. Можно привести и другие примеры.

Ответы на выше поставленные вопросы дает **II закон термодинамики**. Существует несколько его формулировок, отличающихся по форме, но одинаковых по существу.

Согласно Карно: *«Теплота не может самопроизвольно перейти от холодного тела к горячему»*.

По Клаузиусу: *«Невозможны такие процессы, единственным результатом которых был бы переход теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому»*. Для такого перехода теплоты требуется затрата работы от внешнего источника.

Физический смысл II закона термодинамики наиболее ясно раскрывается в формулировке Томсона и Планка: *«Невозможен такой периодический процесс, единственным результатом которого было бы превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу»*.

Возможным является такой периодический процесс, при котором часть теплоты Q_1 , полученной рабочим телом от нагревателя, превращается в работу, а другая часть теплоты Q_2 не используется и передается холодильнику с температурой $T_2 < T_1$ (рис. 210.1).

Таким образом, в любой тепловой машине превращается в работу только часть полученной от нагревателя теплоты:

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Формулировка второго закона термодинамики по Оствальду: *«Невозможно осуществить вечный двигатель второго рода, т.е. такой периодически действующий двигатель, который получал бы тепло от одного резервуара энергии и полностью превращал это тепло в работу»*.

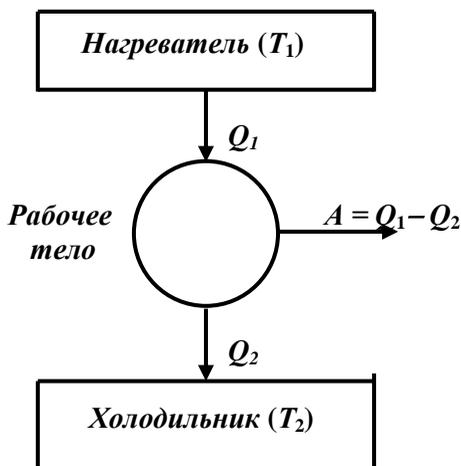


Рис. 210.1

Итак, из вышеперечисленных формулировок видно, что II закон термодинамики указывает направление самопроизвольных термодинамических процессов и налагает ограничение на возможность превращения тепла в работу.

Круговые процессы (циклы), при протекании которых в окружающей среде остаются какие-либо изменения, называются необратимыми. Необратимые процессы могут самопроизвольно протекать только в одном направлении. Например, необратимыми являются: переход тепла от нагретого тела к холодному, диффузия, расширение газа в пустоту, выравнивание температуры и т.д. Практически все явления природы являются необратимыми из-за наличия диссипативных сил, диффузии и др.

В природе любая изолированная система через достаточно длительный промежуток времени переходит в равновесное состояние. Если при постоянных внешних условиях параметры состояния термодинамической системы во всех ее частях при одинаковой температуре не меняются со временем, а также отсутствуют потоки энергии, импульса, массы вещества, то такое состояние называется *равновесным*. В равновесном состоянии изолированная система может находиться сколь угодно долго и сама по себе не может выйти из этого состояния.

Обратимым процессом называется такой процесс, в результате которого вся система возвращается в первоначальное состояние без каких-либо изменений в окружающей среде. Примером обратимых

процессов являются все механические процессы, если в них нет превращения механической энергии в другие виды энергии (электромагнитную, тепловую и т.д.), т.е. если отсутствуют диссипативные силы.

На практике обратимый процесс неосуществим, он является абстракцией реального процесса. Хотя в природе не существуют обратимые процессы, однако их изучение дает возможность понять основные термодинамические свойства реальных систем.

В современной термодинамике для формулировки второго закона термодинамики используется понятие энтропии S , введенное Клаузиусом.

Как известно, при сохранении внутренней энергии в изолированной термодинамической системе, казалось бы, возможны любые процессы. На самом деле не совсем так. Дело в том, что различные состояния, отвечающие одной и той же энергии, обладают разной вероятностью. Изолированная система будет самопроизвольно переходить из менее вероятных в более вероятные состояния, либо длительное время будет находиться в равновесном (более вероятном) состоянии.

Рассмотрим пример. Пусть изолированная система состоит из двух тел с различной температурой в начальный момент времени. В ней будет протекать процесс теплопередачи, приводящий к выравниванию температуры. После того, как температура обоих тел станет одинаковой, система будет оставаться в таком состоянии неограниченно долго. Поэтому в изолированной системе невозможен процесс, в результате которого температура одного из одинаково нагретых тел стала бы больше или меньше другого. Можно привести другой пример: процесс распространения газа на весь сосуд. Обратный процесс, в результате которого газ самопроизвольно собрался бы в одной из половин сосуда, невозможен.

Из сказанного выше следует, что для того чтобы определить, какие процессы могут протекать в изолированной системе, нужно знать вероятность различных состояний этой системы. Величина, характеризующая вероятность состояний, получила название энтропии.

Энтропия – функция состояния системы, изменение которой характеризует направление протекания самопроизвольных процессов. Функцией состояния называется такая физическая характеристика системы, изменение которой при переходе системы из одного состояния в другое не зависит от вида соответствующего этому переходу термодинамического процесса, а целиком определяется значениями параметров начального и конечного состояний.

