

# ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

**Часть 2: Молекулярная физика**



---

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

*АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ*

# **ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ**

**Часть 2: Молекулярная физика.**

Благовещенск  
2003

ББК 22.3

*Печатается по решению*

Физический практикум. Ч. 2: Молекулярная физика. Вып. 1. Издание 2-е, переработанное. / Под ред. О.В. Козачковой. - Благовещенск: Амурский гос. ун-т. 2003. 110 с.

Составители:

Козачкова О.В. (работы № 2-1, 2-2, 2-3, 2-4, 2-5, 2-6, 2-7, 2-8, 2-10, 2-12, 2-14).

Согр А. А. (работа № 2-9, 2-13, приложения),

Добросельский К.Г. (работы № 2-9, 2-11),

Практикум содержит описания 14 лабораторных работ по курсу "Молекулярная физика". В приложении приведены правила оформления отчета и обработки результатов измерений.

Предназначен для студентов, обучающихся по специальности 01.04. "Физика", выполняющих лабораторный практикум по общей физике.

*Рецензенты:*

С. В. Ланкин, доктор физ.-мат. наук, проф. БГПУ;

Е.С.Астапова, доктор физ.-мат.наук, профессор.

зав. кафедрой ФМиЛТ.

---

Указания по мерам безопасности .....	4
Работа № 2-01 Изучение статистических закономерностей на механических моделях.....	6
Работа № 2-02 Определение универсальной газовой постоянной.....	16
Работа № 2-03 Определение линейных размеров молекул по площади пятна.....	21
Работа № 2-04 Определение средней длины свободного пробега и эффективного диаметра молекул воздуха.....	25
Работа № 2-05 Определение коэффициента вязкости жидкости в диапазоне температур.....	31
Работа № 2-06 Определение удельной теплоемкости и теплоты парообразования воды.....	41
Работа № 2-07 Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости капиллярным методом.....	47
Работа № 2-08 Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости в диапазоне температур методом Ребиндера.....	55
Работа № 2-09 Проверка основных термодинамических законов.....	63
Работа № 2-10 Исследование фазового перехода I рода и изменения энтропии на примере кристаллизации гипосульфита.....	72
Работа № 2-11 Кривая фазового равновесия воды.....	80
Работа № 2-12 Определение теплопроводности твердых тел.....	87
Работа № 2-13 Компьютерное моделирование процессов установления равновесия в статистических системах.....	92
Работа № 2-14 Определение теплоемкости металла методом охлаждения.....	98
<b>ПРИЛОЖЕНИЯ:</b>	
Правила выполнения физического практикума.....	103
Обработка результатов измерений.....	104
Литература.....	110

---

при выполнении физического практикума в лаборатории  
молекулярной физики.

## **ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ**

В лаборатории используются установки, имеющие питание от сети 220 В, что создает потенциальную опасность поражения электрическим током. Муфельная печь, используемая для нагрева и отжига образцов, дает температуру в рабочей зоне до 900°С. При работе с нею во избежание термического ожога необходимо соблюдать меры предосторожности и точно следовать рабочей инструкции.

### **Запрещается:**

- допускать к работе студентов, не прошедших инструктаж по технике безопасности с росписью в журнале;
- работа студентов в лаборатории без преподавателя или лаборанта, который имеет группу допуска по электробезопасности не ниже III.

## **ПЕРЕД РАБОТОЙ**

- ознакомиться с инструкциями по выполняемой работе;
  - осмотреть установку, убедиться в исправности установки.
- Установки, имеющие клеммы заземления, должны быть заземлены;

### **Запрещается:**

- работать на установках со снятыми кожухами, поврежденной изоляцией проводов, розеток, вилок;
- находиться в лаборатории в верхней одежде.

## **ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ**

- включение установки проводить только после получения допуска
- установка должна находиться под напряжением только во время проведения эксперимента, включая время, необходимое для прогрева установки. После окончания измерений установку следует обесточить;
- при появлении признаков неисправности - нарушения режима работы, искрения, появления дыма и запаха гари, посторонних звуков - выключить установку, поставить в известность преподавателя.

### **Запрещается:**

- 
- захламлять рабочее место. На рабочем месте не должно быть посторонних предметов;
  - трогать приборы, не входящие в выполняемую работу.
  - выполнять действия, не предусмотренные описанием работы, без разрешения преподавателя. В случае порчи приборов, вызванной грубым нарушением правил эксплуатации, виновные несут материальную ответственность.

### **ПОСЛЕ РАБОТЫ**

- установить ручки приборов в исходное положение, выключить установку, вынуть вилки приборов из розеток;
- сдать лаборанту полученные принадлежности (кюветы, капилляры, рабочие образцы и т.д.).

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ**

**ЦЕЛЬ.** Экспериментальное определение универсальной газовой постоянной и постоянной Больцмана.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Лабораторный комплекс ЛКТ-1; баллон с резиновым шлангом и зажимом; весы с разновесами; соединительные силиконовые шланги.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

Давление  $P$ , оказываемое газом на стенки сосуда, обусловлено тем, что молекулы при своем хаотическом движении сталкиваются не только друг с другом, но и со стенками сосуда. Эти столкновения определяют силу, испытываемую стенкой со стороны газа. Средняя сила, действующая на единицу площади, и есть давление. Давление газа будет тем больше, чем больше концентрация молекул и скорость их теплового движения. Следовательно, такой макроскопический параметр газа, каким является давление, зависит от поведения отдельных молекул, т.е. от микроскопических параметров теплового движения. Количественная связь между давлением газа и микроскопическими параметрами молекул устанавливается в молекулярно-кинетической теории идеальных газов. Основное уравнение МКТ имеет вид:

$$P = 1/3 n m_o \langle v^2 \rangle, \quad (1)$$

где  $n$  - число молекул в единице объема,

$\langle v^2 \rangle$  - среднее значение квадрата скорости молекул.

С другой стороны, основной величиной, характеризующей макросистему, является энергия  $E$ . В случае идеального газа, состоящего из  $N$  атомов, совершающих поступательное хаотическое движение,

$$E = \sum_{i=1}^N \frac{m_o}{2} \langle v_i^2 \rangle = N \langle E \rangle, \quad (2)$$

где  $\langle E \rangle$  - средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы.

$m_o$  - масса одной молекулы,

Поскольку энергия есть величина аддитивная,  $E$  является функцией объема  $V$ . Заметим, что давление  $P \sim E/V$ . Действительно, с учетом (2) выражение (1) можно переписать:

$$P = \frac{2}{3} \cdot \frac{N \langle E \rangle}{V}. \quad (3)$$

Средняя кинетическая энергия движения молекул определяет другой важный параметр состояния газа - температуру  $T$ . Как известно, средняя энергия молекулы одноатомного идеального газа равна:

$$\langle E \rangle = 3/2 kT \quad (4)$$

где  $k$  - коэффициент пропорциональности, устанавливающий связь между температурой, выраженной в единицах энергии (джоули), и температурой, выраженной в градусах. Коэффициент  $k$  называется постоянной Больцмана.

Подставим (4) в (3), находим:

$$P = \frac{NkT}{V},$$

откуда:

$$PV = NkT \quad (5)$$

Мы получили уравнение *классического идеального газа*. Оно связывает давление, объем и температуру газа. Так как в уравнение (5) не входит никакой величины, характеризующей природу конкретного газа, то оно пригодно для любых классических идеальных газов (при выводе мы пренебрегли взаимодействием атомов, лишив тем самым газ его "индивидуальности").

Получим уравнение состояния для 1 моля идеального газа.

В 1-моле газа, содержится атомов

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

Указанное число  $N_A$  называют постоянной Авагадро.

Тогда для 1 моля уравнение (5) примет вид:

$$PV = RT, \quad (6)$$

где  $R = N_A \cdot k$  - называют универсальной газовой постоянной. Она имеет размерность [Дж/моль · К].

Для произвольной массы газа уравнение (5) принимает вид:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (7)$$

где  $m$  - масса взятого газа,  
 $\mu$ - его молярная масса.

В данной работе предлагается использовать уравнение (7) для экспериментального определения универсальной газовой постоянной.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



В баллоне объемом  $V$  при комнатной температуре  $T$  находится воздух массой  $m_1$ . Давление воздуха -  $P_1$ , оно равно атмосферному ( $\sim 10^5$  Па).

Состояние газа в баллоне описывается уравнением:

$$P_1 V_1 = \frac{m_1}{\mu} R T_1. \quad (8)$$

Будем *медленно* накачивать воздух в баллон, увеличивая давление газа до  $P_2$ . В новом состоянии уравнение (7) будет иметь вид:

$$P_2 V_2 = \frac{m_2}{\mu} R T_2, \quad (9)$$

где  $m_2$  - масса газа в баллоне в новом состоянии.

При медленном накачивании процесс протекает изотермически вследствие теплообмена с окружающей средой. Таким образом, можно считать, что:

$$T_1 = T_2 = T. \quad (10)$$

Объем баллона также остается неизменным

$$V_1 = V_2 = V. \quad (11)$$

Решая совместно (8) и (9) с учетом (10) - (11), находим:

$$V(P_2 - P_1) = \frac{RT}{\mu}(m_2 - m_1). \quad (12)$$

Получим искомую рабочую формулу

$$R = \frac{\mu V(P_2 - P_1)}{T(m_2 - m_1)}. \quad (13)$$

Определив экспериментально газовую постоянную  $R$ , можно вычислить постоянную Больцмана:

$$k = R / N_A. \quad (14)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Внимание: Перед выполнением работы ознакомьтесь с устройством лабораторного комплекса ЛКТ-1, принципом работы газогенератора и его измерительной системы (см. инструкцию).

1. При помощи силиконовых шлангов произведите соединение в газогенераторе, по схеме с манометром высокого давления (см. инструкцию).

2. Определите взвешиванием массу  $m_1$  баллона объемом  $V$ , внутри которого воздух при атмосферном давлении  $P_1$ .

3. Подключите баллон объемом  $V_1 = 2,05$  л к компрессору с манометром  $M_1$ . (Наденьте шланг баллона на штуцер над указателем [К]). Включите тумблер питания. Кран компрессора должен находиться в положении "закрыто".

4. Вращая ручку плавной регулировки, медленно повышайте давление воздуха. За изменением давления следите по манометру. Шкала манометра проградуирована в миллиметрах ртутного столба. Давление  $\Delta P = 300$  мм рт.ст. соответствует 40 кПа. Манометр показывает разницу между атмосферным давлением и давлением в баллоне -  $\Delta P$ .

5. Доведите дополнительное давление до значения  $\Delta P = 150$  мм.рт.ст. Закройте кран на шланге баллона. Вновь произведите взвешивание баллона. Новое значение давления  $P_2 = P_1 + \Delta P$  и массы  $m_2$  занесите в таблицу:

$m_1$	$m_2$	$V$	$T$	$P_1$	$\Delta P$	$P_2$	$R$	$\Delta R$

6. Повторите пп.3-5, увеличивая  $\Delta P$  до 250-300 мм рт.ст. и производя измерения через каждые 50 мм рт.ст.

7. Произведите аналогичные измерения с баллонами другого объема ( $V_2 = 1,55$  л;  $V_3 = 1,3$  л).

8. Рассчитайте по формуле (13) универсальную газовую постоянную. Произведите статистическую обработку данных. Запишите результат в виде:

$$R = \langle R \rangle \pm \Delta R.$$

Сравните полученный результат с табличными данными.

9. Используя экспериментальное значение  $R$ , вычислите по формуле (14) постоянную Больцмана.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Сформулируйте основные положения молекулярно-кинетической теории газов.

2. Выведите основное уравнение МКТ.

3. В чем заключается физический смысл давления и температуры газа с точки зрения молекулярно-кинетической теории?

4. Выведите формулу (7).

5. Какой физический смысл имеет постоянная Больцмана?

6. Как можно определить объем сосуда по изменению давления в нем за счет увеличения числа молекул газа?

7. Выведите рабочую формулу (13).

### **ЛИТЕРАТУРА**

[1] §§ 7- 9, 59;

[3] §§ 5,7-11;

[5] 1.16;

[6] §§ 85-86.

## РАБОТА № 2-03

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ РАЗМЕРОВ МОЛЕКУЛ ПО ПЛОЩАДИ ПЯТНА**

**ЦЕЛЬ.** Определить поперечный диаметр и длину молекул олеиновой кислоты.

**ОБОРУДОВАНИЕ:** 0,3% спиртовой раствор олеиновой кислоты; шприц объемом 1 мл; кювета 20x20 см; тальк; линейки или палетка для определения площади пятна.

#### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

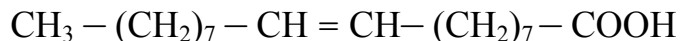
Представление о молекулярном строении тел, на первый взгляд, не согласуется с нашим обычным опытом. В лучший оптический микроскоп, который дает возможности различать предметы, размеры которых не меньше  $(2-3) \cdot 10^{-7}$  м, рассмотреть отдельные молекулы, даже самые крупные, нельзя. Однако целый ряд косвенных методов позволил не только надежно доказать существование молекул и атомов, но даже установить их размеры. Так, размер атомов водорода имеет порядок  $1,2 \cdot 10^{-10}$  м; длина молекулы водорода, т.е. расстояние между центрами двух атомов, ее составляющих, равна  $2,3 \cdot 10^{-10}$  м. Существуют и более крупные молекулы. Например, молекулы белка (альбумин) имеют размеры  $4,3 \cdot 10^{-6}$  м. В последние десятилетия благодаря широкому развитию электронной микроскопии оказалось возможным не только наблюдать, но и сфотографировать наиболее крупные молекулы и образованные ими структуры.

Оценка размеров молекул становится важной самостоятельной задачей во многих исследованиях в области физики твердого тела, кристаллохимии и т.д.

В данной работе предлагается один из косвенных методов определения размеров молекулы сложного органического соединения - олеиновой кислоты. Этот метод технически прост и не требует применения специальной, сложной техники. Однако он позволяет с удовлетворительной точностью оценить линейные размеры молекулы олеиновой кислоты ( $C_{17}H_{33}COOH$ ): ее поперечный диаметр и длину.

#### *МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА*

Олеиновая кислота является представителем класса карбоновых кислот, главным отличительным признаком которых является наличие функциональной карбоксильной группы  $-\text{COOH}$ , определяющей их свойства:



Она не растворима в воде. При взаимодействии со спиртом олеиновая кислота образует сложный эфир, но при добавлении его в воду происходит гидролиз: эфир вновь превращается в кислоту и спирт, который при этом уходит в водный раствор. На поверхности воды остаются молекулы олеиновой кислоты (капля эфира растекается мономолекулярным слоем), при этом длинные молекулы кислоты устанавливаются вертикально вплотную друг к другу с опущенными в воду карбоксильными группами.

Таким образом, зная количество  $N$  молекул олеиновой кислоты в капле ее спиртового раствора и определяя площадь  $S$  пятна, образованного каплей на поверхности воды, можно оценить поперечный размер молекулы:

$$d = \sqrt{\frac{S}{N}}. \quad (1)$$

Длину молекулы можно оценить по толщине пятна:

$$h = \frac{V_2'}{S}, \quad (2)$$

где  $V_2'$  - объем, занимаемый олеиновой кислотой в капле спиртового раствора.

#### **ПРИГОТОВЛЕНИЕ РАСТВОРА**

Для приготовления раствора используем  $V_1 = 2$  мл этилового спирта и  $N_o = 5$  капель олеиновой кислоты (объем одной капли  $V_o = \dots$ ). Смесь помещаем в чистый сухой флакон.

В одной капле спиртового раствора процентное содержание молекул кислоты такое же, как во флаконе. Поэтому объем, занимаемый молекулами кислоты в капле раствора, можем определить из соотношения:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_2'}{V_1'}$$

где  $V_2 = V_o \cdot N_o$  - объем кислоты во флаконе,

$V_2'$  - объем кислоты в капле раствора,

$V_1'$  - объем спирта в капле раствора.

Заметим, что кислота занимает ничтожный объем по сравнению со спиртом, поэтому будем считать, что  $V_1'$  практически равен объему капли раствора  $V$ . Таким образом:

$$V_2' = \frac{V_2 V_1'}{V_1} = \frac{V \cdot V_o N_o}{V_1} \quad (3)$$

Число молекул  $N$  в объеме  $V_2'$  легко найти, зная молярную массу  $\mu$  и плотность  $\rho$  олеиновой кислоты:

$$N = \rho V_2' \frac{N_A}{\mu}, \quad (4)$$

где  $N_A$  - число Авагадро,

$$\mu = 282 \text{ г/моль},$$

$$\rho = 0,89 \text{ г/см}^3.$$

Подставляя (3) и (4) в (2) и (1) соответственно, находим искомые размеры молекул.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Определите объем  $V$  одной капли спиртового раствора олеиновой кислоты. Для этого наберите в шприц  $V_3 = 0,5$  мл раствора. Медленно выпуская раствор из шприца, определите количество капель  $N'_o$ , содержащихся в данном объеме  $V_3$ . Объем одной капли найдите из соотношения

$$V = \frac{V_3}{N'_o}.$$

2. По формулам (3) и (4) рассчитайте объем  $V_2'$  и кол-во молекул  $N$  кислоты, содержащихся в объеме  $V$ . Данные занесите в таблицу.

3. Налейте воду в кювету. На поверхность воды насыпьте тонкий слой талька, затем нанесите одну каплю спиртового раствора олеиновой кислоты.

4. По смещению талька определите границу пятна. Определите его площадь при помощи палетки. Результаты измерений занесите в таблицу:

№	$V$	$V_2'$	$N$	$S_i$	$d_i$	$\langle d \rangle$	$\Delta d$	$h_i$	$\langle h \rangle$	$\Delta h$
1										
2										
3										
4										
5										

$V_1 = 2$  мм,  $V_o = \dots$ ,  $N_o = \dots$ . Используя формулы (1) и (2), вычислите значения  $d$  и  $h$ .

---

5. Повторите п.п. 3-4 несколько раз (не менее пяти), находя каждый раз  $d_i$  и  $h_i$ . Результаты усредните. Вычислите абсолютную и относительную погрешность измерений. Проанализировав полученные результаты, сделайте вывод о надежности предложенного метода.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем суть предложенного метода определения линейных размеров молекул олеиновой кислоты? Каковы его особенности, является ли данный метод универсальным?

2. Какой порядок имеют линейные размеры молекул различных веществ?

### **ЛИТЕРАТУРА**

[1] § 87;

[13] стр. 141-144.

### **РАБОТА № 2-04**

#### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЭФФЕКТИВНОГО ДИАМЕТРА МОЛЕКУЛ ВОЗДУХА**

**ЦЕЛЬ.** Экспериментально определить длину свободного пробега, эффективный диаметр молекул и коэффициент внутреннего трения воздуха.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Цилиндрический сосуд с капилляром, весы с разновесами, стеклянный стакан, секундомер, линейка.

### **КРАТКАЯ ТЕОРИЯ**

Молекулы газа, находясь в состоянии хаотического движения, непрерывно сталкиваются друг с другом. Между двумя последовательными столкновениями молекулы проходят некоторый путь, который называется *длиной свободного пробега*. В общем случае длина свободного пробега между двумя

последовательными столкновениями различна, но так как мы имеем дело с огромным числом молекул и они находятся в беспорядочном движении, то можно говорить о средней длине свободного пробега  $\langle \lambda \rangle$ .

Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется *эффективным диаметром молекулы*  $d$  (рис. 1), а величина  $\sigma = \pi d^2$  называется *эффективным сечением молекулы*.

Так как за 1 с молекула проходит в среднем путь, численно равный средней арифметической скорости  $\langle v \rangle$  и, если  $\langle z \rangle$  - среднее число столкновений, испытываемых молекулой газа за 1 с, то средняя длина свободного пробега

$$\langle \lambda \rangle = \langle v \rangle / \langle z \rangle. \quad (1)$$

Для определения  $\langle z \rangle$  представим себе молекулу в виде шарика диаметром  $d$ , который движется среди других (неподвижных) молекул. Эта молекула столкнется только с теми, центры которых находятся на расстояниях, равных или меньше  $d$ , т.е. лежат внутри "ломаного" цилиндра радиусом  $d$  (рис.2).