Как всякая функция состояния, энтропия определяется только параметрами состояния и не зависит от процесса, с помощью которого система пришла в это состояние:

$$\begin{aligned} S &= S(T, V), \\ S &= S(P, V), \\ S &= S(T, P). \end{aligned} \quad (210.2)$$

Бесконечно малое изменение энтропии системы определяется формулой:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \quad (210.3)$$

где δQ – бесконечно малое количество тепла, сообщаемое системе при бесконечно малом изменении ее состояния; T – абсолютная температура, при которой тепло поглощается системой. Отметим то обстоятельство, что δQ не является полным дифференциалом и не является изменением количества тепла.

Если система переходит из состояния 1 в состояние 2, то изменение энтропии равно:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}, \quad (210.4)$$

где S_1, S_2 – энтропия начального и конечного состояния системы.

При обратимом процессе, если система приходит в первоначальное состояние, то изменение энтропии равно нулю:

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad (210.5)$$

т.е. энтропия изолированной системы при обратимом процессе остается постоянной ($S = \text{const}$).

Если система совершает необратимый процесс, то изменение энтропии определяется неравенством

$$\Delta S > \int_1^2 \frac{\delta Q_{\text{необр}}}{T}. \quad (210.6)$$

Причем, из (210.6) следует, что если система изолирована, то

$$\Delta S > 0. \quad (210.7)$$

Неравенство (210.7), называемое неравенством Клаузиуса, утверждает следующее: «В изолированной системе, где протекают необратимые процессы, энтропия системы всегда возрастает» (закон возрастания энтропии). Объединяя соотношения (210.5) и (210.7), можно записать:

$$\Delta S \geq 0. \quad (210.8)$$

Соотношение (210.8) выражает математическую формулировку второго закона термодинамики: «*Энтропия изолированной системы либо возрастает (при необратимом процессе), либо остается постоянной (при обратимом процессе)*».

Таким образом, изменение энтропии характеризует направление протекания естественных процессов в замкнутой системе: *естественные процессы проходят в направлении роста энтропии*.

Опыт показывает, что замкнутая система, предоставленная самой себе, через некоторое время переходит в равновесное состояние, из которого без внешних воздействий не может выйти. В таких самопроизвольных процессах, как расширение газа, смешение двух газов и т.д., увеличение энтропии сопровождается увеличением степени неупорядоченности системы.

Л.Больцман (1896 г.) ответил на вопрос о физическом смысле энтропии. Согласно Больцману: *энтропия – мера беспорядка в системе*. Полный порядок соответствует минимуму энтропии, беспорядок – максимуму энтропии.

Больцман ввел понятие термодинамической вероятности W . *Термодинамическая вероятность – это число способов, с помощью которых можно осуществить данное состояние макросистемы, или число микросостояний, осуществляющих данное макросостояние*. Макросостояние характеризуется термодинамическими параметрами системы P, V, T, t и др., которые характеризуют систему в целом. Микросостояния – различные способы размещения частиц, из которых состоит система.

Энтропия и термодинамическая вероятность связаны функцией:

$$S = k \ln W, \quad (210.9)$$

где k – постоянная Больцмана.

Связь энтропии и термодинамической вероятности позволяет вскрыть статистический смысл второго закона термодинамики: *всякий процесс в природе протекает в сторону увеличения вероятности со-*

стояния системы. Например, разделенные газы до смешения можно считать более упорядоченными (менее вероятными), чем смешанные газы (неупорядоченные). Второе состояние более вероятное.

При изучении термодинамических процессов и некоторых общих вопросов термодинамики широко используется TS -диаграмма, в которой по осям абсцисс и ординат отложены соответственно энтропия и температура рассматриваемого тела.

На рисунке 210.2 приведена TS -диаграмма для идеального газа. Пусть точка O на TS -диаграмме изображает начальное состояние идеального газа. Прямая $1'-1$, проходящая через точку O параллельно оси абсцисс, соответствует изотермическому процессу: $0 \rightarrow 1$ – изотермическое расширение (теплота подводится, так что $dS > 0$), $0 \rightarrow 1'$ – изотермическое сжатие (теплота отводится – $dS < 0$). Прямая $2'-2$ изображает адиабатный (изоэнтропийный $S = \text{const}$) процесс: $0 \rightarrow 2$ – адиабатное сжатие ($dT > 0$) и $0 \rightarrow 2'$ – адиабатное расширение ($dT < 0$). Кривая $3'-3$ изображает изохорный процесс: $0 \rightarrow 3$ – изохорное нагревание ($dS > 0$ и $dT > 0$), $0 \rightarrow 3'$ – изохорное охлаждение ($dS < 0$ и $dT < 0$). Для изобарного процесса соответствует кривая $4'-4$: $0 \rightarrow 4$ – изобарное расширение ($dS > 0$ и $dT > 0$), $0 \rightarrow 4'$ – изобарное сжатие ($dS < 0$ и $dT < 0$).