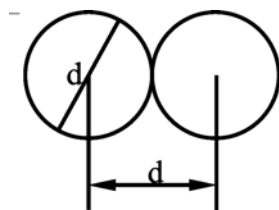


Рис. 1.

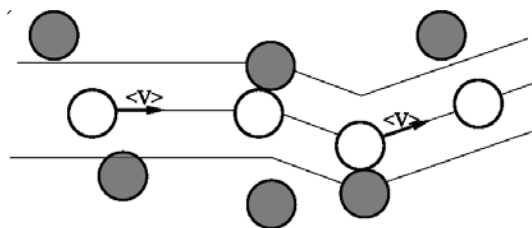


Рис. 2.

Среднее число столкновений, которое испытывает молекула за 1 сек., равно числу молекул в объеме "ломаного" цилиндра  $V_u$ .

$$\langle z \rangle \sim n \cdot V_u, \quad (2)$$

где  $n$  - концентрация молекул;

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

Таким образом, среднее число столкновений

$$\langle z \rangle \sim n \cdot \pi \cdot d^2 \langle v \rangle \quad (3)$$

Расчеты показывают, что при учете движения других молекул среднее число столкновений в единицу времени  $\langle z \rangle$ :

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot n \cdot \pi \cdot d^2 \langle v \rangle. \quad (4)$$

Подставим (4) в (1)

Тогда средняя длина свободного пробега

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}. \quad (5)$$

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для определения длины свободного пробега молекулы можно использовать тот факт, что  $\lambda$ , играет существенную роль в явлениях переноса, она связана с коэффициентом внутреннего трения газа  $\eta$  следующим соотношением:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \lambda, \quad (6)$$

где  $\rho$  - плотность газа;

$\langle v \rangle$  - средняя арифметическая скорость молекулы.

1. Для измерения коэффициента внутреннего трения воздуха используется метод истечения воздуха через узкую капиллярную трубку (метод Пуазеля). Согласно формуле Пуазеля объем газа, прошедший через узкую трубку с круглым внутренним сечением за время  $\tau$  равен:

$$V = \frac{\pi \cdot r^4 \Delta P}{8\eta \cdot l} \cdot \tau, \quad (7)$$

где  $r$  - радиус капилляра;

$l$  - длина капилляра;

$\Delta P$  - разность, давления на концах капилляра;

$\eta$  - коэффициент внутреннего трения газа.

Из формулы (7) выразим  $\eta$ :

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

2. Средняя арифметическая скорость молекул равна:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \cdot \mu}}. \quad (9)$$

3. Из уравнения Менделеева-Клайперона найдем плотность газа:



$$\rho = \frac{\mu \cdot P}{RT}, \quad (10)$$

где  $\mu$  - молярная масса (для воздуха  $\mu \approx 29$  г/моль);

$P$  - давление газа;

$R$  - универсальная газовая постоянная;

$T$  - абсолютная температура.

Подставляя (8), (9) и (10) в равенство (6) получим выражение для экспериментального определения  $\lambda$

$$\langle \lambda \rangle = \frac{3\pi \cdot r^4 \cdot \Delta P \cdot \tau}{16 \cdot V \cdot l \cdot P} \sqrt{\frac{\pi R T}{2\mu}}. \quad (11)$$

Эффективный диаметр молекулы можно вычислить из формулы, выражающей его связь с длиной свободного пробега:

$$d^2 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi \langle \lambda \rangle n}. \quad (12)$$

Концентрацию молекул газа  $n$  можно найти из основного уравнения молекулярно - кинетической теории газов  $P = n \cdot k \cdot T$  (константа Больцмана  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К). Таким образом, эффективный диаметр можно определить из выражения

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2} \cdot \pi \langle \lambda \rangle P}}. \quad (13)$$

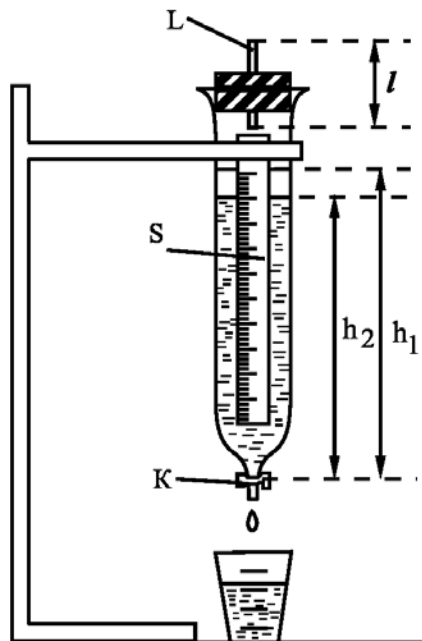


Рис. 3.

Установка для определения коэффициента внутреннего трения воздуха изображена на рис.3. Она состоит из сосуда со шкалой 3. Сквозь пробку в сосуд опущен капилляр 4, кран 1 имеет отверстие значительно большего сечения, чем капилляр. При закрытом кране 1 давление воздуха над жидкостью внутри сосуда 2 равно атмосферному, так как сосуд сообщается с атмосферой через капилляр. Когда открывается кран 1, начинается вытекание жидкости под действием гидростатического давления. Вытекание будет происходить до тех пор, пока суммарное давление газа и жидкости внутри сосуда на уровне отверстия не станет равным атмосферному, то есть:

$$P_1 + \rho_{жс} g h_1 = P_{атм} \quad (14)$$

где  $P_1$  - давление газа в сосуде;

$\rho_{жс}$  - плотность жидкости;

$h_1$  - высота столба жидкости в данный момент времени.

Момент выполнения равенства (14) устанавливается по характеру истечения жидкости из крана 1: если до этого жидкость вытекает струей, то при достижении равенства (14) истечение происходит отдельными каплями или сериями капель со значительными промежутками между ними.

Очевидно, при выполнении условия (14) разность давлений на концах капилляра, вызывающая протекание воздуха в сосуд через капилляр, будет равна:

$$\Delta P = P_{атм} - P_1 = \rho_{жс} g h_1 \quad (15)$$

Эта величина со временем будет меняться, поскольку уменьшается высота столбика жидкости. Так как объем жидкости в сосуде много больше, чем объем вытекающей жидкости  $V$ , то изменение  $\Delta P$  будет мало. Поэтому в формуле (8) в качестве  $\Delta P$  можно взять среднюю сумму давлений на концах капилляра в начале и в конце опыта, т.е.

$$\Delta P = \frac{h_1 + h_2}{2} \rho_{жс} g. \quad (16)$$

Объем протекающего через капилляр газа за время  $\tau$  равен объему жидкости, вытекающей через кран К в мензурку.

Полученные значения  $P$ ,  $V$  и  $\tau$  подставляют в формулу (8) и рассчитывают коэффициент внутреннего трения, затем по формулам (11) и (13) вычисляют длину свободного пробега и эффективный диаметр молекулы воздуха.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Наполните сосуд водой так, чтобы ее уровень не выходил за пределы шкалы 3 (объем воды  $V_0$ ).

2. Подставьте под кран 1 стеклянный стакан и откройте кран. Когда вода начнет вытекать сериями капель, замените стакан мензуркой, одновременно включив секундомер, и отметьте на шкале 3 высоту уровня воды.

3. Когда в мензурку наберется некоторый объем воды  $V$ , закройте кран и остановите секундомер, заметьте новый уровень воды.

4. Температуру и давление воздуха определите по приборам, находящимся в лаборатории.

5. Данные занесите в таблицу:

№	$h_1$	$h_2$	$\tau$	$V$	$\Delta P$	$T$	$\lambda$	$d$

$$\langle \lambda \rangle = \dots \quad \Delta \lambda = \dots, \quad \langle d \rangle = \dots \quad \Delta d = \dots$$

$$l = \dots \quad r = \dots$$

6. По измеренным значениям  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $T$ ,  $V$  и  $\tau$  и, зная длину  $l$  и радиус  $r$  капилляра, рассчитать по формулам (11) и (13) длину свободного пробега  $\langle \lambda \rangle$  и эффективный диаметр молекул воздуха  $\langle d \rangle$ .

7. Опыт повторить 5 раз и найти среднее значение  $\langle \lambda \rangle$  и  $\langle d \rangle$ .

8. Вычислить с помощью формулы (8) коэффициент внутреннего трения  $\eta$ .

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называют длиной свободного пробега, эффективным диаметром и эффективным сечением молекулы? Выведите формулы для  $\lambda$  и  $d$ .

2. В чем заключается природа вязкости газов? Получите формулу, определяющую коэффициент вязкости.

3. Каковы отличительные особенности ламинарного и турбулентного течений?

4. Выведите рабочие формулы (11) и (13).

### ЛИТЕРАТУРА

[1] §§ 86-89;

[2] § 36;

[5] 2.1-2.4;

[7] § 46;

[12] стр. 147-152.

**РАБОТА № 2-05*****ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ В  
ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР***

**ЦЕЛЬ.** Экспериментально определить коэффициент вязкости различных жидкостей; установить температурную зависимость вязкости; определить энергию активации молекул жидкости.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** 1. Пробирки с исследуемым веществом (вода, масло, глицерин), закрепленные в штативе шарики; микроскоп; секундомер; термopара с мультиметром; электроплита; 2 жестяные емкости; теплоизолирующий кожух.

***КРАТКАЯ ТЕОРИЯ***

Внутренним трением (вязкостью) называют явление, которое состоит в возникновении касательных сил, препятствующих перемещению частей одного и того же тела по отношению друг к другу. Оно наблюдается в газах, жидкостях и твердых телах и характеризует сопротивление их течению и деформации.

Для количественного определения вязкости рассмотрим течение между двумя плоскими параллельными очень длинными пластинами (рис. 1), одна из которых неподвижна, вторая - движется относительно первой со скоростью  $v$

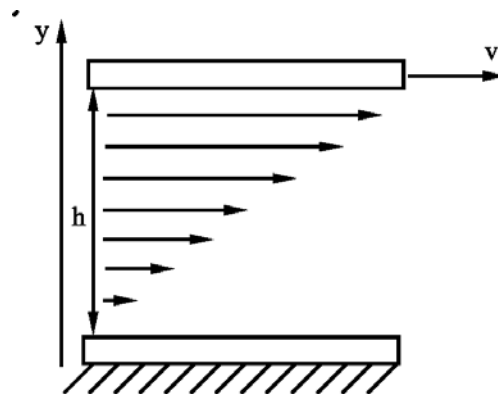


Рис.1.

Опыт показывает, что скорость слоев жидкости, находящихся в непосредственном контакте с пластинами, равна скорости пластин, а в пространстве между пластинами имеет место линейное распределение скоростей:

$$U(y) = \frac{y\nu}{h}, \quad (1)$$

где  $U$  - скорость потока в точках с координатой  $y$ ;

$y$  - расстояние от неподвижной пластины;

$h$  - расстояние между пластинами;

$\nu$  - скорость слоя жидкости, прилипшего к движущейся пластине.

Чтобы реализовать такое движение, к жидкости со стороны верхней пластины должна быть приложена касательная сила  $F$  в направлении движения, уравнивающая силы внутреннего трения жидкости. Экспериментально обнаружено, что касательная сила  $F$ , отнесенная к единице площади пластины  $S$  (т.е. касательное напряжение  $\tau = F/S$ ), пропорциональна градиенту скорости:

$$\tau = -\eta \frac{d\nu}{dy}, \quad (2)$$

Уравнение (2) отражает закон Ньютона для внутреннего трения. Величину  $\eta$  называют *коэффициентом внутреннего трения*, или *динамическим коэффициентом вязкости*. Он численно равен напряжению трения при единичном градиенте скорости, т.е. при  $d\nu / dy = 1$ , в системе СИ коэффициент внутреннего трения имеет размерность  $[\eta] = M / LT$ , в системе СИ измеряется в Па·с, в системе СГС -  $[\eta] = \text{г/см} \cdot \text{с} = \text{пуаз}$ .

В течениях, когда, наряду с силами вязкости действуют также силы инерции, важную роль играет *кинетическая вязкость*:

$$\nu = \eta / \rho \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность жидкости.

Ее размерность:  $[\nu] = L^2/T$ , в СИ - м<sup>2</sup>/с.

Рассмотрим механизм вязкости в газах и жидкостях. С точки зрения кинетической теории причиной внутреннего трения в газах является наложение упорядоченного движения слоев газа с различными скоростями  $\nu$  на хаотическое тепловое движение молекул, интенсивность которого зависит от температуры. Благодаря тепловому движению молекулы переходят из слоя В (рис.2), движущегося со скоростью  $\nu_2$ , в слой А, движущийся со скоростью  $\nu_1$ . При этом молекулы из слоя В переносят в слой А импульс  $m\nu^2$  своего упорядоченного движения. Если  $\nu_1 > \nu_2$ , то такие молекулы при столкновениях с частицами слоя А ускоряют свое упорядоченное движение, а молекулы слоя А - замедляют. Наоборот, при переходе молекул из более быстрого слоя А в

слой В они переносят большие  $mv_1$  и соударения между молекулами приводят к ускорению упорядоченного движения молекул слоя В.

Для газов коэффициент вязкости равен:

$$\eta = 1/3 nm_o \langle v_T \rangle \lambda,$$

где  $n$  - концентрация молекул массой  $m_o$ ,

$\langle v_T \rangle$  - средняя тепловая скорость молекул,

$\lambda$  - средняя длина свободного пробега.

Поскольку  $\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_o}}$  и  $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n \sigma}$ , где  $\sigma$  - эффективное сечение столкновений, коэффициент вязкости может быть представлен в виде:

$$\eta = \frac{m_o \langle v_T \rangle}{3\sqrt{2} \cdot \sigma} = \frac{2}{3\sigma} \sqrt{\frac{m_o kT}{\pi}}. \quad (5)$$

Выражение (5) позволяет сделать вывод, при что  $\eta \sim \sqrt{T}$ , т. е. вязкость разреженных газов увеличивается с ростом температуры.

В жидкости физический механизм вязкости существенно отличается от газов и обусловлен тем, что частицы связаны молекулярным взаимодействием. Чтобы обеспечить относительное движение слоев жидкости необходимо затратить энергию, связанную с преодолением сил притяжения.

В жидкости расстояния между молекулами значительно меньше, чем в газах, поэтому на движение молекул в жидкости в первую очередь влияет межмолекулярное взаимодействие, ограничивая их подвижность. Частицы беспорядочно перемещаются внутри жидкости, пребывая часть времени около определенных мест равновесия (потенциальная яма) образуя картину меняющейся со временем пространственной решетки.

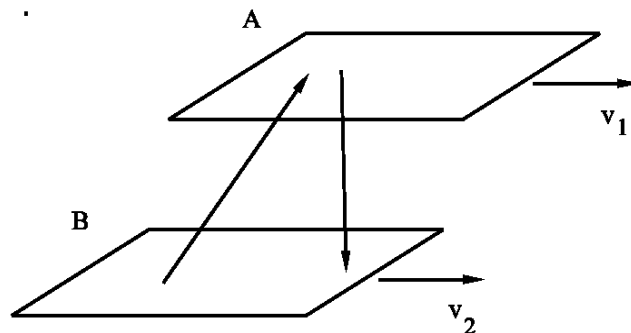


Рис. 2.

Жидкое агрегатное состояние реализуется в такой области температур, когда энергия теплового движения сравнима с потенциальной энергией частицы (Рис. 3), однако ее недостаточно для полного разрыва связей, удар

живающих молекулу в пределах конечного объема. Тепловое движение молекулы жидкости, как и в твердом теле, носит колебательный характер, однако, наличие потенциального "горба" делает эти колебания ангармоничными. Кроме того, в отличие от твердого тела, в этом движении принимают согласованное участие лишь ближайšie соседи, а не все молекулы жидкости (локально-коллективный характер теплового движения).

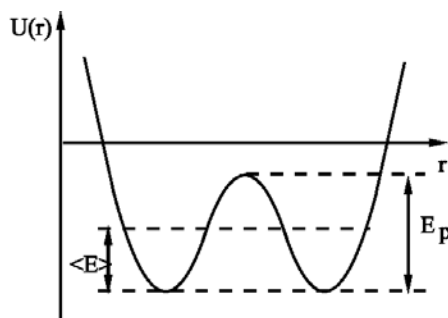


Рис. 3.

При смене местоположения (переходе в соседнюю потенциальную яму) молекула должна преодолеть участок с потенциальной энергией  $E_p$ , превышающей среднюю тепловую энергию  $\langle E \rangle$ .

Величина  $W = E_p - \langle E \rangle$  называется *энергией активации*. Для оценки энергии активации молекулы жидкости используем теоретическую модель, довольно хорошо качественно описывающую свойства вязкости.

Рассмотрим отдельную молекулу жидкости и будем считать, что она находится в силовом поле, созданном окружающими ее молекулами. Это поле представим как совокупность большого числа потенциальных "ямок"-минимумов потенциальной энергии, расположенных друг от друга на расстоянии того же порядка, что и размеры молекулы. Такой потенциальный рельеф, в котором движется молекула жидкости, в одномерном случае можно аппроксимировать зубчатой линией (рис. 4).

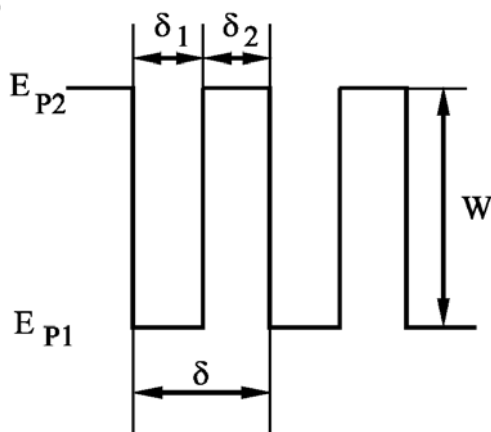


Рис. 4.

Высота зубцов рельефа определяет кинетическую энергию, которая требуется частице для "перескока" из своей потенциальной ямки в одну из соседних. Будем считать, что эту энергию она приобретает за весьма короткое время  $t_o$ , в течение которого частица перескакивает расстояние  $\delta_2$ , отделяющее соседние "ямки". После перескока частица отдает эту энергию и застревает в новой "ямке" в среднем на время  $t$ . Время  $t_o$  и  $t$  можно связать между собой. Время пребывания частицы в каком либо состоянии пропорционально вероятности этого состояния, определяемой значением потенциальной энергии  $E_p$  в соответствии с формулой Больцмана. Отсюда для отношения времен  $t$  и  $t_o$  имеем

$$\frac{t}{t_o} = \frac{\Delta V_1 \exp\left(-\frac{E_{p1}}{kT}\right)}{\Delta V_2 \exp\left(-\frac{E_{p2}}{kT}\right)} = \frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad (6)$$

где  $T$  - температура жидкости;

$k$  - постоянная Больцмана;

$W = E_{p2} - E_{p1}$  - энергия активации;

$\Delta V_1$  и  $\Delta V_2$  - элементы объема, соответствующие участкам  $\delta_1$  и  $\delta_2$  на рис. 4.

Если считать их равными, то

$$t = t_o \exp(W/kT) \quad (7)$$

Установить точное значение  $t_o$  оказывается невозможным. Приближенные оценки показывают, что время  $t_o$  имеет порядок  $10^{-13}$  с и приблизительно совпадает с периодом колебаний молекул жидкости в стационарном состоянии.

Обсудим в рамках рассматриваемой модели зависимость вязкости от температуры. Будем считать, что перескок частицы из одного состояния в другое совершается со средней тепловой скоростью частицы, определяемой соотношением

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m_o}}, \quad (8)$$

где  $m_o$  - масса частицы.

Тогда, по аналогии с газом, по (7) и (8) средняя "длина свободного пробега" молекул жидкости.

$$\lambda = \langle v \rangle \cdot t_o \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m_o}} \exp\left(\frac{W}{kT}\right). \quad (9)$$



Воспользуемся теперь рассуждениями, которые применяют при выводе выражения для динамической вязкости  $\eta$  газов, тогда

$$h = 1/3 n_o m_o \langle v \rangle \lambda, \quad (10)$$

где  $n_o$  - число молекул в единице объема.

Подстановка (9) в (10) приводит к следующему выражению для вязкости жидкости:

$$\eta = \frac{8t_o}{3\pi} n_o kT \exp \frac{W}{(kT)}. \quad (11)$$

Заменяя ввиду приближенности вывода множитель  $8/(3\pi)$  на единицу, получим окончательно

$$\eta = n_o t_o kT \exp \frac{W}{(kT)}. \quad (12)$$

Формула (12) находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. При  $kT < W$  из (12) следует, что вязкость жидкости уменьшается при повышении температуры (в противоположность газам). Однако при достаточно больших температурах, когда  $kT > W$  (при  $W = kT$  вязкость, как это видно из (12), имеет минимум), вязкость начинает возрастать с температурой, так как и в случае газов.

Формула (12) позволяет оценить величину энергии активации. Для этого измеряют коэффициенты вязкости  $\eta_1$  и  $\eta_2$  при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно. Подставив эти значения в (12) и найдя их отношение получают искомое выражение для энергии активации

$$W = k \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\eta_1 T_2}{\eta_2 T_1}, \quad (13)$$

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Д. Стокс показал, что сила сопротивления  $F$ , действующая на небольшой шар радиуса  $r$ , который равномерно движется в вязкой жидкости с малой скоростью  $v$ , численно равна:

$$F = 6 \pi \eta r v \quad (14)$$

где  $\eta$  - коэффициент внутреннего трения жидкости.

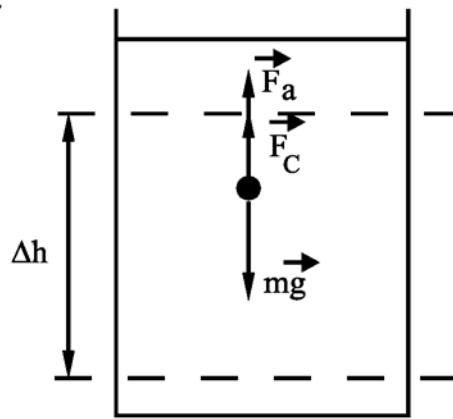


Рис. 5.

Рассмотрим свободное падение шарика в вязкой жидкости. На движущийся шарик действуют 3 силы:

1. Сила тяжести:  $mg = \rho_0 Vg$  ( $V$  - объем,  $\rho_0$  - плотность шарика).
2. Выталкивающая сила Архимеда:  $F_a = \rho Vg$  ( $\rho$  - плотность жидкости,  $V$  - объем шарика).
3. Сила сопротивления движению:  $F_c = 6\pi r\eta v$  ( $r$  - радиус шарика,  $v$  - его скорость).

На основании второго закона Ньютона:

$$mg - F_a - F_c = ma \quad (15)$$

или

$$\rho Vg - \rho_0 Vg - 6\pi r\eta v = m \cdot dv/dt \quad (16)$$

Вначале скорость движения шарика растет,  $dv/dt > 0$ , но по мере увеличения скорости сила сопротивления так же возрастает, наступает момент, когда сила тяжести уравновешивается суммой сил  $F_a$  и  $F_c$ . Равнодействующая всех сил становится равной нулю:

$$\rho_0 Vg - \rho Vg - 6\pi r\eta v = 0. \quad (17)$$

С этого момента движение шарика становится практически равномерным со скоростью  $v = v_0$ . Решая уравнение (17) относительно  $\eta$  с учетом  $V = 4/3\pi r^3$ , получим для коэффициента внутреннего трения выражение:

$$\eta = \frac{2r^2 g(\rho_0 - \rho)}{9v_0}. \quad (18)$$

Скорость  $v_0$  можно определить, зная расстояние  $h$  между метками на сосуде и время  $t$ , за которое шарик проходит это расстояние:

$$v_0 = h/t$$

Зная величины, находящиеся в правой части равенства (18), можно определить коэффициент внутреннего трения жидкости.

Практически невозможно осуществить падение шарика в безграничной среде, так как всегда жидкость находится в каком то сосуде, имеющем стенки. Если шарик падает вдоль оси цилиндрического сосуда радиусом  $R$ , то учет наличия стенок приводит к следующему выражению для коэффициента вязкости:

$$\eta = \frac{2}{9} gr^2 \frac{(\rho_o - \rho)}{v_o(1 + 2,4 \frac{r}{R})}. \quad (19)$$

Наличие таких границ жидкости, как дно сосуда и поверхность этой формулой не учитывается.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

**Задание I. Определение коэффициента вязкости  $\eta_o$  методом Стокса.**

1. Приготовьте пробирки с исследуемыми жидкостями.
2. Измерьте радиус  $R$  пробирки.
3. Просмотрите ряд шариков. Эти шарики имеют различную форму. Выберите из них такой шарик, который имеет сферическую форму. При помощи микроскопа или лупы с делениями измерьте диаметр выбранного шарика.
4. Опустите шарик в сосуд с исследуемой жидкостью. После установления равномерного движения определите время  $t$ , за которое шарик проходит в жидкости расстояние  $h$  между метками ( $h = 10$  см). Вычислите скорость движения шарика:  $v = h/t$ . Подставив это значение в формулу (19), найдите коэффициент вязкости  $\eta$ . Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

Таблица 1.

$\rho_{ш} = 2,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$		$\rho_{ж} = 1,24 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$			
№	$d_i$ , мм	$h$ , м	$t$ , с	$v$	$\eta_{oi}$ , Па·с

$$\langle \eta_o \rangle = \dots\dots\dots$$

**Задание II. Измерение коэффициента вязкости глицерина в диапазоне температур.**

1. Приготовьте водяную баню. Заполните жестяные емкости до метки горячей водой. Вставьте их одну в другую, положив на дно большой емкости керамическую прокладку. Поместите емкости с водой на электроплитку, включите ее в сеть (положение ручки режима нагрева "3").

2. В пробирку с глицерином опустите термометр; подключите термометр к мультиметру, зафиксируйте комнатную температуру.

3. Пробирку с глицерином поместите в водяную баню так, чтобы держатель пробирки опирался на внутреннюю емкость.

4. Следите за изменением температуры жидкости. Когда мультиметр зафиксирует  $t = 30^{\circ}\text{C}$ , выньте пробирку из воды и поместите ее в теплоизолирующий кожух. Произведите измерение коэффициента вязкости методом Стокса (3-5 измерений). Данные занесите в таблицу 2.

Таблица 2.

$T = \dots\dots\dots^{\circ}\text{C}$

№	$d_i$ , мм	$h_i$ , мм	$t$ , с	$\nu$	$\eta$ , Па·с

$\langle \eta \rangle = \dots\dots\dots$

5. Продолжите нагревание пробирки с глицерином. Через каждые  $10^{\circ}$  измеряйте  $\eta$ . Последнее измерение произведите при  $T = 90^{\circ}\text{C}$ .

6. Постройте график зависимости вязкости жидкости от температуры  $\eta = \eta(T)$ . Объясните ход полученной кривой. Сравните ее с зависимостью  $\eta = \eta(T)$  для газов.

7. Используя формулу (13), оцените энергию активации молекул жидкости.

Рассчитайте  $W$  для нескольких пар значений  $\eta_1$  и  $\eta_2$ , усредните результат.

6. По формулам (6) и (7) оцените порядок времени  $t$  и  $t_0$ .

**КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем состоит явление внутреннего трения (вязкости)?

2. Какая величина характеризует относительное скольжение слоев?

Дайте определение градиента скорости.

3. Изобразите тело, движущееся в жидкости. Покажите на чертеже, какие силы действуют на это тело. Какие из этих сил зависят только от свойств тела, от свойств жидкости? Какие силы зависят от скорости движения?

4. Запишите формулу силы трения между двумя слоями жидкости площадью  $S$ . Какой физический смысл имеет коэффициент вязкости жидкости? В каких единицах он измеряется?

5. Что называют энергией активации молекул жидкости?

6. Почему температурные зависимости вязкости жидкостей и газов имеют противоположный характер?

## ЛИТЕРАТУРА

[5] 15.1-15.2, 15.4;

[9] [10];

[11] стр. 226-230;

[12] стр. 140-147.

## РАБОТА № 2-06

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ТЕПЛОТЫ ПАРООБРАЗОВАНИЯ ВОДЫ**

**ЦЕЛЬ.** Определить удельную теплоемкость воды; определить удельную теплоту парообразования, коэффициент объемного расширения воды; определить КПД нагревателя чайника.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Электрочайник; два мерных стакана объемом  $V_0 = 1$  л; жидкостный термометр (до  $100^\circ\text{C}$ ); линейка; тестер; секундомер.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ.*

1. **ТЕПЛОТОЙ** называется такая форма передачи энергии, при которой осуществляется непосредственный обмен энергией между хаотически движущимися частицами взаимодействующих тел. При этом за счет переданной телу энергии усиливается неупорядоченное движение его частиц, т.е. увеличивается внутренняя энергия тела. Процесс передачи внутренней энергии без совершения работы называется *теплообменом*.

Мерой энергии, переданной в форме теплоты в процессе теплообмена, служит величина, называемая *количеством теплоты*.

*Удельной теплоемкостью* вещества называется количество теплоты, которое нужно сообщить единице массы данного вещества, чтобы нагреть его на  $\Delta T = 1$  К:

$$c = \frac{dQ}{m dT} \quad (1)$$

*Теплоемкость тела* зависит от его массы, химического состава, термодинамического состояния тела и вида того процесса, в котором телу передается энергия в форме теплоты.

Таким образом, количество теплоты, получаемое телом в процессе теплопередачи можно выразить:

$$Q = c m \Delta T \quad (2)$$

где  $c$  - удельная теплоемкость тела,

$m$  - масса тела,

$\Delta T$  - изменение его температуры.

2. Интервал жидкого состояния воды составляет 100 К (от 0 до 100°C). При температуре 100°C она переходит в другое агрегатное состояние (пар). Этот фазовый переход сопровождается поглощением энергии, необходимой для разрыва связей между молекулами жидкости. Он протекает при постоянной температуре (для воды - 100°C).

Количество теплоты, которое необходимо передать единице массы жидкости, чтобы при температуре кипения перевести ее в газообразное состояние, называется *удельной теплотой парообразования*:

$$\lambda = Q / m \quad (3)$$

3. В процессе теплообмена (без совершения работы) более нагретое тело передает определенное количество теплоты  $Q_1$  менее нагретому, находящемуся с ним в тепловом контакте. При этом менее нагретое тело получает количество теплоты  $Q_2$ , причем:

$$Q_1 = Q_2 \quad (4)$$

Уравнение (4) носит название *уравнения теплового баланса*. Из (4) следует, что:

$$c_1 m_1 \Delta T_1 = c_2 m_2 \Delta T_2, \quad (5)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  - удельные теплоемкости контактирующих тел,

$m_1$  и  $m_2$  - их массы,

$\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  - изменение температуры тел в процессе теплообмена.

Когда система достигает *теплового равновесия*, температура во всех частях системы становится одинаковой.

4. Работа любого нагревателя сопровождается потерями энергии вследствие теплообмена с окружающей средой.

Поэтому не вся выделяемая теплота идет на нагревание рабочего тела. Нагревательные приборы характеризуются *коэффициентом полезного действия (КПД)*.

КПД нагревателя:

$$\eta = Q_{\text{пол}} / Q_{\text{затр}} \quad (6)$$

Здесь  $Q_{\text{пол}}$  - полезная теплота, передающаяся нагреваемому телу;

$Q_{\text{затр}}$  - количество теплоты, выделяемое нагревательным элементом.

Равенство (6) можно выразить через мощность:

$$\eta = \frac{W_{\text{пол}}}{W_{\text{затр}}} = \frac{W_o - W'}{W_o} = 1 - \frac{W'}{W_o}, \quad (7)$$

где  $W_o$  - мощность нагревателя,

$W'$  - мощность потерь.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

В данной работе определяется теплоемкость 1 л воды, удельная теплота парообразования, коэффициент теплового расширения воды. Определяя мощность потерь (методом охлаждения), вычисляют КПД нагревателя.

**Замечание:** Перед выполнением работы внимательно прочитайте настоящую инструкцию, т.к. предложенная методика требует предельной собранности и аккуратности экспериментатора. Будьте осторожны при работе с термометром. Во избежание растрескивания термометра и мерных стаканов, не допускайте резкого перепада температур: прежде чем в холодный стакан налить кипящую воду, слегка прогрейте его до комнатной температуры.

1. Определите мощность  $W_o = U^2/R$  нагревателя чайника, для этого измерьте сопротивление  $R$  нагревателя (тестером), а также напряжение  $U$  в сети **при включенном** нагревателе чайника. Если напряжение измеряет ИСТ-1 (режим "СЕТЬ"), то все ее потребители электропитания должны быть отключены.

Подготовьте два стакана (мензурки) и залейте в каждый по  $V_o = 1$  л холодной воды.

2. Залейте в чайник  $V_o = 1$  л воды. Через 1-2 мин. измерьте температуру залитой воды  $T_1$ . Включите чайник и за время  $t_1$  доведите воду до кипения при температуре  $T_2$ . Для определения мощности потерь  $W'$  выключите нагре

ватель и в течение  $t_2 = 3$  минут проследите за остыванием воды до температуры  $T_3$ .

3. Вылейте из чайника в мерный стакан горячую воду с температурой  $T_4$  и быстро залейте из второго стакана  $V_0 = 1$  л холодной воды при температуре  $T_5$ . После заливки вода через 1-2 минуты прогреется до температуры  $T_6$ .

4. Измерьте температуру  $T_7$  и уровень горячей воды в мерном стакане и определите ее объем  $V_2$ . Для определения долей деления мерного стакана используйте миллиметровую линейку.

5. Доведите воду в чайнике до кипения и кипятите ее в течение  $t_3 = 4$  минут. Вылейте воду в мерный стакан. Дайте воде остыть до температуры  $T_7$  и измерьте ее объем  $V_3$ .

6. Данные измерений занесите в таблицу:

Таблица 1.

$T_1$	$t_1$	$T_2$	$t_2$	$T_3$	$T_4$	$T_5$	$T_6$	$T_7$	$V_2$	$t_3$	$V_3$

$$U = \dots \quad R = \dots \quad W_0 = \dots$$

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 1. Определение мощности потерь $W'$ и КПД нагревателя.

При включенном нагревателе:

$$(W_0 - \langle W' \rangle) t_1 = (C + C_q)(T_2 - T_1), \quad (8)$$

где  $C$  - теплоемкость 1 л. воды.

$C_q$  - теплоемкость чайника.

При остывании:

$$W' t_2 = (C + C_q) (T_2 - T_3). \quad (9)$$

При этом можно принять, что средняя мощность потерь  $\langle W' \rangle$  равна половине мощности потерь  $W'$ , наблюдаемой при остывании чайника, нагретого до максимальной температуры:

$$\langle W' \rangle = W' / 2.$$

Тогда из (8) и (9) найдем:



$$W' = \frac{W_o}{0.5 + t_2(T_2 - T_1) / [t_1(T_2 - T_3)]}. \quad (10)$$

Вычисляем КПД по формуле (7).

## 2. Определение теплоемкости воды.

При заливании в горячий чайник холодной воды согласно уравнению теплового баланса:

$$C(T_6 - T_5) = C_u(T_4 - T_6). \quad (11)$$

Решая совместно (9) и (11) получаем выражение для расчета теплоемкости воды.

$$C = \frac{W't_2}{\left(1 + \frac{T_6 - T_5}{T_4 - T_6}\right)(T_2 - T_3)}. \quad (12)$$

Удельная теплоемкость есть отношение:

$$c = C / m.$$

Однако взятый для опыта 1 л воды имеет массу  $m = 1$  кг, поэтому найденная в (12) величина есть удельная теплоемкость воды.

## 3. Определение коэффициента объемного расширения воды.

При кипении часть жидкости испаряется. Долю испарившейся жидкости легко найти вычитанием объема оставшейся жидкости  $V_1$  из исходного объема  $V_o$ :

$$M = \rho (V_o - V_1), \quad (13)$$

где  $\rho = 1$  кг/л - плотность воды при комнатной температуре.

$M$  - масса испарившейся воды.

Однако в процессе нагревания происходит тепловое расширение жидкости, характеризующееся коэффициентом объемного расширения  $\beta$ . Его можно вычислить, используя данные п.4 (см. "Выполнение работы"):

$$\beta = \frac{V_2 - V_o}{V_o(T_7 - T_1)}. \quad (14)$$

Вследствие расширения фактически измеряемый объем  $V_3$  несколько больше  $V_1$ . Используя  $\beta$  найдем приведенный к температуре  $T_1$  объем  $V_1$  воды, оставшейся в чайнике после выкипания:

$$V_1 = \frac{V_3}{1 + \beta \cdot (T_7 - T_5)}. \quad (15)$$

#### 4. Определение удельной теплоты парообразования.

Для определения  $\lambda$  применяем формулу (3), учитывая, что количество теплоты, идущее на парообразование равно

$$Q = (W_o - \langle W' \rangle) t_3,$$

$$\lambda = \frac{(W_o - W') \cdot t_3}{M}, \quad (16)$$

где  $M$  - масса испарившейся воды, согласно (13) и (15) она равна:

$$M = \rho \cdot \left( V_0 - \frac{V_3}{1 + \beta(T_7 - T_5)} \right).$$

Результаты вычислений занесите в таблицу 2.

Таблица 2.

$W_o$	$W$	$\eta$	$C$	$\beta$	$V_1$	$M$	$\lambda$

Сравните  $C$  и  $\lambda$  со справочными данными. Опыт получится несколько громоздким, многоступенчатым, однако здесь мы имеем важный пример *многофакторного* эксперимента, в котором для определения требуемой величины приходится устранить ряд помех и учесть побочные явления, как это и бывает в реальной жизни.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните механизм теплообмена с точки зрения молекулярно-кинетической теории.

2. Дайте определение удельной теплоемкости, удельной теплоты парообразования; объясните, от чего зависят эти величины.

3. Объясните механизм теплового расширения, выведите соотношение для коэффициента объемного теплового расширения  $\beta$ .

4. Дайте определение КПД нагревателя. Как в данной работе определяется мощность потерь?

5. Выведите рабочие формулы (12) и (15).

## ЛИТЕРАТУРА

[1] §§ 18, 111- 113, 117;

[3] стр. 229-230;

[6] §§ 121-126;

[11] стр. 266-269.

## РАБОТА № № 2-07

### ***ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ КАПИЛЛЯРНЫМ МЕТОДОМ***

**ЦЕЛЬ.** Определить коэффициент поверхностного натяжения воды; построить зависимость коэффициента поверхностного натяжения от концентрации поверхностно-активных веществ.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Кюветы с набором капиллярных трубок, подставка для крышки, микроскоп МИР-3, измерительная линейка, дистиллированная вода.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

#### **1. Поверхностное натяжение.**

Наличие у тел свободной поверхности приводит к существованию особого класса явлений, называемых поверхностными. Они обусловлены специфическими свойствами поверхностных атомарных (молекулярных) слоев. Рассмотрим их на примере поверхности жидкости.

Молекулы жидкости располагаются так близко друг к другу, что силы притяжения между ними имеют ощутимую величину. Заметное воздействие

их друг на друга наблюдаются в пределах радиуса сферы молекулярного действия (обозначим его  $r$ ).

Молекулы, расположенные на разных расстояниях от поверхности жидкости, находятся в неодинаковых условиях. Так, если молекула расположена на расстоянии  $h$  от поверхности жидкости и  $h > r$ , то результирующая сила взаимодействия этой молекулы с окружающими ее молекулами равна нулю.