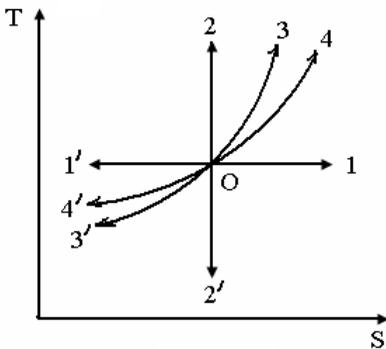


Рис. 210.2

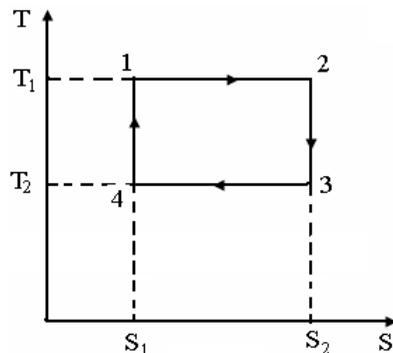


Рис. 210.3

Прямой цикл Карно изображается на TS -диаграмме в виде прямоугольника (рис. 210.3). Участок $1 \rightarrow 2$ соответствует изотермическому расширению ($dS > 0$), где подводится теплота, а участок $3 \rightarrow 4$ – изотермическое сжатие, при котором отводится теплота ($dS < 0$). Участок $2 \rightarrow 3$ соответствует адиабатному расширению ($dT < 0$ и $S = \text{const}$ –

изоэнтропийный процесс), $4 \rightarrow 1$ – адиабатное сжатие ($dT > 0$ и $S = \text{const}$).

Описание рабочей установки и метода измерений

В работе используется система, состоящая из калориметрического стакана с водой и металлического тела.

На электроплитку (1) помещают стакан с водой (2), которую доводят до кипения. В кипящую воду опускается исследуемое тело (3). Через 3–5 мин оно нагревается до температуры T_1 . Измерение температуры воды в стакане производится с помощью термометра (4) (см. рис. 210.4).

Нагретое до температуры T_1 тело (3) с помощью нитки, прикрепленной к нему, быстро вносится в калориметрический стакан (5) с водой при комнатной температуре T_2 и закрывается крышкой (6). После того, как тело внесено в калориметр, систему «калориметр – тело – вода» можно считать изолированной, и пока температуры тела, калориметра и воды не выровняются, система находится в неравновесном состоянии. Через некоторое время она приходит в равновесное состояние.

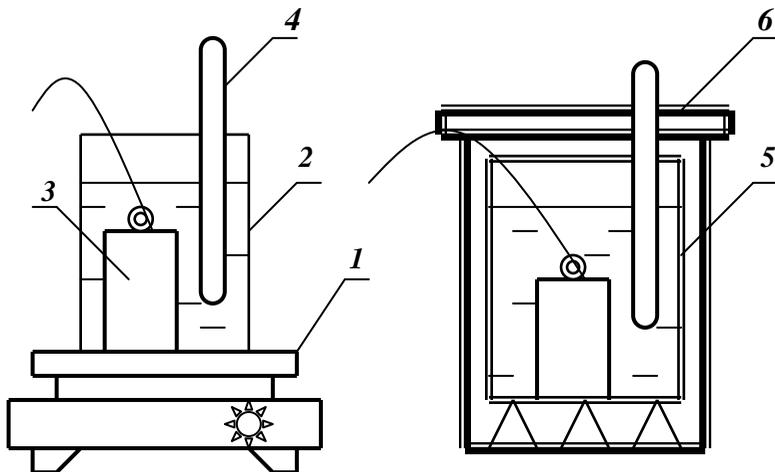


Рис. 210.4

Обозначим через T_0 температуру всех тел системы в равновесном состоянии. При этом тело (3) *охлаждается* до температуры T_0 , отда-

вая некоторое количество теплоты системе «вода – калориметрический стакан», которые *нагреваются* до некоторой температуры T_0 .

Элементарное количество теплоты, отданное системе «вода – калориметрический стакан» нагретым телом (3) определяется соотношением:

$$\delta Q_T = m_T C_T dT, \quad (210.10)$$

где m_T – масса тела, C_T – удельная теплоемкость тела.

Изменение энтропии тела ΔS_T вычисляется по формуле:

$$\Delta S_T = \int_{T_1}^{T_0} \frac{\delta Q_T}{T} = \int_{T_1}^{T_0} m_T C_T \frac{dT}{T} = m_T C_T \ln \frac{T_0}{T_1}, \quad (210.11)$$

где T_1 и T_0 – начальная и конечная температуры тела.

Элементарное количество теплоты, полученное водой и калориметрическим стаканом, равно:

$$\delta Q_B = m_B C_B dT \quad (210.12)$$

и

$$\delta Q_K = m_K C_K dT, \quad (210.13)$$

где m_B, m_K – массы воды и калориметрического стакана, соответственно; C_B, C_K – их удельные теплоемкости.

Изменения энтропии воды (ΔS_B) и калориметрического стакана (ΔS_K) рассчитываются по формулам:

$$\Delta S_B = \int_{T_2}^{T_0} \frac{\delta Q_B}{T} = m_B C_B \ln \frac{T_0}{T_2}, \quad (210.14)$$

$$\Delta S_K = \int_{T_2}^{T_0} \frac{\delta Q_K}{T} = m_K C_K \ln \frac{T_0}{T_2}, \quad (210.15)$$

где T_2, T_0 – начальная и конечная температуры воды и калориметрического стакана.