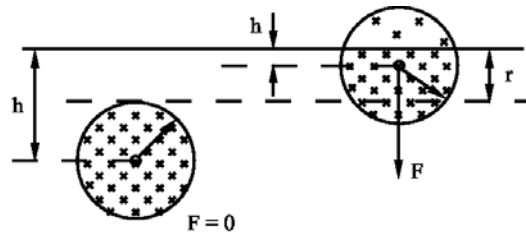


Рис. 1

Если же  $h < r$ , то сфера молекулярного действия выходит за пределы жидкости, попадая в область пара, расположенного над жидкостью. А так как плотность пара много меньше плотности жидкости, то сила взаимодействия молекул поверхностного слоя с молекулами пара отлична от силы взаимодействия их с соседними молекулами жидкости, поэтому равнодействующая  $F$  в данном случае отлична от нуля и направлена всегда внутрь жидкости (см. рис. 1)

Таким образом, на каждую молекулу, находящуюся в поверхностном слое толщиной  $h = r$ , действует сила, направленная внутрь жидкости. Для перемещения молекулы из глубины жидкости в поверхностный слой необходимо совершить работу против этой силы, вследствие чего потенциальная энергия молекулы жидкости на поверхности будет больше, чем молекулы, находящейся внутри жидкости. Другими словами, молекулы в поверхностном слое обладают *дополнительной потенциальной энергией*.

Как известно, положению устойчивого равновесия соответствует минимум потенциальной энергии системы, поэтому жидкость, предоставленная самой себе, будет стремиться сократить свою поверхность, т.е. принять форму с минимальной поверхностью. При этом поверхность жидкости ведет себя как упругая пленка.

Представим себе участок поверхности жидкости, ограниченной контуром  $L$  (рис.2). Стремление этого участка к сокращению приводит к тому, что он действует на граничащие с ним участки поверхности с силами, распределенными по всему контуру. Эти силы называются *силами поверхностного натяжения*. Они направлены по касательной к поверхности жидкости, перпендикулярно к участку контура, на который они действуют.



Рис. 2

Величину силы поверхностного натяжения, приходящуюся на единицу длины контура, называют *коэффициентом поверхностного натяжения* и обозначают  $\alpha$ .

Таким образом:

$$\alpha = \frac{F}{L}, \quad (1)$$

где  $F$  - сила поверхностного натяжения;

$L$  - длина контура, следовательно, размерность  $\alpha$ :

в системе СГС  $[\alpha] = [\text{дин/см}]$

в системе СИ  $[\alpha] = [\text{Н/м}]$

Коэффициент  $\alpha$  зависит от рода жидкости, от наличия в ней примесей. Кроме того, он является функцией температуры: с повышением  $t^\circ$  коэффициент поверхностного натяжения уменьшится, что связано, видимо, с уменьшением радиуса сферы молекулярного взаимодействия.

Для описания энергетического состояния поверхности жидкости рассмотрим изотермическое изменение площади поверхности на величину  $\Delta\sigma$ . Разность между энергиями всех молекул вблизи поверхности раздела и той энергией, которую эти молекулы имели бы, если бы они находились внутри жидкости, называется *поверхностной энергией*.

Очевидно, что при увеличении площади поверхности жидкости на величину  $\Delta\sigma$ , пропорционально возрастет и поверхностная энергия, причем:

$$\Delta\Psi_{нов} = \alpha \Delta\sigma, \quad (2)$$

где  $\Delta\Psi_{нов}$  - свободная энергия поверхностного слоя жидкости;

$\Delta\sigma$  - изменение площади поверхности;

$\alpha$  - коэффициент поверхностного натяжения.

Формула (2) позволяет дать еще одно определение коэффициента поверхностного натяжения:

$$\alpha = \frac{\Delta\Psi_{пог}}{\Delta\sigma}, \quad (3)$$

то есть, коэффициент поверхностного натяжения численно равен поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади поверхности жидкости, и может измеряться

в СИ: [Дж/м<sup>2</sup>],  
в СГС: [эрг/см<sup>2</sup>].

## 2. Уравнение Лапласа

При контакте с твердым телом свободная поверхность жидкости искривляется (из-за разницы в силах взаимодействия между молекулами в системах "жидкость-жидкость" и "жидкость-твердое тело"). Силы поверхностного натяжения дают при выпуклых (не смачивание) и вогнутых (смачивание) поверхностях составляющую, направленную в сторону вогнутой поверхности. и таким образом, создают под всякой искривленной поверхностью добавочное, вызванное именно ее кривизной, давление  $\Delta P$ . Из рис. 2 видно, что равнодействующая всех сил поверхностного натяжения направлена к центру сферы.

В общем случае для поверхности любой формы давление  $\Delta P$ , обусловленное кривизной поверхности, выражается уравнением Лапласа:

$$\Delta P = \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (4)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  - главные радиусы кривизны для данного элемента поверхности.

Если поверхность сферическая, то  $R_1 = R_2 = R$  и

$$\Delta P = \frac{2\alpha}{R}. \quad (5)$$

## 3. Капиллярные явления.

Искривление поверхности жидкости, находящейся в сосуде, хорошо наблюдается вблизи стенок сосуда, которое обусловлено взаимодействием между молекулами жидкости и материалом стенок. Особенно заметен этот эффект в трубках малого сечения - капиллярах. Если жидкость смачивает стенку капилляра - мениск имеет вогнутую форму, если не смачивает - выпуклую. Как сказано в предыдущем параграфе, лапласовское давление  $\Delta P$  направлено к центру кривизны поверхности. Поэтому в случае выпуклой поверхности оно направлено внутрь жидкости и добавляется к нормальному давлению жидкости.

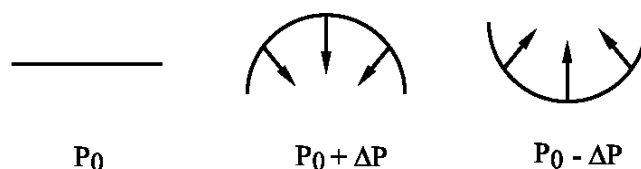


Рис. 3

В случае вогнутой поверхности жидкость находится под давлением меньшим, чем та же жидкость под плоской поверхностью (рис.3). Этим добавочным давлением объясняются явления поднятия и опускания жидкости в капиллярных трубках

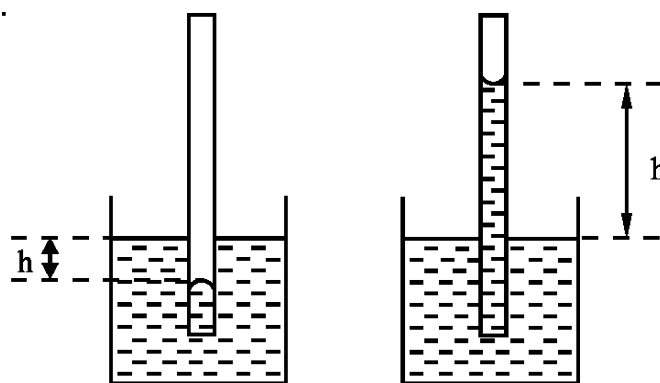


Рис. 4

Известно, что в жидкости, находящейся в равновесии (в гравитационном поле), давление в любой точке на одном уровне одинаково. Чтобы это условие оказалось выполненным, жидкость поднимается (при смачивании) в капилляре на такую высоту  $h$ , при которой гидростатическое давление образовавшегося столбика жидкости скомпенсирует уменьшение давления, вызванное искривлением поверхности (см. рис. 4). Если жидкость не смачивает стенки сосуда, то столбик жидкости опустится на величину  $h$  относительно уровня жидкости в сосуде.

Найдем выражение для высоты поднятия жидкости в капилляре. Будем считать поверхность жидкости в капиллярной трубке сферической, с радиусом  $R$ . Как показано выше, для сферической поверхности формула Лапласа имеет вид (5). На основании условия равновесия жидкости можно записать:

$$\rho gh = 2\alpha / R \quad (6)$$

где  $\rho$  - плотность жидкости, следовательно, выражение  $\rho gh$  есть гидростатическое давление, оказываемое столбиком жидкости высотой  $h$ .

Выразим радиус мениска  $R$  через краевой угол  $\theta$  и радиус капилляра  $r$ :

$$R = \frac{r}{\cos\theta} \quad (7)$$

Получим для высоты поднятия жидкости в капилляре выражение:

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho g r} \quad (8)$$

Выражение (8) используется в данной работе для определения коэффициента поверхностного натяжения жидкости.

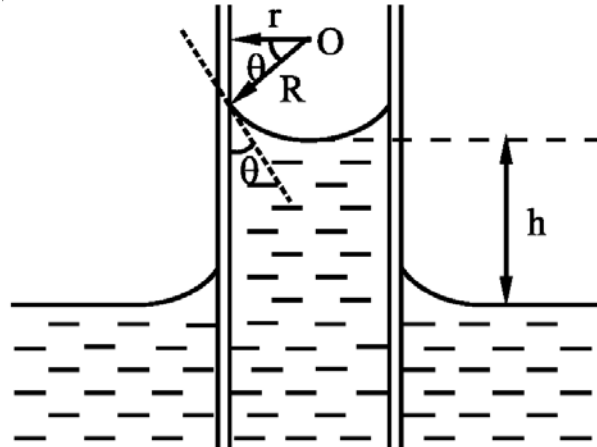


Рис.5

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При радиусе канала капилляра порядка  $0,1 \div 1$  мм. поверхность жидкости в нем можно считать сферической, радиус которой равен радиусу капилляра (это соответствует условию полного смачивания, когда краевой угол  $\theta = 0$ ). Учитывая это, формулу (8) можно переписать, выразив  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{1}{2} \rho g r h \quad (9)$$

где  $\rho$  - плотность жидкости;

$r$  - радиус капилляра;

$h$  - высота поднятия жидкости.

Так как на практике вместо радиуса удобнее измерять диаметры каналов капиллярных трубок, формулу (9) удобнее использовать в виде:

$$\alpha = \frac{1}{4} \rho g d h \quad (10)$$



где  $d$  - диаметр капилляра.

В данной работе высота поднятия жидкости в капиллярных трубках определяется при помощи зрительной трубы или измерительной линейки. Для измерения диаметра канала капилляров используем микроскоп МИР-3.

### ЗАДАНИЕ № 1.

#### *ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ВОДЫ КАПИЛЛЯРНЫМ МЕТОДОМ*

1. Крышку с капиллярами поместить в специальную подставку, расположив капилляры горизонтально.

2. При помощи микроскопа определить диаметры каналов капиллярных трубок. Данные занести в таблицу 1.

3. Налить в кювету № 1 дистиллированную воду. Поместить в неё вертикально капиллярные трубки так, чтобы концы были погружены в жидкость.

4. Изменить высоту поднятия уровня жидкости  $h$  в каждой капиллярной трубке. Данные занести в таблицу.

5. Вынуть крышку с капиллярами, просушить их, повторить опыт 3 раза.

6. Найти среднее значение  $\langle h \rangle_i$  для каждой трубки.

7. Подставив значения  $\langle h \rangle_i$  и  $d_i$  в формулу (10), рассчитать коэффициент поверхностного натяжения  $\alpha_i$ . Вычислить среднее значение  $\langle \alpha \rangle$ , и погрешность  $\Delta\alpha$ , результат представить в виде:

$$\alpha = \langle \alpha \rangle \pm \Delta\alpha$$

Таблица 1

$d_i \setminus h_i$	$h'$	$h''$	$h'''$	$\langle h \rangle_i$	$\alpha_i$	$\langle \alpha \rangle$	$\Delta\alpha$
$d_1$							
$d_2$							
.							
$d_5$							

### ЗАДАНИЕ № 2.

#### *ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ВОДНОГО РАСТВОРА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА*

1. Приготовьте водные растворы поверхностно-активного вещества с концентрацией  $C=1\%$ ,  $5\%$ ,  $10\%$ ,  $15\%$ .

2. Поочередно наливайте каждый раствор в кювету № 2, и, опустив в нее крышку с капиллярами, последовательно определяйте уровень поднятия жидкости во всех трубках. Для каждого раствора производим однократные измерения. Данные заносим в таблицу 2.

3. Вычислите коэффициент поверхностного натяжения  $\alpha$  по формуле (10), учитывая, что при небольших концентрациях поверхностно-активного вещества плотность раствора практически равна плотности растворителя (воды).

4 Постройте график зависимости.

$$\alpha = f(C).$$

Объясните полученную зависимость.

**ВНИМАНИЕ!** После каждого опыта необходимо тщательно промыть проточной водой и просушить кювету с капиллярными трубками, только после этого можно исследовать другой раствор.

Таблица 2

$C_k = \dots\dots\dots$

$d_i$	$h_i$	$\alpha_k$	$\langle \alpha \rangle_k$

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Каковы причины возникновения сил поверхностного натяжения?
2. Как направлены эти силы? Коэффициент поверхностного натяжения, его определение и физический смысл.
3. Явления на границе жидкости и твердого тела. Сформулируйте условия смачивания и не смачивания жидкостью твердых тел. Что называют краевым углом?
4. Как изменяется давление под изогнутой поверхностью жидкости? Выведите формулу Лапласа.
5. Капиллярные явления. Объясните механизм поднятия жидкости в капиллярной трубке. Выведите формулы для высоты поднятия жидкости в капилляре.

6. Как и почему зависит коэффициент поверхностного натяжения жидкостей от концентрации растворенных в ней веществ?

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] §§ 106 - 109;  
[3] §§ 94-95;  
[6] §§ 115-119;  
[10]; [11] стр. 240-245.

## РАБОТА № 2-08

### ***ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР МЕТОДОМ РЕБИНДЕРА***

**ЦЕЛЬ** Определить коэффициент поверхностного натяжения воды; установить температурную зависимость коэффициента поверхностного натяжения  $\alpha = f(T)$ .

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Лабораторный комплекс ЛКТ-1 (модуль 01, узел 3 "Капилляры"); резиновая трубка со шлангом; набор силиконовых шлангов для подключения газогенератора; соединительные провода; измерительная система ИСТ-1 (модуль 05).

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

#### **1. Поверхностное натяжение.**

На каждую молекулу, находящуюся в поверхностном слое толщиной  $r$ , действует сила, направленная внутрь жидкости и приводящая к дополни

тельному сжатию поверхностного слоя (см. описание лабораторной работы № Ф-02-07).

Для перемещения молекулы из глубины жидкости в поверхностный слой необходимо совершить работу против этой силы, вследствие чего потенциальная энергия молекулы на поверхности жидкости будет больше, чем молекулы, находящейся внутри жидкости. Иными словами, молекулы в поверхностном слое жидкости обладают дополнительной потенциальной энергией.

Как известно из механики, положению устойчивого равновесия соответствует минимум потенциальной энергии системы, поэтому жидкость, предоставленная самой себе, будет стремиться сократить свою поверхность, т.е. принять форму с минимальной площадью поверхности. Жидкость в этом случае ведет себя так, как если бы она была заключена в упругую оболочку, стремящуюся сжаться.

С энергетической точки зрения изотермическое увеличение площади поверхности жидкости на величину  $\Delta\sigma$  приводит к пропорциональному увеличению поверхностной энергии.

$$\Delta\psi_{нов} = \alpha\Delta\sigma \quad (1)$$

где  $\Delta\psi_{нов}$  - свободная энергия поверхностного слоя жидкости площадью  $\Delta\sigma$ .

Напомним, что свободной энергией в термодинамике называется функция состояния вида

$$\psi = U - TS, \quad (2)$$

где  $U$  - внутренняя энергия системы;

$T$  - абсолютная температура;

$S$  - энтропия системы.

Величина  $\alpha$  в формуле (1) называется коэффициентом поверхностного натяжения:

$$\alpha = \frac{\Delta\psi_{нов}}{\Delta\sigma}, \quad (3)$$

т.е. коэффициент поверхностного натяжения численно равен свободной энергии, приходящейся на единицу поверхности жидкости и может измеряться в единицах:

$$[\alpha] = [\text{Дж}/\text{м}^2].$$

## 2. Термодинамика поверхностного слоя.

Как уже было сказано, для увеличения площади поверхности пленки (или поверхностного слоя жидкости) на  $d\sigma$  над ней надо произвести работу

$\alpha d\sigma$ . Сама пленка при этом совершает работу:  $dA = -\alpha d\sigma$ . Подставив ее в I начало термодинамики, получаем:

$$\delta Q = dU - \alpha d\sigma. \quad (4)$$

Введя энтропию  $S$ , преобразуем равенство (4) к виду:

$$dU = T dS + \alpha d\sigma, \quad (5)$$

где  $T$  - термодинамическая температура,

$dS$  - изменение энтропии,

$\alpha$  - коэффициент поверхностного натяжения жидкости,

$dU$  - изменение внутренней энергии.

Свободная энергия:  $\psi = U - T S$ .

Дифференцируя это равенство и учитывая (5), находим:

$$d\psi = -SdT + \alpha d\sigma. \quad (6)$$

Отсюда  $S = -\left(\frac{\partial\psi}{\partial T}\right)_\sigma$  и, следовательно,

$$\psi = U + T\left(\frac{\partial\psi}{\partial T}\right)_\sigma, \quad (7)$$

Подставим сюда  $\psi = \alpha\sigma$

Т.к. поверхностное натяжение  $\alpha$  зависит от температуры жидкости, но не зависит от ее площади, то после подстановки получаем для  $U$ :

$$U = \left(\alpha - T \frac{d\alpha}{dT}\right)_\sigma. \quad (8)$$

Если пленка расширяется изотермически, то для увеличения площади поверхности на  $d\sigma$  ей надо сообщить теплоту:

$$\delta Q = dU - \alpha d\sigma. \quad (9)$$

Продифференцируем (8) и подставим результат в (9)

$$\delta Q = -T \frac{d\alpha}{dT} d\sigma. \quad (10)$$

Теплота, сообщенная единице площади поверхности пленки при изотермическом расширении  $q = \frac{\delta Q}{d\sigma}$ :

$$q = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (11)$$

Анализ формулы (11) показывает, что если  $d\alpha/dT < 0$ , то изотермические растяжение пленки (увеличение площади поверхностного слоя жидкости) происходит с поглощением тепла ( $q > 0$ ). Если же  $d\alpha/dT > 0$ , то растягиваясь, пленка будет выделять тепло ( $q < 0$ ). Однако, опыт показывает, что коэффициент поверхностного натяжения для большинства известных жидкостей с ростом температуры уменьшается, следовательно, в природе реализуется случай  $q > 0$ . Объяснение этому можно найти лишь в рамках молекулярно-кинетической теории.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поверхностное натяжение обуславливает возникновения дополнительного давления  $\Delta P$  под поверхностью жидкости при ее искривлении. Вследствие этого под выпуклой поверхностью оно больше ( $\Delta P > 0$ ), под вогнутой - меньше ( $\Delta P < 0$ ).

Лаплас показал, что величина дополнительного давления зависит от  $\alpha$  и кривизны поверхности жидкости:

$$\Delta P = \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (12)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  - радиус кривизны главных сечений участка поверхности.

Для сферической поверхности  $R_1 = R_2 = R$  и формула (12) преобразуется к виду:

$$\Delta P = 2\alpha / R. \quad (13)$$

Измеряя лапласовское давление  $\Delta P$ , можно определить коэффициент  $\alpha$ .

Искривление поверхности жидкости, находящейся в сосуде, легко наблюдать вблизи стенок сосуда. Оно обусловлено взаимодействием между молекулами жидкости и материалом стенок сосуда и определяется условиями смачивания или несмачивания жидкостью стенок сосуда.

Особенно эффективно искривление поверхности происходит в трубках малого диаметра, называемых капиллярами.

При опускании капилляра в сосуд с жидкостью ее поверхность в том месте, где оказался капилляр, искривляется. В случае смачивания она становится вогнутой, давление под ней уменьшается. Поэтому жидкость в капилляре поднимается на такую высоту  $h$ , при которой давление образовавшегося столбика жидкости скомпенсирует лапласовское давление.