Тогда общее изменение энтропии ΔS всей системы «тело – вода – калориметрический стакан» равно:

$$\Delta S = \Delta S_T + \Delta S_B + \Delta S_K = m_T C_T \ln \frac{T_0}{T_1} + m_B C_B \ln \frac{T_0}{T_2} + m_K C_K \ln \frac{T_0}{T_2}. \quad (210.16)$$

Измерив температуры T_1 , T_2 и T_0 и, зная массы и теплоемкости всех частей системы, можно определить изменение энтропии системы при ее переходе от неравновесного состояния к равновесному. В данной работе не учтена потеря количества тепла при переносе нагретых тел из стакана с кипящей водой (2) в калориметрический стакан (5), а также теплообмен с окружающей средой, которые существенно влияют на результаты эксперимента.

Порядок выполнения работы и обработки результатов измерений

1. Включите электроплитку (1) и поставьте на нее стакан (2) с водой.
2. Опустите за нитку в стакан с водой металлическое тело (3).
3. Воду в стакане (2) нужно довести до кипения и измерить температуру T_1 кипящей воды с помощью термометра (4).
4. Пока вода вместе с исследуемым телом (3) нагреваются, отмерьте с помощью мерного стакана 150 мл холодной воды, налейте ее в калориметрический стакан (5) и поставьте его *подальше от плитки*.
5. Измерьте температуру T_2 холодной воды в калориметрическом стакане с помощью термометра. При этом температура калориметрического стакана (5) равна температуре воды.
6. Запишите в таблицу 1 массу металлического тела m_T , массу холодной воды m_B , массу калориметрического стакана m_K и температуры T_1 и T_2 .
Значения масс исследуемых тел и калориметрического стакана возьмите у преподавателя или у лаборанта.
3. За нитку вытащите тело из кипящей воды, быстро опустите его в калориметр (5) с холодной водой и закройте крышкой (6).
8. Поместите в калориметр термометр и следите за ростом температуры. Запишите в таблицу максимальное значение температуры T_0 всей системы «тело – вода – калориметрический стакан».

9. Меняя воду в калориметре, проведите измерения по п.п. 2–8 для трех различных металлических тел, удельные теплоемкости которых приведены в таблице 2.

Форма таблицы результатов 210. 1

№ опыта	m_T , кг	m_B , кг	m_K , кг	T_1 , К	T_2 , К	T_0 , К	ΔS , Дж/К
1							
2							
3							

10. По формуле (210.16) рассчитайте изменение энтропии системы для всех трех случаев и результаты вычислений занесите в таблицу 210.1.

Таблица 210.2.

Значения удельных теплоемкостей тел, используемых в работе

Вещество	Алюминий	Латунь	Сталь	Вода
Удельная теплоемкость C , Дж/(кг·К)	896	395	460	4190

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Опишите рабочую установку и ход эксперимента.
3. Какие допущения делаете, рассматривая систему «тело – вода – калориметрический стакан» как изолированную?
4. Напишите рабочую формулу, приведенную в данной работе.
5. Какие законы используются для получения расчетной формулы?
6. Какие состояния и процессы называются равновесными?
7. Что называется изолированной термодинамической системой?
8. Напишите формулу для вычисления абсолютной и относительной погрешности измерения ΔS .

Вопросы для защиты работы

1. Сформулируйте первый закон термодинамики.

2. Дайте определение обратимых и необратимых процессов. При каких условиях процессы будут обратимыми?
3. Сформулируйте второй закон термодинамики и поясните его физический смысл. Чем он дополняет первый закон термодинамики?
4. Опишите энтропию системы и ее физический смысл.
5. Как вычисляется изменение энтропии при переходе ее из одного состояния в другое?
6. Сформулируйте и напишите второй закон термодинамики, используя понятие энтропии.
7. Статистический смысл энтропии.
8. Какой знак имеет изменение энтропии для рассматриваемой в работе системы тел и почему?
9. Поясните принцип действия тепловой машины.
10. В чем сущность неравенства Клаузиуса?

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §51, §56 – §59.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §104.

Лабораторная работа № 211

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ УДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ ВОЗДУХА ПО СКОРОСТИ ЗВУКА

Цель работы: измерить скорость звука в воздухе методом стоячей волны и определить отношение молярных теплоемкостей воздуха.

Приборы и принадлежности:

трубка с подвижным поршнем,
измерительная линейка,
источник звука (телефон),
приемник звука (микрофон),
звуковой генератор,
электронный осциллограф.

Основные теоретические сведения

Теплоемкостью тела C называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить телу, чтобы повысить его температуру на один кельвин:

$$C_{\text{тела}} = \frac{\delta Q}{dT}, \quad (211.1)$$

где δQ – бесконечно малое количество тепла, полученного телом, сообщение которого приводит к соответствующему приращению dT его температуры. Теплоемкость тела измеряется в джоулях на кельвин (Дж/К). На практике чаще пользуются понятиями удельной и молярной теплоемкости вещества.