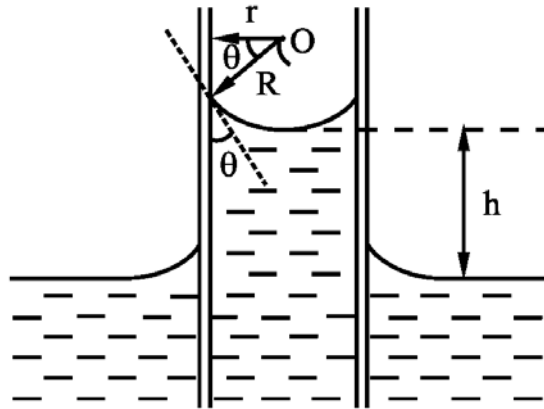


Рис. 1.

Выразим радиус кривизны мениска  $R$  через радиус капиллярной трубки  $r$  и краевой угол  $\theta$  (см. рисунок 1)

$$R = r / \cos \theta. \quad (14)$$

Подставив его в формулу (6), находим дополнительное давление:

$$\Delta P = \frac{2\alpha \cos \theta}{r}. \quad (15)$$

Выражение (8) можно использовать для определения коэффициента поверхностного натяжения:

$$\alpha = \frac{\Delta P r}{2 \cos \theta}. \quad (26)$$

Однако с повышением температуры  $T$  изменяется не только  $\alpha$ , но и краевой угол  $\theta$ , измерить который довольно затруднительно.

Поэтому для экспериментального определения  $\alpha$  целесообразно использовать метод Ребиндера. Он состоит в следующем. С помощью компрессора в капилляр нагнетается воздух. Одновременно измеряется давление воздушного потока. Уровень жидкости в капиллярной трубке начинает уменьшаться. Медленно поднимая избыточное давление, определяют его значение  $\Delta P$ , при котором из капилляра начинают выдуваться пузырьки воздуха. Из рис. 2 видно, что радиус пузырька не может быть меньше радиуса канала капиллярной трубки. Следовательно, давление, которое компенсируется поверхностным натяжением, не превосходит

$$\Delta P_{max} = 2\alpha / r. \quad (17)$$

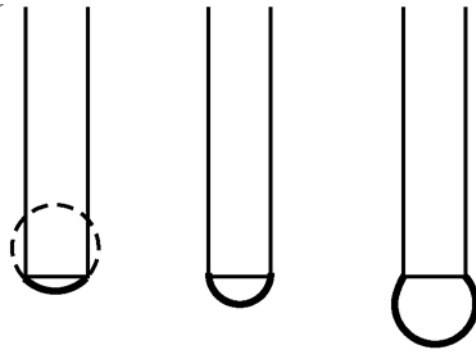


Рис. 2.

Из формулы (9) находим коэффициент поверхностного натяжения:

$$\alpha = \Delta P r / 2 \quad (18)$$

Т.к. на практике обычно измеряют не радиус капилляра, а его диаметр, то формулу (10) можно записать в виде:

$$\alpha = \Delta P D / 4. \quad (19)$$

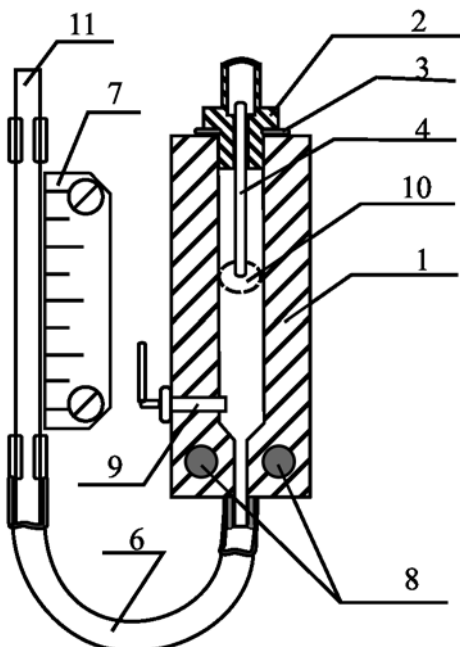
В нашей работе  $D = 0,5$  мм.

Метод Ребиндера хорош тем, что позволяет достаточно точно измерять лапласовское давление  $\Delta P$ , при этом отпадает необходимость измерять краевой угол  $\theta$ , сложным образом зависящий от температуры жидкости.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Измерение  $\alpha$  в диапазоне температур (от  $20^\circ$  до  $90^\circ\text{C}$ ) производится на модуле 01 Лабораторного комплекса ЛКТ-1 (см. рис.3, узел 3 "Капилляр").

В металлическом корпусе 1 имеется вертикальный канал. Сверху в канал вставляется (ввертывается) штуцер 2 с резиновым уплотняющим кольцом 3 и капилляром 4. Нижняя часть канала через шланг 6 соединена с мерной трубкой 11, размещенной рядом со шкалой 7. Трубка закреплена в пружинах и легко перемещается или снимается. В корпус вклеен нагреватель из двух ТВЭЛ 8 (резисторы  $R_1$  и  $R_2$ ) и ввернут датчик температуры 9. Под окном 10 корпуса находится лампа подсветки Л1.





Нагреватель и лампа подключаются к гнездам "НЗ", датчик - к гнездам "ДЗ".

Рис. 3.

Для измерения коэффициента поверхностного натяжения в канал, с помощью резиновой груши наливают жидкость до уровня чуть выше середины окна. Ввертывают штуцер с капилляром: сначала до упора, а затем отворачивают на один оборот. При этом воздух может выходить из канала через щель между каналом и штуцером. Нижний конец капилляра должен быть погружен в жидкость. На штуцер надевают шланг, подающий воздух от газогенератора. Соединения в газогенераторе: с прямого выхода компрессора на баллон, с баллона на манометр низкого давления, с манометра на функциональный узел. Баллон нужен для сглаживания пульсаций давления, создаваемых компрессором. Второй выход компрессора (через кран) открыт в атмосферу и "сравливает" воздух. С помощью крана и регулятора напряжения можно плавно регулировать давление в широких пределах. Для подсветки манометра нужно включить блок питания "ИП" газогенератора.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Проверьте работоспособность манометра (на 2 кПа). При необходимости дозаправьте его водой (см. инструкцию по работе на ЛКТ-1). Включите подсветку трубки манометра (тумблер "Вкл." источника питания газогенератора).

2. Произведите соединения в газогенераторе согласно схеме:

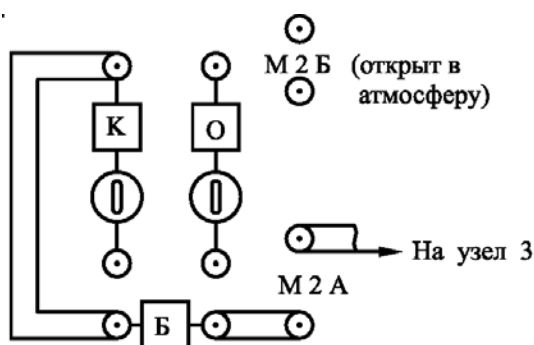


Рис. 4

3. Отвернув штуцер с капилляром, заполните канал водой чуть выше середины окна. Затем вверните штуцер так, как указано в описании установки.

4. С помощью соединительных проводов подсоедините источник питания (ИСТ-1, блок "ПИТАНИЕ", клеммы "НАГР." и "ОБЩ.") к гнездам "НЗ" и мультиметр (режим измерений " $t^{\circ}\text{C}$ ") к гнездам "ДЗ" (датчик температуры).

При этом в блоке "управление" ручки "ТЕМП." и "НАГРЕВ" должны быть выведены в **крайнее левое положение**.

5. Ручкой "нагрев" подайте на нагреватель напряжение 3-4 вольта. При этом нагрев корпуса несущественен, а лампочка подсветки уже заметно светится. Проверьте, чтобы капилляр был опущен в воду. При необходимости дозаправьте канал.

6. Включите компрессор при минимальном выходном давлении. Приоткройте кран компрессора для частичного "стравливания" воздуха в атмосферу. Плавно повышая избыточное давление, определяем по манометру его значение  $\Delta P$ , при котором из капилляра начинают выдуваться пузырьки воздуха. Коэффициент поверхностного натяжения рассчитывают по формуле (19).

Данные измерений и вычислений заносят в таблицу:

$$t = \dots\dots\dots \text{ }^\circ\text{C}$$

№ опыта	$\Delta h$ , мм	$\Delta P$ , Па	$d$	$\alpha_i$	$\Delta\alpha_i$
1					
2			0,5 мм		
3					

$$\langle \alpha \rangle = \dots\dots, \quad \Delta\alpha = \dots\dots\dots$$

Уменьшите давление воздуха до минимума. Вновь увеличивая его, произведите еще одно измерение  $\Delta P$  при комнатной температуре. Повторите опыт (3-5 раз). Определите  $\langle \alpha \rangle$ .

7. Увеличив напряжение на нагревателе до 9-10 В нагревают корпус до  $40^\circ$ , затем снижают напряжение до 6-8 В и выдерживают 1 минуту для выравнивания температуры (режим термостатирования). Снова измеряют коэффициент поверхностного натяжения (3-5 раз) и переходят к следующей ступени нагрева. Измерения производят с интервалом в  $10^\circ\text{C}$ . Максимальная температура для воды -  $95^\circ\text{C}$ .

8. По данным результатов измерений постройте график зависимости:

$$\langle \alpha \rangle = f(t^\circ).$$

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каковы причины возникновения сил поверхностного натяжения? Как направлены эти силы? Объясните физический смысл коэффициента поверхностного натяжения.

2. Объясните явления на границе жидкости и твердого тела. Условия смачивания и не смачивания жидкостью твердых тел. Краевой угол.

3. Чем обусловлено давление под изогнутой поверхностью жидкости? Выведите формулу Лапласа.

4. Капиллярные явления. Объясните механизм поднятия жидкости в капиллярной трубке.

5. Объясните зависимость коэффициента поверхностного натяжения  $\alpha$  от температуры с точки зрения молекулярно-кинетической теории.

6. В чем заключается метод Ребиндера по определению коэффициента поверхностного натяжения? Проанализируйте его преимущества и недостатки.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] §§ 106 - 109;
- [3] §§ 96-101;
- [11] стр. 246-249, 255-261;
- [12] стр. 196-201;
- [13] стр. 135-140.

## РАБОТА № 2-09

### ***ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ ДЛЯ ВОЗДУХА МЕТОДОМ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ***

**ЦЕЛЬ.** Определить показатель адиабаты для воздуха.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Баллон, ручной насос, манометр.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

#### **1. Теоретические основы I начала термодинамики.**

Первое начало термодинамики выражает принцип сохранения энергии для тех макроскопических явлений, в которых одним из существенных параметров, определяющих состояние тел, является температура.

В теоретических методах термодинамики широко используются так называемые квазистатические или квазиравновесные процессы, т.е. идеализированные процессы, состоящие из непрерывно следующих друг за другом состояний равновесия.

В термодинамике равновесные состояния макроскопических систем описываются с помощью небольшого числа различных *макроскопических параметров*. Термодинамически равновесное состояние газа, например, в отсутствие внешних полей полностью определяется его массой, химической природой, давлением и температурой. Объем  $V$ , в котором заключен газ, не является независимым параметром, и может быть вычислен из уравнения со

стояния. Для идеального газа, в котором взаимодействием молекул между собой можно пренебречь, состояние описывается уравнением Менделеева-Клапейрона:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT. \quad (1)$$

где  $P, V, m$  - основные термодинамические параметры газа;  $R$  - универсальная газовая постоянная.

*Внутренней энергией* какого-либо тела называется энергия этого тела за вычетом кинетической энергии тела как целого и потенциальной энергии тела во внешнем поле. В понятие внутренней энергии газа включаются кинетическая энергия хаотического движения молекул, потенциальная энергия взаимодействия между молекулами и внутримолекулярная энергия (двумя последними энергиями для идеального газа можно пренебречь). Изменение внутренней энергии при переходе системы из одного состояния в другое будет всегда равно разности значений внутренней энергии в этих состояниях, независимо от пути или процесса (совокупности процессов), приведших к переходу системы из одного состояния в другое. Внутренняя энергия произвольной массы  $m$  идеального газа будет равна:

$$U = \frac{i}{2} \cdot \frac{m}{\mu} RT. \quad (2)$$

где  $i$  - число степеней свободы молекул газа.

Для одноатомного газа  $i = 3$ , что отражает возможность поступательно перемещаться вдоль пространственных координатных осей  $x, y, z$ .

Для двухатомного газа  $i = 5$ , к трем поступательным степеням свободы добавляются две вращательные. Для трехатомных и многоатомных молекул газа  $i = 6$ . Здесь добавляются три вращательные степени свободы. Если атомы в молекуле связаны не жестко, то возможны колебания вдоль связей, что дополнительно увеличивает число степеней свободы молекулы. Число колебательных степеней свободы определяется числом атомов в молекуле и ее структурой.

*Макроскопическая работа*, совершаемая газом при подводе тепла к системе, определяется выражением:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P \cdot dV. \quad (3)$$

Работа определяется заданием начального и конечного состояний системы. Ее величина зависит также от способа или "пути" перехода системы из начального состояния в конечное. Как следует из (3), работа газа равна

площади фигуры, ограниченной графиком  $P = f(V)$ , изохорами  $V = V_1$ ,  $V = V_2$ , а также осью абсцисс.

*Количество тепла*, сообщенное системе, идет на приращение внутренней энергии системы и на совершение системой работы над внешними телами.

$$Q = \Delta U + A. \quad (4)$$

Равенство (4) выражает закон сохранения энергии и представляет собой содержание *первого начала термодинамики*. Если  $Q > 0$ , то к системе подводится тепло, если  $Q < 0$  - отводится.

## 2. Основные термодинамические процессы.

Состояние термодинамической системы называется равновесным, если параметры  $P$ ,  $V$ ,  $T$ , а также число частиц  $N$  в системе с течением времени не меняются.

Всякое изменение термодинамических параметров системы называется *термодинамическим процессом*. Простейшие процессы (изотермический, изобарный, изохорный) протекают при постоянстве одного из термодинамических параметров.

*Изохорный процесс*, протекающий при постоянном объеме, для идеального газа описывается уравнением:

$$P/T = const. \quad (5)$$

Это равенство справедливо для любых точек, лежащих на одной изохоре. Величина константы определяется количеством вещества и объемом газа. Как следует из уравнения состояния,

$$\frac{P}{T} = \frac{\nu R}{V} = const. \quad (6)$$

В данном процессе  $\Delta V = 0$  и работа не совершается, следовательно, I начало термодинамики для него может быть записано:

$$Q = \Delta U, \quad (7)$$

т.е. все сообщенное газу тепло идет на увеличение его внутренней энергии.

*Изобарный процесс* ( $P = const$ ) для идеального газа описывается уравнением:

$$V/T = const, \quad (8)$$

что справедливо для любых состояний газа при неизменном давлении  $P$  и постоянной массе. Величину константы найдем аналогично формуле (6):

$$\frac{V}{T} = \frac{\nu R}{P} = \text{const.} \quad (9)$$

Первое начало термодинамики для данного процесса выглядит следующим образом:

$$Q = \Delta U + A, \quad (10)$$

где 
$$\Delta U = \frac{i}{2} \cdot \frac{m}{\mu} R \Delta T, \quad (11)$$

$$A = P \Delta V. \quad (12)$$

*Изотермический процесс* для идеального газа описывается уравнением:

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

Этот процесс протекает при  $T = \text{const.}$  Если масса системы остается неизменной, то для двух состояний можно записать:

$$P_1 V_1 = P_2 V_2. \quad (14)$$

Первое начало термодинамики для данного процесса имеет вид:

$$Q = A, \quad (15)$$

так как  $\Delta U = 0$ . Следовательно, все сообщенное газу тепло превращается в работу.

Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется *адиабатическим*. При адиабатном процессе параметры газа изменяются таким образом, что

$$PV^\gamma = \text{const.} \quad (16)$$

Это уравнение называется уравнением Пуассона. Величина  $\gamma$  называется адиабатической постоянной, или показателем адиабаты.

Поскольку  $PV = RT$  для одного моля газа, уравнение адиабаты можно записать еще в двух видах:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (17)$$

$$\frac{P^{\gamma-1}}{T^\gamma} = \text{const.} \quad (18)$$

Так как  $\gamma > 1$ , то из (17, 18) следует, что при адиабатическом сжатии газ нагревается, а при адиабатическом расширении - охлаждается.

Показатель адиабаты  $\gamma$  равен отношению теплоемкостей при постоянном объеме  $C_V$  и постоянном давлении  $C_P$  :

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}. \quad (19)$$

Для идеального газа, молекула которого имеет  $i$  степеней свободы, молярная теплоемкость  $C_V$  при постоянном объеме определяется выражением:

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad (20)$$

а молярная изобарная теплоемкость  $C_P$  выражением:

$$C_P = \frac{i+2}{2} R. \quad (21)$$

Из равенств (20) и (21) выразим  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{i+2}{i}. \quad (22)$$

Полагая в уравнении (4)  $Q = 0$ , первое начало термодинамики для данного процесса будет выглядеть следующим образом:

$$A = - \Delta U. \quad (23)$$

Из этого выражения следует, что при положительной работе газа (расширение) температура системы будет уменьшаться, т.к.  $A = C_V (T_1 - T_2)$ . При совершении работы  $A'$  над газом (сжатие) температура системы увеличится, потому что  $A' = - A = C_V (T_2 - T_1)$ .

### *МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА*

В работе используется метод Клемана – Дезорма. Установка состоит из стеклянного сосуда 1, соединенного с водяным манометром 2 и насосом 3. Баллон закрыт пробкой 4, зажим на трубке 5 отсекает баллон от насоса.

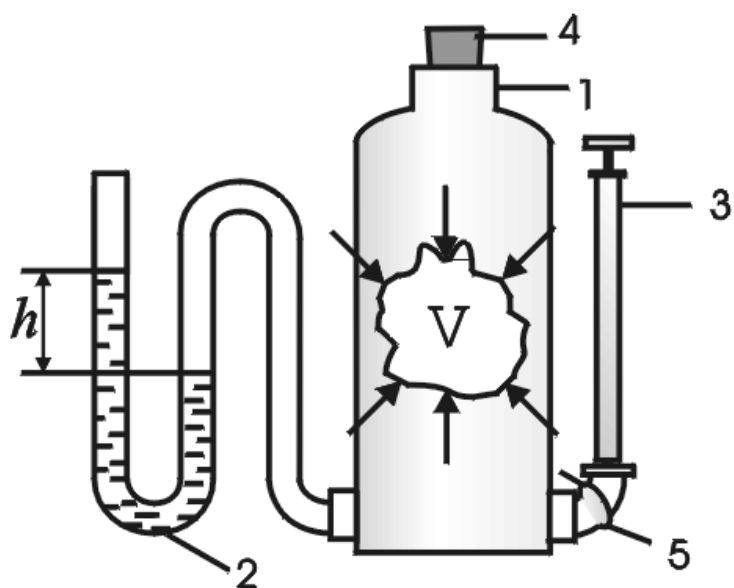


Рис. 1. Схема установки.

Выделим в баллоне некоторую постоянную массу газа. В начальном состоянии газ находится при атмосферном давлении  $p_0$ , имеет температуру окружающей среды  $T_0$  и занимает объем  $V_0$  (состояние «А» - рис.2).

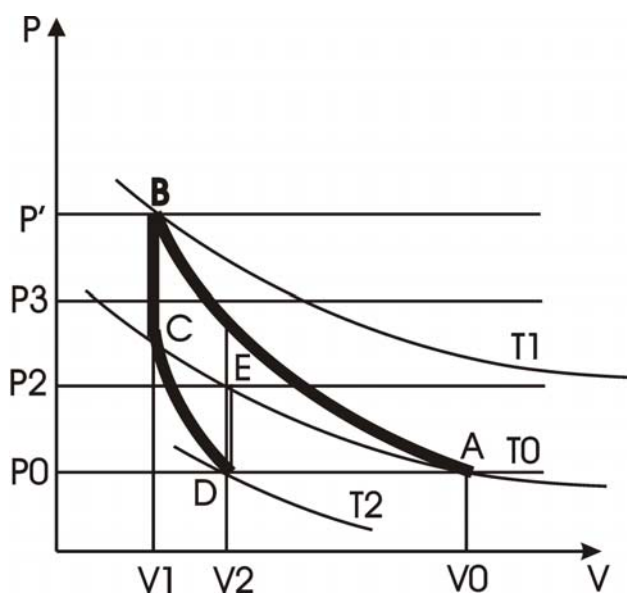


Рис.2. Диаграмма рабочего цикла.