Удельной теплоемкостью c называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить *единице массы вещества*, чтобы повысить его температуру на один кельвин:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}. \quad (211.2)$$

Измеряется она в джоулях на килограмм-кельвин (Дж/(кг·К)).

Молярной теплоемкостью C называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить *одному молю вещества*, чтобы повысить его температуру на один кельвин:

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT}, \quad (211.3)$$

где $\nu = m/\mu$ – количество молей нагреваемого вещества, μ – молярная масса. Единицей измерения молярной теплоемкости является джоуль на моль-кельвин (Дж/(моль·К)).

Исходя из соотношений (211.2) и (211.3) удельная и молярная теплоемкости связаны между собой через молярную массу μ вещества:

$$c = \frac{C}{\mu}. \quad (211.4)$$

Теплоемкость газа существенно зависит от того, в каких условиях к исследуемому газу подводится теплота. Если теплота подводится к газу в условиях, когда его объем не может изменяться, то она расходуется только на его нагревание (т.е. на увеличение кинетической

энергии частиц). Если же энергия в форме теплоты подводится к газу в условиях, когда он может расширяться, поддерживая свое давление постоянным, то теплота идет не только на нагрев газа, но и на работу, которую совершает газ при расширении. Следовательно, в этом случае для нагревания газа на 1 К требуется больше теплоты. В первом случае мы имеем дело с теплоемкостью при постоянном объеме (C_V) (*изохорическая теплоемкость*), во втором – с теплоемкостью при постоянном давлении (C_p) (*изобарическая теплоемкость*). Ясно, что C_p всегда больше, чем C_V , так что отношение $\gamma = C_p/C_V$ больше единицы.

Отношение $\gamma = C_p/C_V$ играет важную роль в физике тепловых явлений. И не только тепловых. Это отношение, например, определяет скорость распространения звука в газе.

Целью лабораторной работы и является определение отношения $\gamma = C_p/C_V$ по скорости звука.

Принцип эксперимента и вывод расчетной формулы

Источником звука может быть всякое тело, колеблющееся в упругой среде с частотой от 16 до 20000 Гц. Возникающие при этом упругие волны, воздействуя на слуховой аппарат человека, вызывают ощущение звука. Распространяющаяся волна имеет частоту источника и определенную скорость, зависящую от температуры, плотности и упругих свойств среды.

Упругие свойства тел зависят от характера теплового движения молекул и сил их взаимодействия. Звуковые волны в газах могут быть только *продольными* (частицы среды, вовлекаемые в волновой процесс, колеблются около своих положений равновесия в направлении распространения волны) и звуковая волна представляет собой последовательность чередующихся областей сжатия и разрежения газа.

Так как газ беспрепятственно изменяет свою форму в соответствии с формой занимаемого им сосуда, то газу присуща *объемная упругость*, т.е. способность сопротивляться изменению его объема. Это свойство газа обусловлено тепловым движением его молекул и проявляется в изменении давления p газа при изменении его объема.

По **закону Гука для объемной деформации** изменение dp давления газа при малом изменении dV его объема прямо пропорционально относительной объемной деформации

$$dp = -k \frac{dV}{V}, \quad (211.5)$$

где k – модуль объемной упругости газа.

Как показывает опыт, скорость продольных волн, т.е. скорость, с которой перемещаются сжатия и разрежения газа, определяется по формуле

$$v = \sqrt{\frac{k}{\rho}}, \quad (211.6)$$

где ρ – плотность невозмущенного газа.

Колеблующееся тело (например, мембрана телефона) подвергает газ периодически сжатию и разрежению. При сжатии кинетическая энергия молекул возрастает, а сжатый слой газа нагревается; при разрежении же кинетическая энергия молекул уменьшается, и слой расширившегося газа охлаждается. *Вследствие малой теплопроводности и высокой частоты* (выше 1000 Гц), которую мы используем в данной работе, смежные участки среды не успевают обмениваться теплом, и процесс можно считать *адиабатическим*. При *адиабатическом процессе*, т.е. процессе, протекающем без теплообмена с внешней средой, связь между давлением и объемом данной массы газа дается уравнением Пуассона:

$$pV^\gamma = const, \quad (211.7)$$

где $\gamma = C_p / C_v$ – отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости газа при постоянном объеме.

Дифференцируя уравнение (211.7) последовательно по переменным p и V , получим

$$\gamma pV^{\gamma-1}dV + V^\gamma dp = 0,$$

откуда

$$\gamma \frac{dV}{V} = -\frac{dp}{p}.$$

Окончательно для dp запишем:

$$dp = -\gamma p \frac{dV}{V}. \quad (211.8)$$

Из выражений (211.5) и (211.8) следует, что модуль объемной упругости газа $k = \gamma p$.

Тогда скорость звука в газе можно рассчитать по формуле

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}. \quad (211.9)$$

Это и есть **формула Лапласа** для скорости звука в газе.