1. Быстро накачайте воздух в баллон. Теплообменом через стенки сосуда с окружающей средой можно пренебречь, поэтому процесс А-В можно считать адиабатическим. В конце процесса параметры газа будут  $p'$ ,  $V_1$  и  $T_1$ . Давление газа будет выше атмосферного, а температура - выше комнатной.

2. Если прекратить накачивать воздух и перекрыть трубку 5, то вследствие теплообмена через стенки сосуда будет происходить изохорное охлаждение газа В-С. Процесс закончится, когда температура газа сравняется с температурой окружающей среды.

Процессы А-В и В-С являются подготовительными. Их цель – создать состояние газа с комнатной температурой  $T_0$  и повышенным давлением  $p_3$ .

3. Вынув пробку 4, быстро выпустите воздух из баллона. Так как процесс протекает быстро, теплообмен с окружающей средой будет мал. Поэтому процесс С-Д можно считать адиабатическим. Давление упадет до атмосферного  $p_0$ , температура понизится до  $T_2$ . Процесс описывается уравнением Пуассона.

4. Сразу после окончания расширения газа сосуд следует закрыть пробкой. После этого за счет теплообмена будет происходить изохорное нагревание газа Д-Е до комнатной температуры  $T_0$ . Давление газа повысится до значения  $p_2$ .

Идея метода основана на том, что снижение температуры газа при адиабатическом расширении С-Д и последующее повышение давления Д-Е определяются значением показателя адиабаты.

Манометр 2 измеряет разность давлений

$$\Delta p = p - p_0 = h,$$

где  $h$  - разность уровней жидкости в манометре (давление в см. вод. ст.)

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Процесс адиабатного расширения  $C \rightarrow D$  запишем, используя (18), в виде:

$$\left(\frac{P_3}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{P_0 + h_1}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0}{T_2}\right)^{\gamma}.$$

Приведем это уравнение к виду:

$$\left(1 + \frac{h_1}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0 - T_2}{T_2} + 1\right)^{\gamma}.$$

Поскольку  $\frac{h_1}{P_0}$  и  $\frac{T_0 - T_2}{T_2}$  малые величины по сравнению с единицей, разложим обе скобки выражения в ряд, ограничившись слагаемыми первого порядка малости ( $(1 + x)^n = 1 + nx$ ):

$$1 + (\gamma - 1) \frac{h_1}{P_0} = 1 + \gamma \frac{T_0 - T_2}{T_2}$$

или 
$$P_0 \frac{T_0 - T_2}{T_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} h_1. \quad (24)$$

Процесс D  $\rightarrow$  E осуществлялся при постоянном объеме (изохорный процесс). Поэтому:

$$\frac{P_0}{P_2} = \frac{T_2}{T_0}.$$

Т.к.  $P_2 = P_0 + h_2$ , запишем:

$$\frac{P_0 + h_2}{P_0} = \frac{T_0}{T_2},$$

откуда следует, что

$$h_2 = P_0 \frac{T_0 - T_2}{T_2}. \quad (25)$$

В итоге, используя (24), получим:

$$h_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} h_1,$$

откуда

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (26)$$

### ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ

1. Закрыть баллон пробкой и накачать баллон так, чтобы разность уровней жидкости в манометре составляла не менее 25 см.

2. Пережать трубку 5 и выждать 1-2 мин, пока газ в баллоне не примет температуру окружающей среды. При этом уровень жидкости в манометре перестанет изменяться. Произвести отсчет давления в баллоне  $h_1$ .

3. Вынув пробку, быстро выпустить воздух из баллона. Как только воздух перестанет выходить, тотчас закрыть пробку. От четкости этой операции зависит качество опыта.

4. Выдержать 1-2 мин, пока газ в баллоне не примет температуру окружающей среды. Произвести отсчет показания манометра  $h_2$ .

5. Занести результаты в таблицу. Опыт повторить 10 раз.

Таблица

№ п/п	$h_1$ , см	$h_2$ , см	$\gamma$
1.			
2.			
...			

6. Вычислить значения  $\gamma$  по формуле (26). По статистическим формулам найти среднее значение  $\langle \gamma \rangle$ , доверительную  $\Delta\gamma$  и относительную  $\varepsilon$  погрешности. Результат записать в стандартном виде.

7. Сделайте вывод. Какому числу степеней свободы соответствует полученный результат (см. формулу (22))?

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Дайте определение основным термодинамическим процессам: изотермическому, изобарическому, изохорическому, адиабатическому. Напишите уравнения этих процессов.
2. Нарисуйте диаграммы основных процессов в  $PV$ -координатах для различных температур газа.
3. Определите понятие внутренней энергии, работы, теплоты. Сформулируйте первое начало термодинамики.
4. Сформулируйте первое начало термодинамики для различных процессов. Выведите формулы вычисления работы, совершаемой газом в данных процессах.
5. Определите основные особенности адиабатического процесса. Объясните изменение температуры при адиабатическом процессе с позиции первого начала термодинамики.
6. От чего зависит показатель адиабаты? Вычислить теоретическое значение  $\gamma$  для одно-, двух-, и трехатомного газа.
7. Объясните методику эксперимента. Выведите рабочую формулу. Как изменился бы ход опыта при изменении значения  $\gamma$ ?

### **ЛИТЕРАТУРА**

- [1] §§ 11-15, 22;  
[5] 4.1-4.10;  
[6] § 104;  
[8] стр. 512;  
[12] стр. 162-166.

## РАБОТА № 2- 10

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА I РОДА И ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ НА ПРИМЕРЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ГИПОСУЛЬФИТА**

**ЦЕЛЬ.** Ознакомиться с теорией фазовых переходов. Исследовать фазовый переход I рода на примере кристаллизации гипосульфита: снять кривую кристаллизации  $T=f(t)$ , определить удельную теплоту плавления (кристаллизации), вычислить изменение энтропии в процессе кристаллизации и последующего остывания.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Штатив, пробирка с исследуемым веществом, термомпара в комплекте с мультиметром, стакан из термостойкого стекла с водой, кипятильник, секундомер.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

#### **1. Фазы вещества. Фазовые переходы.**

Фазой называется термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества. Примером двухфазной системы может служить вода и водяной пар над ее поверхностью в закрытом сосуде. Если в воду поместить кусочки льда, то система станет трехфазной, в которой лед представляет собой твердую (кристаллическую) фазу. Однако необходимо помнить, что понятие "фаза" имеет более широкий смысл, чем просто "агрегатное состояние" вещества; в пределах одного агрегатного состояния вещество может находиться в различных фазах, отличающихся по своим свойствам, составу и строению (например, лед встречается в природе в различных модификациях;  $\alpha$ -железо и  $\gamma$ -железо, графит и алмаз отличаются структурой кристаллической решетки, что приводит к существенным различиям их макроскопических свойств). Переход вещества из одной фазы в другую называется *фазовым переходом*, он всегда связан с качественными изменениями свойств вещества. Примером фазового перехода могут служить как изменения агрегатного состояния вещества, так и переходы, связанные с изменени

ем в структуре и свойствах вещества (например, переход кристаллического вещества из одной модификации в другую: графит-алмаз).

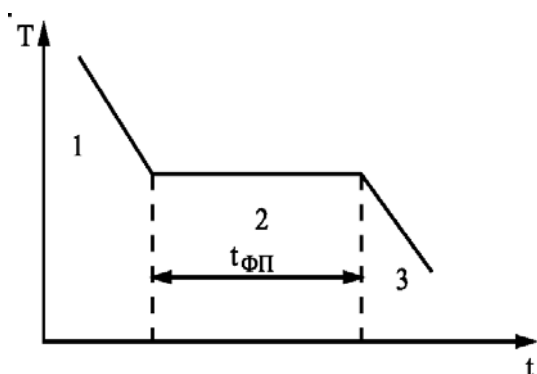
Различают фазовые переходы I и II рода. Фазовый переход I рода (например, плавление, кристаллизация, испарение и т.п.) сопровождается поглощением или выделением теплоты, называемой *теплотой фазового перехода*. Фазовые переходы I рода характеризуются постоянством температуры и скачкообразным изменением внутренней энергии, энтропии, плотности и т.д. Фазовые переходы II рода связаны со скачкообразным изменением производных этих величин (примером может служить переход железа в ферромагнитное состояние при температуре Кюри и т.п.)

Рассмотрим фазовый переход I рода на примере кристаллизации органического вещества - гипосульфита.

Процесс образования твердого тела при охлаждении жидкости называется *кристаллизацией*. Следует помнить, что в физике под твердым телом понимают именно кристаллическое тело; не все тела, имеющие постоянный объем и форму, являются, строго говоря, кристаллическими.

Установлению идеального порядка в расположении атомов, т.е. образованию твердого тела, препятствует тепловое движение, главной особенностью которого является хаотичность. Поэтому, для того, чтобы вещество могло находиться в твердом состоянии, его температура должна быть достаточно низкой, чтобы энергия теплового движения была меньше, чем потенциальная энергия взаимодействия атомов (молекул). Постоянство температуры в процессе кристаллизации объясняется выделением энергии, компенсирующей отвод тепла от вещества. На молекулярном уровне этот процесс можно описать следующим образом. При плавлении кристаллического вещества теплота, поступающая от нагревателя, идет не на увеличение кинетической энергии молекул (а следовательно, и температуры вещества), а на разрыв межатомных связей. В обратном переходе (при остывании жидкости) образование кристаллической решетки сопровождается выделением этой энергии, называемой *скрытой теплотой фазового перехода*, что и обуславливает постоянство температуры в этом процессе.

На рис.1 приведен график зависимости температуры охлаждающейся жидкости от времени.



Участок 1 дает ход монотонного понижения температуры жидкости. Горизонтальный участок 2 соответствует процессу кристаллизации. После окончания кристаллизации температура, теперь уже твердого тела, начинает понижаться (участок 3).

При охлаждении аморфных тел скрытая теплота не выделяется, и график

охлаждения представляет собой Рис. 1 кривую.

монотонную

Для начала кристаллизации необходимо присутствие центра или центров кристаллизации. Такими центрами могли бы служить случайные скопления частиц жидкости, твердые частицы в виде пылинок. Образование центров кристаллизации в самой жидкости облегчается понижением температуры. Поэтому кристаллизация чистой жидкости, лишенной посторонних примесей, начинается обычно при температуре более низкой, чем истинная температура кристаллизации. Иначе говоря, жидкость может существовать в переохлажденном состоянии. Это состояние неустойчиво, т.к. случайное возникновение центров кристаллизации приведет к быстрой кристаллизации всей жидкости. Кристаллизацию переохлажденной жидкости можно вызвать, бросив в нее кристаллик того же вещества, иногда достаточно просто встряхнуть жидкость. Чем сложнее молекула вещества, тем меньше вероятность случайного центра кристаллизации. Поэтому органические жидкости сравнительно легко переохлаждаются, тогда как переохлаждение одноатомных металлических жидкостей, наблюдается очень редко.

Температура кристаллизации (и равная ей температура плавления) зависит от внешнего давления, обычно растет с ростом давления, за исключением тех немногих веществ (лед, германий, сурьма, висмут), у которых наблюдается аномальная зависимость  $T_{кр}$  от давления: с повышением давления  $T_{кр}$  понижается, а объем при отвердевании не уменьшается, а увеличивается.

## **2. Энтропия термодинамической системы. Изменение энтропии в фазовых переходах.**

Согласно I началу термодинамики количество тепла  $\delta Q$ , сообщенное системе, идет на приращение внутренней энергии  $dU$  и на совершение работы  $\delta A$  над внешними телами:

$$\delta Q = dU + \delta A$$

Первое начало термодинамики определяет энергетический баланс при всяком превращении энергии (механической, электрической и т.п.) в тепловую и обратно. Однако этот закон не отвечает на вопрос: в каком направлении должны протекать процессы? Поэтому необходимо найти критерий направленности.

Как известно, состояние термодинамической системы может быть задано макропараметрами (P, V, T) - это макросостояние.

Каждое макросостояние системы может быть реализовано целой совокупностью микросостояний (когда задаются координаты и скорости всех частиц, составляющих систему).

Количественной характеристикой теплового состояния системы, описывающей стремление переходить в другие состояния, является *число* микро

скопических состояний, которым это макросостояние может быть осуществлено. Это число называют *статистическим весом*, или *термодинамической вероятностью*  $W$ .

Вероятность того или иного макросостояния пропорциональна его статистическому весу. Равновесным является такое макросостояние системы, которое не имеет тенденции к изменению с течением времени. Поэтому равновесное состояние можно определить как состояние с максимальным статистическим весом. Замкнутая система стремится перейти в состояние с большим статистическим весом. Если она состоит из нескольких частей, ее статистический вес:

$$W = \prod_{i=1}^n W_i, \quad (1)$$

где  $W_i$  - статистический вес  $i$ -й части; знак  $\prod_{i=1}^n$  означает произведение  $n$  сомножителей.

Статистический вес трудно рассчитать даже для такой термодинамической системы как идеальный газ, поэтому используют функцию состояния, называемую *энтропией*  $S$ . Согласно формуле, предложенной Больцманом

$$S = k \ln W, \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана.

Энтропия, как и статистический вес  $W$ , является функцией состояния системы, но в отличие от последнего она обладает свойством аддитивности. В самом деле, из (1) и (2) следует:

$$S = k \ln W = S_1 + S_2 + \dots + S_n. \quad (3)$$

То есть, энтропия сложной системы равна сумме энтропий отдельных ее частей. Если состояние системы упорядоченно, то оно осуществляется единственным способом и его термодинамическая вероятность  $W_{yn} = 1$ , энтропия  $S_{yn} = 0$ . Любое другое состояние является беспорядочным, или случайным. Чем больше степень беспорядка, тем больше энтропия. Таким образом, энтропия является количественной мерой степени молекулярного беспорядка в системе.

Энтропия изолированной системы постоянна, если в системе протекают только обратимые процессы (т.к.  $W = const$ ). В реальной изолированной системе процессы необратимы и энтропия возрастает. Поэтому для изолированной системы справедливо неравенство:

$$\Delta S \geq 0. \quad (4)$$

Знак равенства соответствует обратимым процессам, знак неравенства - необратимым.

Это утверждение является более точной количественной формулировкой II начала термодинамики: энтропия изолированной системы *не убывает*.

Реальные процессы, таким образом, протекают в определенном направлении. Более глубокий теоретический анализ позволяет установить соотношение, которое связывает изменение  $dS$  энтропии тела при бесконечно малом обратимом изменении его состояния с количеством получаемой им в этом процессе теплоты  $\delta Q$ :

$$dS = \delta Q/T \quad (5)$$

где  $T$  - температура тела.

Изменение энтропии системы при обратимом конечном переходе из состояния 1 в состояние 2 может быть вычислено:

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T}. \quad (6)$$

**Изменение энтропии в процессе кристаллизации.** В процессе кристаллизации теплота отводится от тела ( $\delta Q < 0$ ), поэтому изменение энтропии отрицательно ( $\Delta S < 0$ ). Следовательно, энтропия жидкости больше, чем твердого тела. Это объясняется тем, что система переходит из состояния с большим числом степеней свободы в состояние с меньшим их числом (система в этом случае не теплоизолирована). В кристаллической решетке ионы могут совершать только колебательное движение, другими словами, имеют лишь колебательные степени свободы, тогда как частицы жидкости приобретают возможность двигаться поступательно, что и соответствует увеличению степеней свободы. Очевидно, что процесс плавления будет происходить аналогично, но  $\delta Q > 0$ , и следовательно, энтропия будет возрастать ( $\delta S > 0$ ), т.к. фазовый переход происходит изотермически при  $T_{пл} = T_{кр}$ , то

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_{кр}} \int dQ. \quad (7)$$

Причем количество поглощенной (отведенной) теплоты во всем процессе может быть выражено через удельную теплоту плавления (кристаллизации)  $\lambda$ :

$$Q = \int dQ = \lambda m,$$

изменение энтропии

$$\Delta S = \frac{\lambda m}{T_{кр}}. \quad (8)$$



Изменение энтропии при остывании твердого тела:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{cm dT}{T} = cm \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (9)$$

где  $T_1, T_2$  - температура начального и конечного состояния,  
 $c$  - удельная теплоемкость твердого тела,  
 $m$  - масса вещества.

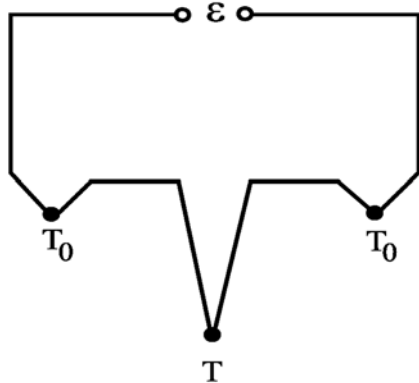
В настоящей работе необходимо, используя формулы (8), (9), вычислить изменение энтропии в процессе кристаллизации и остывании твердого тела.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 1. Снятие кривой охлаждения гипосульфита.

Одним из возможных способов исследования фазовых превращений является построение диаграммы плавления-кристаллизации, которая представляет собой зависимость температуры вещества от времени  $T=f(t)$  (см. рис 1). Для ее получения сосуд с исследуемым веществом помещают в печь (для легкоплавких веществ можно использовать горячую воду) и, нагревая его, измеряют через определенные промежутки времени (или непрерывно с помощью самописца) температуру вещества в сосуде.

В качестве термометра, находящегося в непосредственном контакте с исследуемым веществом, используют термопару. Действие термопары основано на том, что в спае двух разнородных проводников возникает контактная термоэлектродвижущая сила (ТЭДС), примерно пропорциональная температуре спае. Чаще всего приходится использовать не менее трех материалов: два - для электродов термопары и один - для обмотки измерительного прибора, что дает несколько спаев. Обычно используют схему, показанную на рис.2.



Так называемый "горячий" спай  $T$  приводят в контакт с испытуемым телом.

Оба холодных спая  $T_0$  должны находиться при одинаковой и известной температуре. ТЭДС в первом приближении пропорциональна разности температур:

$$\varepsilon \sim k_T(T - T_0)$$

Рис. 2

Коэффициент  $k_T$  определяют путем градуировки термопары. В данной работе роль холодных сплавов выполняют контакты с клеммами измерительного прибора (мультиметра), которые имеют комнатную температуру. В электронной схеме мультиметра предусмотрена поправка на комнатную температуру, что позволяет давать на индикаторе температуру нагреваемого тела в градусах Цельсия.

## 2. Определение удельной теплоты кристаллизации (плавления).

При достаточно медленном нагревании можно считать, что температуры образца и пробирки одинаковы во всех точках. Если тепловая мощность, подводимая к образцу, может считаться постоянной, то ось времени на диаграмме  $N = f(t)$  является одновременно и осью теплоты, поглощенной веществом и пробиркой. Тепловая мощность  $N$ , конечно, не равна мощности нагревателя из-за рассеяния тепла в окружающую среду.

Левая и правая убывающие части кривой на рис.1 изображают охлаждение расплава и пробирки и охлаждение твердого вещества и пробирки. Тепловая мощность на любом из этих участков равна изменению внутренней энергии системы за 1 с.

$$N = (mc + m_1c_1) \frac{dT}{dt}. \quad (10)$$

Массы исследуемого вещества  $m$  и пробирки  $m_1$ , а также их удельные теплоемкости вблизи температуры кристаллизации считаем известными.

Горизонтальный участок на рис. 1 изображает процесс кристаллизации. Ордината его - температура кристаллизации (плавления), а приращение абсциссы - время фазового перехода  $t_{\phi n}$ . Здесь выполняется равенство

$$N \cdot t_{\phi n} = \lambda m \quad (11)$$

где  $\lambda$  - удельная теплота кристаллизации.