Воздух, находящийся при нормальных условиях ($p = 1,013 \cdot 10^5$ Па; $T = 273$ К), строго говоря, нельзя считать идеальным газом, т.к. **идеальный газ** – это сильно разреженный газ, в котором полностью отсутствуют силы притяжения и отталкивания между молекулами, а соударения между молекулами и стенками сосуда, в котором находится газ, являются абсолютно упругими. Отсутствие взаимодействия между молекулами означает, что на молекулы в промежутках между столкновениями не действуют какие-либо силы, что они движутся свободно. Кроме того, молекулы идеального газа – это материальные точки, поэтому их собственный объем вообще не учитывается. Молекулы реального газа имеют собственный объем и, благодаря не только тепловому хаотическому движению, но и взаимодействию между молекулами, находясь в поле тяготения Земли, молекулы стремятся занять весь предоставленный им объем.

В данной работе мы определяем скорость звуковых волн, распространяющихся в цилиндрической трубе, объем которой во много раз больше собственного объема молекул воздуха при нормальных условиях (собственный объем молекул воздуха примерно в 2000 раз меньше объема трубы). Также можно пренебречь и силами межмолекулярного притяжения: при нормальных условиях давление газа, обусловленное силами притяжения молекул, составляет менее 1 % от давления газа на стенки сосуда. Поэтому для определения плотности ρ воздуха через его давление и температуру мы можем воспользоваться уравнением состояния идеального газа

$$pV = \frac{m}{\mu} RT,$$

где $R = 8,31$ Дж/(моль·К) – молярная газовая постоянная, откуда плотность воздуха равна

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT},$$

и скорость звука в воздухе можно рассчитать по формуле:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}. \quad (211.10)$$

Таким образом, если измерить скорость звука в газе, то можно вычислить и значение отношения теплоемкостей данного газа γ :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\mu}{RT} v^2. \quad (211.11)$$

Для измерения скорости звука в воздухе используется метод стоячих волн (метод акустического резонанса). Стоячие волны наблюдаются при наложении двух встречных волн с одинаковой частотой и амплитудой. Стоячие волны возникают при отражении от преград: падающая на преграду волна и бегущая ей навстречу отраженная волна, налагаясь друг на друга, дают стоячую волну. На практике такие волны можно получить в резонаторе, который представляет собой замкнутую цилиндрическую трубу.

В замкнутой цилиндрической трубе находятся два телефона, один из которых расположен внутри подвижного цилиндрического поршня, на который от звукового генератора подается электрический сигнал определенной частоты (источник звука), на другом конце телефон, играющий роль приемника звука. От приемника звука электрический сигнал подается на электронный осциллограф. Амплитуда смещения луча на экране осциллографа пропорциональна амплитуде давления в стоячей звуковой волне.

Колебания мембраны телефона (источника звука) вовлекают в волновой процесс частицы воздуха, и вдоль трубы распространяется плоская бегущая звуковая волна, описываемая уравнением:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \alpha),$$

где $\xi(x, t)$ – смещение частиц среды от своих положений равновесия в бегущей волне вдоль оси x , параллельной оси трубы в какой-то момент времени t ; A – амплитуда волны или максимальное смещение частиц среды; $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота; ν – линейная частота; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\lambda = v/\nu$ – длина волны; v – скорость звука в данной среде. Аргумент косинуса ($\omega t - kx + \alpha$) называется полной фазой (или просто фазой) волны, где α – начальная фаза волны.

Строго говоря, бегущая звуковая волна образуется только в бесконечно длинной трубе или трубе, на втором конце которой размещен "поглотитель" звука. В трубе конечного размера на открытом конце возникает частичное отражение падающей волны и в трубе образуется стоячая волна. При отражении на открытом конце трубы может изменяться как амплитуда, так и фаза стоячей волны. В нашем случае звуковая волна распространяется в закрытой трубе конечной длины (в резонаторе). При отражении от жесткой стенки, перпендикулярной оси резонатора, амплитуда отраженной волны практически не меняется, а фаза изменяется на $\varphi = \pi$. Утверждение об изменении фазы на 180° справедливо, если в качестве параметра $\xi(x,t)$, описывающего волну, выбрано колебательное смещение частиц среды. Если же параметром $\xi(x,t)$ служит звуковое давление $p(x,t)$, то фаза отраженной волны при нормальном падении (перпендикулярном стенке) не изменяется (см. рис. 211.1).

Для получения уравнения стоячей волны, предположим, что две плоские волны с одинаковыми амплитудами и частотами распространяются вдоль оси x в противоположных направлениях. Если начало координат взять в такой точке, в которой встречные волны имеют одинаковую фазу, и выбрать отсчет времени так, чтобы начальные фазы оказались равными нулю, то уравнения обеих плоских волн можно написать в следующем виде. Для волны, идущей от источника звука в направлении оси x

$$\xi_1 = A \cos(\omega t - kx),$$

и для отраженной волны, распространяющейся в обратном направлении

$$\xi_2 = A \cos(\omega t + kx).$$

Сложение этих двух волн дает

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A \cos(\omega t - kx) + A \cos(\omega t + kx).$$

Раскрывая значения косинусов от сложных аргументов и произведя сокращения, получим уравнение стоячей волны

$$\xi = 2A \cos kx \cos \omega t \quad \text{или} \quad \xi = 2A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \cos \omega t. \quad (211.12)$$

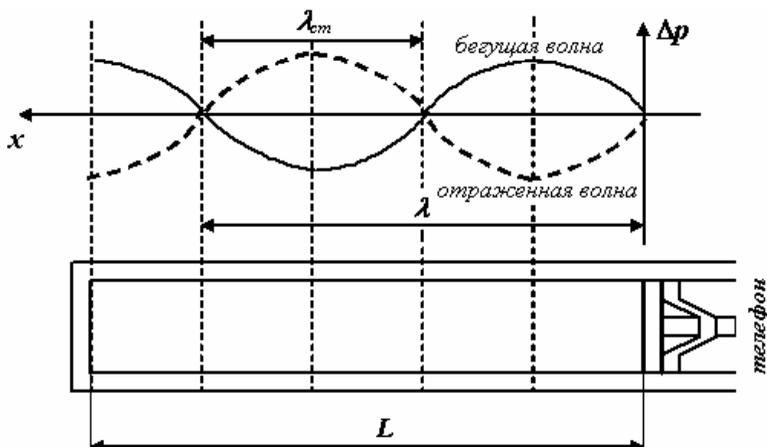


Рис. 211.1. Образование стоячих звуковых волн (Δp – величина отклонения звукового давления от среднего значения p)

Из уравнения (211.12) видно, что в каждой точке стоячей волны происходят колебания той же частоты, что и у встречных волн, причем амплитуда зависит от x :

$$A_{ст} = \left| 2A \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) \right|. \quad (211.13)$$

В точках, координаты которых удовлетворяют условию

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

амплитуда стоячей волны достигает максимального значения. Эти точки называются *пучностями* стоячей волны. В точках, координаты которых удовлетворяют условию

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

амплитуда стоячей волны обращается в нуль. Эти точки называются *узлами* стоячей волны. Расстояние между соседними узлами или пучностями называется длиной стоячей волны ($\lambda_{ст}$). Длина звуковой (бегущей) плоской волны $\lambda = 2\lambda_{ст}$ (см. рис. 211.1).

Итак, зная длину звуковой волны λ и частоту ν , которая указана на звуковом генераторе, определяют фазовую скорость распространения звуковой волны в воздухе по формуле

$$v = \lambda \nu = 2\lambda_{cm} \nu. \quad (211.14)$$

Стоячие звуковые волны, возникающие в замкнутой трубе, – это частный случай интерференции волн. *Интерференцией* называется явление перераспределения энергии при наложении когерентных волн, в результате чего в одних точках пространства волны усиливают друг друга, а в других – ослабляют. *Когерентными* называются волны, распространяющиеся в среде с одинаковой частотой и с постоянной во времени разностью фаз в данной точке пространства.

В упругой стоячей волне механическая энергия периодически преобразуется из потенциальной энергии, локализованной в основном вблизи пучностей деформации (области разрежения газа), в кинетическую, локализованную в основном вблизи пучностей скорости (области сжатия), и обратно. Поэтому энергия периодически мигрирует от узлов стоячей волны к ее пучностям и обратно. Среднее за период значение плотности потока энергии¹ равно нулю в любой точке стоячей волны, так как две бегущие волны, образующие стоячую волну, переносят за период равную энергию в прямо противоположных направлениях, т.е. *стоячие волны энергию не переносят*, за что и получили свое название.

Описание рабочей установки и порядок выполнения работы

Для проведения измерений в работе используется установка, изображенная на рис. 211.2. Источником звука служит телефон **1**, расположенный внутри алюминиевого поршня, перемещающегося внутри цилиндрической трубы **2**. На телефон подается переменное напряжение звуковой частоты от низкочастотного генератора **3**. Звуковые колебания преобразуются микрофоном **4** в электрический сигнал, подаваемый на вертикальный вход электронного осциллографа **5**.

¹ Количество энергии, переносимое волной через некоторую поверхность в единицу времени, называется **поток энергии** через эту поверхность.

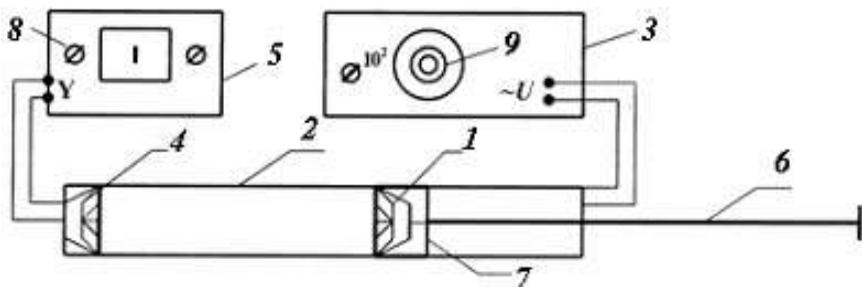


Рис. 211.2. Установка для измерения скорости звука:

1 – источник звука (телефон); 2 – цилиндрическая труба; 3 – генератор звуковой частоты; 4 – приемник звука (микрофон); 5 – осциллограф; 6 – шток; 7 – подвижный поршень; 8 – переключатель усилителя канала вертикального отклонения луча; 9 – ручка настройки выходной частоты генератора.