Исключив  $N$  из формул (10) и (11) находим:

$$\lambda = \frac{mc + m_1c_1}{m} t_{\phi n} \frac{dT}{dt}, \quad (12)$$

где  $\frac{dT}{dt}$  - скорость остывания системы "вещество-пробирка" на участке 3.

Построив диаграмму кристаллизации, определяют из нее  $t_{\phi n}$  и  $\frac{dT}{dt}$ . Подставляя в формулу (12) эти данные, вычисляют удельную теплоту кристаллизации  $\lambda$ .

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Поместите пробирку с исследуемым веществом в химический стакан с водой.
2. Термопару опустите в пробирку, обеспечив надежный контакт с веществом, подключите ее к мультиметру.
3. Опустите в стакан кипяtilьник так, чтобы спираль до метки была погружена в воду. Включите кипяtilьник в сеть  $\sim 220$  В.
4. Произведите нагрев вещества до температуры, на  $10-20^\circ$  превышающей температуру плавления.
5. Выключите кипяtilьник, выньте пробирку с исследуемым веществом из воды.
6. Снимите кривую охлаждения. Для этого через каждые 20 с. производите измерения температуры охлаждающегося вещества.
7. Постройте график зависимости температуры от времени  $T=f(t)$ . Выделите на графике участок  $T_{кр} = const$  и определите графически время кристаллизации  $t_{\phi n}$ . На участке диаграммы, соответствующей остыванию твердого вещества, определите скорость остывания  $\frac{dT}{dt}$ .

Принять теплоемкости стекла и кристаллического гипосульфита равными, соответственно:

$$C_I = 0,213 \text{ кал/г} \cdot \text{град.}$$

$$C = 0,377 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$$

Используя эти данные, по формуле (12) вычислите удельную теплоту кристаллизации  $\lambda$ .

8. Вычислите изменение энтропии при кристаллизации и охлаждении гипосульфита до комнатной температуры ( $t_{ком} = 25^\circ\text{C}$ ).

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте определение фазы и фазового перехода.
2. Перечислите основные свойства фазовых переходов I и II рода.
3. Дайте определение функции состояния и приведите примеры.
4. Сформулируйте второе начало термодинамики. Объясните его, основываясь на молекулярно-кинетической теории строения вещества.
5. Каким образом можно рассчитать изменение энтропии при плавлении и кристаллизации твердых тел?

- 
6. Каков характер температурной кривой при плавлении и отвердевании для кристаллических и аморфных тел?  
7. Объясните принцип работы термопары.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] §§ 40-42, 111-113, 116, 120;  
[2] § 131;  
[3] §§ 117, 121-122;  
[6] §§ 107, 120, 125;  
[13] стр. 128-131.

## РАБОТА № 2-11

### *КРИВАЯ ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ ВОДЫ*

**ЦЕЛЬ.** Построить кривую фазового равновесия воды. Определить теплоту испарения.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Лабораторный комплекс ЛКТ-1, модуль "Газ-жидкость".

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

Фазой называется макроскопическая физически однородная часть вещества, отделенная от остальных частей системы границами раздела, так что она может быть извлечена из системы механическим путем.

При определенных условиях разные фазы одного и того же вещества могут находиться в равновесии друг с другом, соприкасаясь между собой. Равновесие двух фаз может иметь место лишь в определенном интервале температур, причем каждому значению температуры  $T$  соответствует вполне определенное давление  $P$ , при котором возможно равновесие. Таким образом, состояния равновесия двух фаз изобразятся на диаграмме  $(P, T)$  линией:

$$P = f(T). \quad (1)$$

Переход из одной фазы в другую обычно сопровождается поглощением или выделением некоторого количества тепла, которое называется скрытой теплотой перехода. Такие переходы называются фазовыми переходами первого рода.

В жидкостях при любой температуре имеется некоторое количество молекул, энергия которых оказывается достаточной для того, чтобы преодо-

леть притяжение к другим молекулам, покинуть поверхность жидкости и перейти в газообразную фазу. Переход жидкости в газообразное состояние называется испарением.

При испарении жидкость покидают наиболее быстрые молекулы, вследствие чего средняя энергия оставшихся молекул уменьшается, жидкость охлаждается. Чтобы поддерживать температуру испаряющейся жидкости неизменной, к нему нужно непрерывно подводить тепло.

Тепло  $q$ , которое необходимо сообщить единице массы вещества для того, чтобы превратить ее в пар, находящийся при той же температуре, какую имело вещество до испарения, называется удельной теплотой испарения.

Рассмотрим процесс установления равновесия между жидкостью и ее паром. Пусть в закрытом сосуде заключена некоторая масса жидкости, над которой находится ее пар. Объем сосуда остается неизменным, а температура поддерживается постоянной. Происходит непрерывный обмен молекулами между этими двумя фазами.

Когда число молекул, переходящих из жидкости в пар, равно числу молекул, переходящих из пара в жидкость, наступает состояние динамического (или статистического равновесия), в котором количество вещества в каждой фазе в среднем остается неизменным. Это и есть состояние фазового равновесия. Пар, находящийся в равновесии со своей жидкостью, называется насыщенным. Давление, при котором наблюдается равновесие, называется давлением насыщенного пара.

Состояние вещества можно изобразить точкой на плоскости  $T$ - $P$  (рис.1)

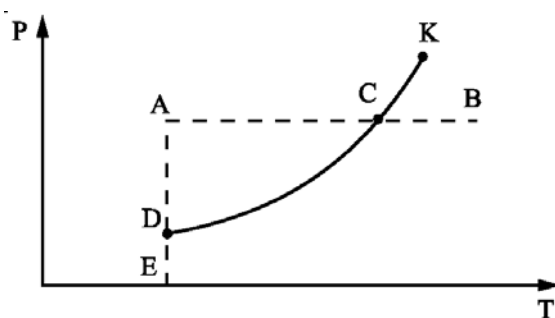


Рис. 1

Каждая точка этой плоскости соответствует однородному (однофазному) состоянию вещества - либо жидкости, либо ее пару. На линии DK эти фазы находятся в равновесии друг с другом. Каждая точка линии DK изображает либо жидкость, либо ее пар, либо смесь этих фаз в любых пропорциях.

Уравнение кривой DK представляется в виде  $P = P(T)$  и показывает зависимость давления насыщенного пара от температуры. Кривая DK назы

вается кривой равновесия жидкости и ее насыщенного пара или кривой испарения.

Пусть давление на изобаре АВ меньше критического. В точке А вещество находится в жидком состоянии. Здесь давление  $P = EA$  выше давления насыщенного пара  $P = ED$  при той же температуре. Под таким давлением пар существовать не может. При нагревании жидкости при постоянном давлении в точке С пересечения изобары АВ с кривой испарения ДК начнется испарение жидкости. Во время испарения температура жидкости и ее насыщенного пара будет оставаться неизменной, пока вся жидкость не испарится. Изображающая точка при дальнейшем нагревании будет перемещаться вдоль отрезка СВ - этому соответствует нагревание пара.

Следствием обрыва кривой испарения в критической точке К является непрерывность жидкого и газообразного состояний вещества.

Найдем наклон кривой испарения. Для этого вычислим производную давления насыщенного пара по температуре  $dP/dT$ . При смещении вдоль кривой испарения, так как условием равновесия фаз является равенство их удельных термодинамических потенциалов

$$\varphi_1(P, T) = \varphi_2(P, T), \quad (2)$$

имеем:  $d\varphi_1 = d\varphi_2$ .

$$\text{Так как потенциал } \Phi = U - TS + PV, \quad (3)$$

и  $d\varphi = -SdT + VdP$ , тогда  $V_1dP - S_1dT = V_2dP - S_2dT$ ,

$$\text{или} \quad \frac{dP}{dT} = \frac{S_1 - S_2}{V_1 - V_2}, \quad (4)$$

где  $S_1, V_1; S_2, V_2$  - удельные энтропии и удельные объемы пара и жидкости.

Фазовые превращения сопровождаются скачкообразными изменениями энтропии. При таких превращениях поглощается или выделяется тепло. Например, при переходе единицы массы вещества из газообразного состояния 1 в жидкое состояние 2 выделяется тепло

$$q = T(S_1 - S_2). \quad (5)$$

При обратном переходе такое же тепло поглощается. Тепло  $q$  в общем случае называется удельной теплотой фазового превращения.

Используя (4) и (5), получим:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{T(V_1 - V_2)}. \quad (6)$$

Это выражение называется уравнением Клапейрона-Клаузиуса.

Если известны зависимости от температуры удельной теплоты испарения  $q$  и удельных объемов  $V_1$  и  $V_2$ , то (6) можно проинтегрировать и найти зависимость давления насыщенного пара от температуры.

В грубом приближении удельным объемом жидкости по сравнению с удельным объемом пара можно пренебречь. Будем считать, что к пару применимо уравнение состояния Клапейрона  $PV = \frac{1}{\mu} RT$ .

Тогда 
$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{TV} = \frac{\mu q}{RT^2} P, \quad (7)$$

или 
$$\frac{dP}{P} = \frac{\mu q}{R} \cdot \frac{dT}{T^2}.$$

Откуда удельная теплота испарения

$$q = -\left(\frac{R}{\mu}\right) d(\ln P) / d\left(\frac{1}{T}\right), \quad (8)$$

где  $R = 8,31$  Дж/(моль · К)- универсальная газовая постоянная;  
 $\mu$  - молярная масса.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Фазовое равновесие воды исследуется на модуле 02 "Газ - жидкость", основным элементом которого является автоклав (см.рис.2).

В полость корпуса автоклава через верхнее отверстие наливают дистиллированную или кипяченую воду до уровня  $h_o$ , соответствующему нулевому делению шкалы 8. Вода заполняет всю широкую нижнюю часть полости и входит в нижнюю часть канала. При закрывании канала пробкой в нем образуется герметизированная заполненная воздухом полость, начальный объем  $V_o$  которой определяется площадью  $S_0$  сечения канала, начальным уровнем жидкости  $h_o$  (определяется по шкале мерной трубки) и уровнем нижнего торца пробки  $h_l$  (определяется конструкцией прибора)

$$V_0 = S_0 (h_1 - h_0). \quad (9)$$

При нагревании корпуса, а вместе с ним и его содержимого, до температуры  $T$ , воздух в канале расширяется, кроме того, к нему добавляются пары воды. Вода из полости вытесняется в мерную трубку, где поднимается до нового уровня  $h$ . Объем вытесненной жидкости:

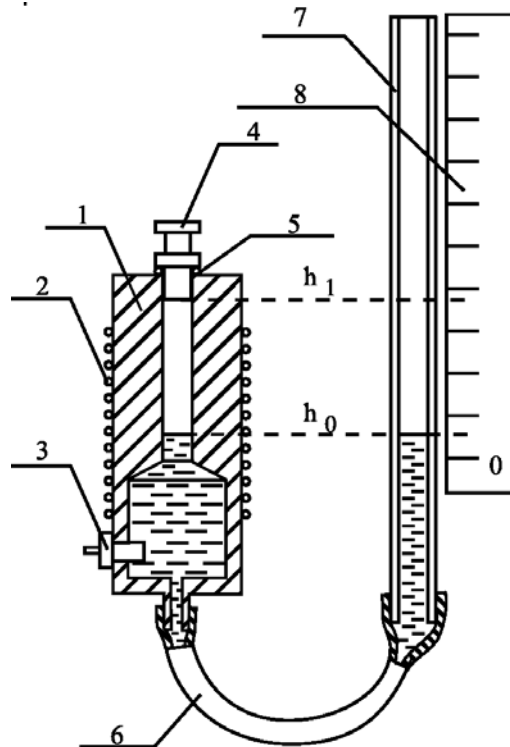
$$V = S (h - h_0), \quad (10)$$

где  $S$  - площадь сечения канала трубки.

Суммарное давление воздуха  $P_в$  и паров  $P_п$  практически равно атмосферному давлению  $P_0 = 100$  кПа. Таким образом,

$$P_в = P_0 - P_п.$$

### АВТОКЛАВ



1 - металлический корпус; 2 - нагревательная обмотка;



3 - датчик температуры; 4 - пробка; 5 - уплотнительное кольцо;  
6 - шланг; 7 - мерная трубка; 8 - измерительная шкала.

Рис. 2

Используя уравнение объединенного газового закона для воздуха

$$\frac{P_o V_o}{T_o} = \frac{P_s (V - V_o)}{T},$$

находим давление пара

$$P_n = P_o \left( 1 - \frac{TV_o}{T_o(V + V_o)} \right). \quad (11)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Установите модуль 02 "ГАЗ - ЖИДКОСТЬ" в рабочей зоне каркаса и подключите разъем "ТЕРМОСТАТ" модуля к одноименному разъему ИСТ-1.

2. Тумблер "АВТОКЛАВ/РЕЗОНАТОР" установите в среднее положение.

3. Тумблер выбора режима измерений поставьте в положение (напряжение). Установить ручкой плавной регулировки на ИСТ-1 рабочее напряжение  $30 \pm 1$  В.

4. Переключите тумблер выбора режима на измерение температуры.

5. Включить тумблер датчика D1 на ИСТ-1.

6. Тумблер "АВТОКЛАВ/РЕЗОНАТОР" установите в положение "АВТОКЛАВ" на модуле 02. При подаче напряжения на нагреватель течет ток и повышается температура.

7. Регулятором "ТЕМП" задается требуемое значение температуры, начиная, приблизительно, с  $40^{\circ}\text{C}$ .

8. Достигнув нужной температуры, выждите 1-2 минуты, запишите температуру  $T$  и уровень жидкости  $h$ .

Уровень воды в мерной трубке измеряйте в диапазоне температур от комнатной ( $T_o$ ) до  $90-95^{\circ}\text{C}$ . Шаг измерений: 10 градусов при температуре до  $80^{\circ}\text{C}$  и 2-3 градуса при температуре выше  $80^{\circ}\text{C}$ .

Перед каждым измерением выдерживайте постоянное значение температуры 1-2 минуты. Всего должно быть 10-11 измерений.

После достижения конечной максимальной температуры  $90-95^{\circ}\text{C}$ , поверните ручку напряжения нагрева до нуля. Регулятор "ТЕМП" переведите в

нулевое положение (загорится красная лампочка). Выключите датчик D1. Переведите тумблер "АВТОКЛАВ/РЕЗОНАТОР" в среднее положение. Отключите от сети ИСТ-1.

9. Результаты измерений занесите в таблицу.

$$h_0 = 0 \text{ см}; h_1 = 6,27 \text{ см}; S_0 = 0,28 \text{ см}^2; V_0 = 1,75 \text{ см}^3.$$

$t^\circ, \text{C}$	$T, \text{K}$	$h, \text{см}$	$V, \text{см}^3$	$P_n, \text{кПа}$	$q, \text{МДж/кг}$
Комнатная					

10. Используя полученные значения для  $V$  и  $P_n$ , вычисляемые по формулам (10) и (11), соответственно, определите удельную теплоту испарения  $q$ . Как следует из (8), для двух значений  $P_{n1}$  и  $P_{n2}$  и соответствующим им температур  $T_1$  и  $T_2$ , можно записать:

$$q_i = -\frac{R}{\mu} \cdot \frac{\ln(P_{n2} / P_{n1})}{(1/T_2 - 1/T_1)}, \quad (12)$$

где  $R$  - универсальная газовая постоянная;

$\mu = 18 \cdot 10^{-3}$  кг/моль - молярная масса воды.

Результат вычисления  $q$  заносите в таблицу.

11. Далее подобным образом сравниваются второе и третье измерения, и т.д. Результаты  $q_i$  заносятся в таблицу.

По данным температуры  $T$ , давления пара  $P_n$  и удельной теплоты испарения  $q$  постройте в соответствующих масштабах кривые  $P_n = P_n(T)$  и  $q = q(T)$ .

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется фазой? Какие вы знаете фазы?
2. При каких условиях наступает равновесие фаз? Как изображается равновесие фаз?
3. Как происходит испарение? Нарисуйте кривую равновесия жидкости и пара.
4. Получите уравнение Клапейрона-Клаузиуса.
5. Как определить удельную теплоту испарения воды?
6. Выведите выражение для определения давления насыщенного пара.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] §§ 111-116;  
 [2]; [3] §§ 114,118;  
 [5] 17.1-17.6;  
 [11] стр. 266-269;  
 [13] стр. 111-118.

## РАБОТА № 2-12

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

**ЦЕЛЬ.** Определить коэффициенты теплопроводности стали, алюминия, латуни.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Лабораторный комплекс ЛКТ-1 (модуль 05 “Термостат”); измерительная линейка.

### *КРАТКАЯ ТЕОРИЯ*

Если температура тела не одинакова в разных ее участках, то возникает поток тепла из мест более нагретых в места менее нагретые. Если передача теплоты не сопровождается переносом вещества: то процесс носит название *теплопроводности*.

Предположим: что температура среды меняется вдоль некоторого направления  $X$ . Количество теплоты: передаваемое из слоя в слой вещества вдоль этого направления, определяется уравнением теплопроводности:

$$dQ = -\mathfrak{R} \frac{dT}{dx} S \cdot dt, \quad (1)$$

где  $dQ$  - количество тепла, протекающее за время  $dt$ , через площадку  $S$ , расположенную перпендикулярно оси  $X$ ;

$\mathfrak{R}$  - коэффициент теплопроводности, зависящий от свойств среды;

$dT/dx = \text{grad } T$  - градиент температуры.

Если процесс стационарный и температура меняется от слоя к слою линейно, то:

$$dQ = -\mathfrak{R} \frac{T_1 - T_2}{x} S \cdot dt, \quad (2)$$

где  $x$  - расстояние между выбранными сечениями;

$T_1 - T_2$  - разность температур между сечениями ( $T_1 > T_2$ );

$S$  - площадь поперечного сечения тела.

Уравнение (2) называется уравнением Фурье.

Коэффициент теплопроводности  $\mathfrak{K}$  численно равен количеству теплоты, проходящему через единичную площадку, перпендикулярную потоку теплоты, за единицу времени при градиенте температуры, равном единице. Коэффициент теплопроводности зависит от температуры, но для небольших интервалов температур его можно считать постоянным.

Механизм процесса теплопроводности связан с тепловым движением молекул. Повышение температуры на некотором участке и приводит к росту амплитуды колебаний атомов. Благодаря межатомным силам связи в твердом теле наиболее интенсивно колеблющиеся атомы отдают часть энергии движения соседним атомам. Таким образом, движение каждого атома вызывает движение других атомов. Движение атомов в твердом теле представляет собой коллективные колебания всей системы атомов. Такие коллективные колебания принимают вид волн, распространяющихся во всем объеме твердого тела и вызывающие связанные нормальные колебания отдельных атомов. Тепловая энергия твердого тела выражается через энергию отдельных коллективных колебаний, а теплопроводность описывается как распространение энергии волнами через кристалл. Эти волны обычно называют звуковыми.

Энергия колебаний твердого тела квантуется, т.е. энергия упругих волн отдельных колебаний принимается равной

$$E = h \nu,$$

где  $h$  - постоянная Планка;

$\nu$  - частота колебаний.

По аналогии с фотонами - квантами электромагнитного поля вводятся кванты поля колебаний решетки, называемые фононами. При таком описании твердое тело рассматривается как объем, заполненный газом фононов, с определенной тепловой энергией и теплопроводностью.

Для описания теплопроводности твердых тел можно использовать результаты молекулярно-кинетической теории газов для фононного газа, который дает для коэффициента теплопроводности следующее выражение:

$$\mathfrak{K} = 1/3 c_v \nu \lambda \rho \quad (3)$$

где  $c_v$  - удельная теплоемкость газа в изохорном процессе;

$\lambda$  - средняя длина свободного пробега фонона;

$\nu$  - скорость звука;

$\rho$  - плотность фононного газа.