1. Включить генератор звуковой частоты в сеть, поставив тумблер СЕТЬ в положение «вкл» – при этом загорается сигнальная лампочка. Предварительно следует установить ручки на панели генератора: «множитель частот» – в положение 10^2 ; на «пределах шкалы V» нажать на кнопку «10»; ручкой «рег.вых.» стрелку вольтметра на панели прибора устанавливают в положение между делениями 6–8 на верхней шкале; ручкой настройки 9 (см. рис.211.2) установить по указанию преподавателя выходную частоту генератора 2000 или 2500 Гц (это уже с учетом множителя частот 10^2 , а по шкале настройки частоты 20 или 25).

2. Включить в сеть осциллограф, при этом загорается сигнальная лампочка. Дают осциллографу прогреться 2–3 мин. С помощью ручек регулировки отклонения электронного луча по вертикали Y (\updownarrow) и по горизонтали X (\leftrightarrow) устанавливают электронный луч в центре экрана. Добиваются четкого и резкого изображения с помощью ручек «яркость» и «фокус».

ВНИМАНИЕ! Категорически запрещается работать с большой яркостью луча, т.к. это может привести к прогоранию люминофора экрана.

3. Перемещая плавно поршень за шток 6 вдоль трубы, добиваются того, чтобы длина электронного луча на экране была максимальной, но при этом не выходила за пределы экрана. Длину изображения луча можно регулировать с помощью переключателя 8 на панели осциллографа (см. рис. 211.2) или с помощью ручки «рег.вых.» на панели зву-

кового генератора, увеличивая или уменьшая напряжение, подаваемое на источник звука.

Отрегулировав амплитуду сигнала, поршень возвращают в исходное положение и приступают к измерениям.

4. С помощью штока **б** медленно и равномерно вытягиваем поршень вдоль трубы и по шкале, нанесенной на трубе, последовательно отмечаем и записываем в таблицу положения l_i поршня, при которых сигнал на экране осциллографа максимально усиливается.

Расстояние между двумя соседними положениями поршня, при которых сигнал на экране осциллографа максимально усиливается, соответствует длине стоячей волны:

$$\lambda_{cm} = l_{i+1} - l_i.$$

Следует найти не менее шести-восьми значений λ_{cm} для частоты 2000 или 2500 Гц.

5. Определяют среднее арифметическое значение длины стоячей волны $\langle \lambda_{cm} \rangle$.

6. По формуле (211.14) через $\langle \lambda_{cm} \rangle$ рассчитывают фазовую скорость распространения звука для соответствующей частоты ν .

7. По формуле (211.11) через скорость звука \mathcal{U} определяют отношение теплоемкостей воздуха γ , где R – молярная газовая постоянная, μ – молярная масса воздуха, которая равна 0,029 кг/моль, а температуру T воздуха в лаборатории определяют по термометру и записывают в таблицу в кельвинах.

8. Оценить абсолютную $\Delta\gamma$ и относительную E погрешности результата измерений по формулам, полученным дифференциальным методом:

$$E = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta\mu}{\mu} + 2 \frac{\Delta\mathcal{U}}{\mathcal{U}} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta T}{T}, \quad \text{где} \quad \frac{\Delta\mathcal{U}}{\mathcal{U}} = \frac{\Delta\lambda_{cm}}{\langle \lambda_{cm} \rangle} + \frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Данные результатов измерений и вычислений занести в таблицу.

Форма таблицы результатов 211.1

ν	l_i	λ_{cm}	$\langle \lambda_{cm} \rangle$	\mathcal{U}	T	γ	$\Delta\gamma$	E
Гц	м	м	м	м/с	К			%

Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Что называется звуком?
3. Опишите устройство рабочей установки и ход эксперимента.
4. Запишите рабочие формулы (211.11) и (211.14) и поясните, входящие в них величины.

Вопросы для защиты работы

1. Что называется теплоемкостью, удельной теплоемкостью вещества? Молярной теплоемкостью? Какая между ними связь?
2. Какие волны возникают в газах, и от чего зависит их скорость распространения?
3. Запишите закон Гука для объемной деформации, возникающей в газах.
4. Какой процесс называется адиабатическим? Сформулируйте первое начало термодинамики и запишите его для адиабатического процесса.
5. Выведите формулу Лапласа.
6. Какой газ называется идеальным? Почему при выводе формулы (211.11) мы используем уравнение состояния идеального газа?
7. Запишите уравнение плоской бегущей волны и поясните его.
8. Как возникают стоячие волны? Выведите уравнение стоячей волны, условия пучностей и узлов.
9. Что называется интерференцией волн? Как перераспределяется механическая энергия в стоячей волне?

Рекомендуемая литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008, §93 – §94, §99, §102.
2. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007, §156 – §158.

Список литературы

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.1: Механика. Молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008. – 368 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. Т.2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие для вузов. – С-П.: Лань, 2008. – 496 с.
3. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007. – 558 с.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2007. – 720 с.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Механика: учеб. пособие для вузов. – М.: Физматлит/МФТИ, 2005. – 559 с.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика: учеб. пособие для вузов. – М.: Физматлит/МФТИ, 2005. – 544 с.