Считается, что  $\lambda$  есть среднее расстояние, которое проходит фонон между актами рассеяния. Рассеяние фононов может происходить на дефектах кристаллической решетки, границах кристалла, других фононах.

Механизм теплопроводности в металлах сложнее, чем в неметаллах, так как помимо тепловых волн тепло переносится также электронами проводимости. Общая теплопроводность металла складывается из двух частей: те

плопроводности фононного газа  $\mathfrak{R}_\phi$  и теплопроводности электронного газа  $\mathfrak{R}_e$ :

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_\phi + \mathfrak{R}_e. \quad (4)$$

Наличие в металлах свободных электронов является источником дополнительного, сильного рассеяния фононов, поэтому  $\mathfrak{R}_\phi \ll \mathfrak{R}_e$ .

### ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Металлический стержень нагревают с одного конца, на другом конце производят принудительное охлаждение с помощью вентилятора. Некоторое время после включения нагревателя процесс носит нестационарный характер (описывается нестационарным уравнением Фурье). Но постепенно градиент температуры во всех точках стержня выравнивается и процесс становится стационарным. Если известна мощность нагревателя  $W = dQ / dt$  и температура в различных сечениях стержня, то коэффициент теплопроводности может быть найден из уравнения (2):

$$\mathfrak{R} = \frac{Wh}{S(T_1 - T_2)}, \quad (5)$$

где  $S$  - площадь поперечного сечения стержня,

$h$  - расстояние между сечениями с температурой  $T_1$  и  $T_2$ .

Строго говоря, равенство (5) справедливо в том случае, когда тепло распространяется только вдоль оси стержня (потери тепла с боковых поверхностей стержня ничтожно малы и ими можно пренебречь). В настоящей работе это достигается с помощью теплоизолирующих накладок, одеваемых на стержень. В этом случае выражение (5) дает удовлетворительный результат.

### ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ

Изучение теплопроводности осуществляется на лабораторном комплексе ЛКТ-1 (модуль 05 - измерительная система ИСТ-1 со встроенным блоком "Термостат").

В блоке "Термостат" расположены два стержня (стальной и алюминиевый) и печь для нагрева размещенных на ней объектов.

Для выполнения работы используем только стержни.

С помощью тепловыделительного элемента (ТВЭЛ), расположенного на удаленном конце стержня, осуществляется нагрев стержня заданной мощностью  $W$  при одновременном охлаждении другого конца вентилятором. При

этом специальными датчиками, вмонтированными в корпус, измеряется температура в трех точках по длине стержня, расположенных на расстоянии  $h = 40$  мм друг от друга. Управление термостатом производит блок электроники ИСТ-1. Для измерений  $\mathfrak{R}$  7-канальный кабель подключают к разъему “Стержень 1” (или “Стержень 2”) термостата и разъему “Термостат” блока электроники.

Рекомендуемая мощность нагрева стержней: для алюминиевого - до 5 Вт: для стального - до 2÷3 Вт.

1. Перед выполнением работы ручку выбора режима измерений установите в положение  $U_n$  или  $I_n$  и ручкой плавной регулировки “Нагрев” подберите нужное значение силы тока и напряжения на нагревателе (ТВЭЛ), отображаемое на индикаторе ИСТ-1. Мощность нагрева рассчитываем по формуле:

$$W = I U.$$

2. Затем установите режим измерения “Темп.” и выключите нагрев и вентилятор (тумблер “НАГР.” и “ВЕНТ.”).

Для определения показаний трех датчиков на панели ИСТ-1 имеются тумблеры  $D_1, D_2, D_3$ . При включении одного из них на индикаторе отображается значение температуры (в °С) соответствующего датчика **Замечание: При двух одновременно включенных тумблерах (нештатный режим) индикатор покажет среднее значение температуры. Во избежание нарушения работы блока электроники, не используйте такой режим работы.**

3. Поочередно включая тумблеры  $D_1, D_2, D_3$ , измерьте температуру в разных сечениях стержня. Данные занесите в таблицу:

Стержень N. ....		Материал .....	
$U_n$ ..... В	$I_n$ ..... А	$W =$ ..... Вт	
$t$ мин.	$T_1, ^\circ\text{C}$	$T_2, ^\circ\text{C}$	$T_3, ^\circ\text{C}$
1			
2			
.			
.			

4. Снимите показания датчиков с интервалом в 1-2 мин. Контролируя температуру датчиков, дождитесь установления постоянной разности температур  $\Delta T = T_1 - T_2$  (рост  $\Delta T$  не более 0.2 градуса в минуту).

Значения  $T_1, T_2, T_3$  при установившемся стационарном процессе используйте в формуле (4) для расчета коэффициента теплопроводности соответствующего образца. Площадь поперечного сечения стержней  $S = 196 \text{ мм}^2$ , расстояние между датчиками температуры  $h = 40$  мм.

5. Вычислите три значения  $\mathfrak{R}$  (варьируя  $\Delta T$ ), найдите среднее  $\langle \mathfrak{R} \rangle$  и погрешность эксперимента  $\Delta \mathfrak{R}$ .

## *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Объясните механизм теплопроводности твердых тел.
2. Выведите уравнение теплопроводности.
3. Объясните физический смысл коэффициента теплопроводности.
4. Назовите способы передачи теплоты, отличные от теплопроводности, объясните их механизм. Выведите рабочую формулу (4).
5. Объясните метод определения коэффициента теплопроводности, сделайте вывод о его точности; все ли особенности процесса учтены? Оцените достоинства и недостатки предложенного метода.

## **ЛИТЕРАТУРА**

- [1] §§ 52-54;  
[2]; [3] §§ 61-64;  
[11] стр. 209-217.

## **РАБОТА № 2-13**

### ***КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ В СТАТИСТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ***

#### *НАЗНАЧЕНИЕ*

Учебная программа "ЭНТРОПИЯ" предназначена для изучения понятия энтропии и процессов установления равновесия в статистических системах методом компьютерного моделирования. Она рассчитана на выполнение лабораторной работы в течение 2-4 часов.

Программа написана на алгоритмическом языке PASCAL и требует использования IBM совместимых компьютеров с мониторами CGA, EGA, VGA. Для работы программы необходимо, чтобы вместе с рабочим файлом (**entropy.exe**) в той же директории находился файл **sga.bgi**.

#### *ЦЕЛЬ РАБОТЫ*

##### **Исследовать:**

поведение энтропии в процессе установления равновесия и в состоянии равновесия;

зависимость времени установления равновесия от длины пробега частицы и числа частиц;

зависимость величины флуктуаций энтропии в состоянии равновесия от числа частиц.

## КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Самым детальным описанием состояния макроскопической системы является задание *координат и импульсов всех частиц*. Такое описание состояния системы называется микросостоянием. Если координаты и импульсы задавать с допусками  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ,  $\Delta p_x$ ,  $\Delta p_y$  и  $\Delta p_z$ , то указание микросостояния *каждой частицы* равносильно указанию ячейки, как в обычном (координатном) пространстве, так и в пространстве импульсов. Пространство шести измерений, осями которого являются координаты и компоненты импульса называется *фазовым пространством* для частицы. Для  $N$  частиц фазовое пространство содержит  $6N$  измерений (удвоенное число степеней свободы). Микросостояние всей системы в фазовом пространстве задается одной точкой (или ячейкой).

Состояние термодинамической системы может быть также задано при помощи *макроскопических* параметров, характеризующих систему в целом: объёма, давления, температуры и т.д. Такое описание называется макросостоянием.

Если система находится в состоянии термодинамического равновесия, то её макросостояние не изменяется. Частицы же все время перемещаются и изменяют свой импульс. Это соответствует изменению положения точки в фазовом пространстве. Следовательно, всякое макросостояние может быть реализовано множеством микроскопических способов.

*Число микросостояний, посредством которых может быть реализовано данное макросостояние, называется статистическим весом  $W$  макросостояния.*

Рассмотрим пример. Ради простоты разобьём пространство всего на две ячейки (правую и левую половину сосуда). Импульс частицы учитывать *не будем*.

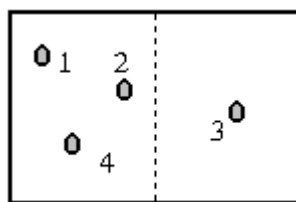


Рис.1.

Распределение  $N$  молекул между левой и правой половинами сосуда ( $n_1$  :  $n_2$ ).

Различные макросостояния будем отличать по тому, *сколько* частиц содержится в правой и левой половинах объёма соответственно. Микросостояния будут отличаться тем, *какие* частицы содержатся в той или иной половине



сосуда. Для подсчёта статистического веса каждого макросостояния, например,  $W(n_1 : n_2)$  (что означает: слева находится  $n_1$  частиц, справа  $n_2 = N - n_1$ ), можно применить следующие соображения. Начнём переставлять частицы местами. Для  $N$  частиц возможно

$$N! = N \cdot (N - 1) \cdot \dots \cdot 1 \quad (1)$$

перестановок. Однако перестановки в пределах каждой половины сосуда не дадут нового микросостояния. Их число равно  $n_1!$  и  $n_2!$  соответственно. Поэтому полное число микросостояний для макросостояния  $(n_1 : n_2)$  равно

$$W(n_1 : n_2) = N! / (n_1! \cdot n_2!) \quad (2)$$

Каждая молекула может быть помещена в сосуд двумя способами, а  $N$  молекул -  $2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot \dots = 2^N$ , т.е. всего микросостояний возможно  $2^N$ .

В статистической физике доказывается, что все микросостояния равновероятны. Поэтому вероятность каждого макросостояния будет пропорциональна статистическому весу и в нашей модели равна

$$P(n_1 : n_2) = W(n_1 : n_2) / 2^N \quad (3)$$

Пусть  $N=4$ . Рассмотрим различные макросостояния и способы их реализации.

Таблица 1. Варианты распределения 4 молекул в сосуде.

Макросостояние: число молекул слева:справа	Микросостояния: номера молекул сле- ва/справа	Статистический вес $W$	Вероятность $P$
0:4	- / 1, 2, 3, 4	1	1/16
1:3	1 / 2, 3, 4 2 / 1, 3, 4 3 / 1, 2, 4 4 / 1, 2, 3	$1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 / (1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3) = 4$	1/4
2:2	1, 2 / 3, 4 1, 3 / 2, 4 1, 4 / 2, 3 2, 3 / 1, 4 2, 4 / 1, 3 3, 4 / 1, 2	$1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 / (1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2) = 6$	6/16
3:1	аналогично 1:3	4	1/4
4:0	аналогично 0:4	1	1/16

Статистический вес, как мера вероятности макроскопического состояния обладает рядом неудобств. Во-первых, статистический вес реальных систем выражается огромными числами. Во-вторых, статистический вес не обладает свойствами аддитивности. Статистический вес двух подсистем равен произ

ведению статистических весов каждой подсистемы  $W = W_1 \cdot W_2$ . Взяв логарифм от правой и левой части получим, что логарифм статистического веса - аддитивная величина  $\ln(W) = \ln(W_1) + \ln(W_2)$

Величина

$$S = k \cdot \ln(W), \quad (4)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана, называется энтропией системы. Энтропия, как и статистический вес, является мерой вероятности состояния: чем больше статистический вес (и вероятность), тем больше энтропия. Энтропия является аддитивной величиной:

$$S = S_1 + S_2. \quad (5)$$

В термодинамике изменение энтропии при *квазистационарном* процессе выражается через количество теплоты, полученное системой

$$dS = \delta Q / T. \quad (6)$$

Действительно, подвод тепла приводит либо к увеличению объема газа, либо к повышению его температуры (т.е. "расширению" газа в импульсном пространстве). Оба процесса приводят к увеличению числа ячеек в фазовом пространстве и, следовательно, к росту статистического веса.

Природа необратимости термодинамических процессов состоит в том, что переходы к состоянию с большим статистическим весом являются намного более вероятными, чем обратные. Следовательно, в таких системах будет наблюдаться возрастание энтропии, а в состоянии равновесия она будет оставаться постоянной (с точностью до малых случайных флуктуаций!). Это утверждение носит название второго начала термодинамики.

## ***ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ***

Представленная программа моделирует хаотическое движение  $N$  невзаимодействующих частиц и их перераспределение между двумя половинами объема. На каждом шаге для каждой молекулы длина пробега от 0 до некоторого максимального значения и направление движения задаются *случайным образом*.

После каждого шага определяется число частиц в каждой половине объема, вычисляются статистический вес и энтропия состояния. Полученные значения выводятся на табло и график. На экране отображается также движение всех "молекул".

Изменяемыми параметрами являются число частиц  $N$  (от 4 до 40), максимальная длина свободного пробега (в пикселах) а также продолжительность опыта (до 250 шагов).

Первоначально все молекулы находятся в левой части объема, затем в результате хаотического движения происходит установление равновесного состояния.

Запуск программы осуществляется командой

**entropy.exe** <ENTER>

Работа производится в диалоговом режиме, все указания выдаются на экран.

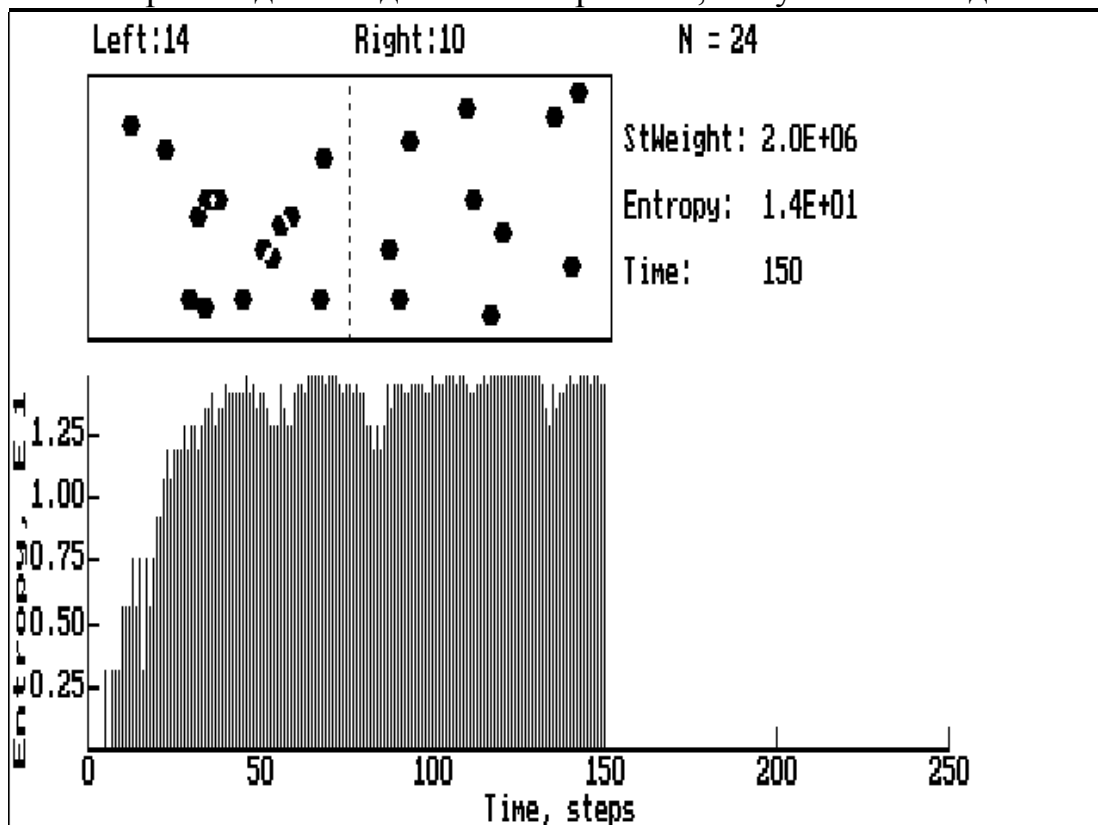


Рис 2. Рабочий экран модели.

### **ЗАДАНИЯ**

1. Выбрав произвольно  $N$  (рекомендуем 10-16) и задавая последовательно 4-5 значений максимальной длины свободного пробега (от 10 до 50 пиксел), наблюдать процесс установления равновесия. Равновесие считать установившимся, когда молекулы достаточно равномерно распределятся в сосуде. Запишите время релаксации для каждого опыта (в шагах). (Время релаксации определяется приближенно.) Обратите внимание на изменение характера поведения энтропии после установления равновесия. (Рекомендуемая продолжительность опыта - 100-150 шагов).

2. Для фиксированной длины свободного пробега аналогично исследовать зависимость времени релаксации от числа частиц (4-5 опытов)
3. Сравнить величину *равновесных* флуктуаций энтропии для различного числа частиц (3-4 опыта). Для выделения состояния равновесия необходимо после окончания опыта по запросу программы указать время релаксации, после которого равновесие можно считать установившимся. Мерой флуктуаций являются среднеквадратичное отклонение  $\delta S$

$$\delta S = \sqrt{\frac{\sum (S_i - \langle S \rangle)^2}{n - 1}}, \quad (7)$$

где  $\langle S \rangle$  - среднее значение энтропии,  
и коэффициент вариации

$$\varepsilon = \delta S / \langle S \rangle \quad (8)$$

вычисляются программой в конце каждого опыта (запишите в отчет!).

В этих опытах для быстрого установления равновесия рекомендуем установить большую длину свободного пробега (40 - 50). Время опыта рекомендуем установить максимальным (250 шагов).

4. Распечатать картинку одного из опытов (при наличии принтера)(по п. 2) и вклеить его в отчет, или изобразить на графике примерный ход энтропии в процессе установления равновесия.

Сформулируйте письменно выводы:

1. Как время релаксации зависит от длины свободного пробега? От числа частиц?
2. Охарактеризуйте изменение энтропии до и после установления равновесия. Наблюдается ли самопроизвольное уменьшение энтропии после установления равновесия?
3. Как относительная величина флуктуаций зависит от числа частиц?

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Что такое микроскопическое и макроскопическое состояния? Рассмотрите случай распределения  $N$  частиц по двум половинам сосуда:
  - а. Две частицы из разных половин поменяли местами. Изменится ли макроскопическое состояние системы? Микроскопическое состояние системы?
  - б. Две частицы в одной половине сосуда поменяли местами. Изменится ли макроскопическое состояние системы? Микроскопическое состояние системы?
  - в) Частицу переместили из одной половины сосуда в другую. Охарактеризуйте изменение состояния системы.
2. Вычислить статистический вес состояний:
  - а) слева - 4 частицы, справа - 2 (условно 4 : 2).
  - б) (3:3)

Какое состояние более вероятно?

3. Какая существует связь между статистическим весом и энтропией? Как вычисляется статистический вес и энтропия системы, состоящей из двух (или нескольких) подсистем? Как вероятность  $P$  макросостояния связана с его статистическим весом  $W$ ? Как отношение вероятностей  $P_2 / P_1$  двух макросостояний связано с разностью энтропий в этих состояниях  $S = S_2 - S_1$  ?

4. Как вычисляется изменение энтропии в термодинамике для равновесных процессов? Объясните изменение энтропии с точки зрения статистической физики.

при изотермическом расширении,

при изохорном нагревании,

при адиабатическом процессе.

### **ЛИТЕРАТУРА**

[1] §§ 80, 81;

[3] §§ 49-51, 58-59;

[5] 6.7, 6.11-6.15.

### **РАБОТА № 2-14**

#### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛА МЕТОДОМ ОХЛАЖДЕНИЯ**

**ЦЕЛЬ.** Снять кривую охлаждения исследуемого металла и эталонного образца. Определить теплоемкость металла.

**ОБОРУДОВАНИЕ.** Образец исследуемого металла; эталонный образец с известной теплоемкостью; муфельная печь; теплоизолирующая подставка; термопара с мультиметром (или самописец); секундомер.

#### **КРАТКАЯ ТЕОРИЯ**

Теплоемкостью какого-либо тела называется величина, равная количеству тепла  $\delta Q$ , которое нужно сообщить телу, чтобы повысить его температуру на один кельвин.

$$C_T = \frac{\delta \cdot Q}{dT}. \quad (1)$$

Теплоемкость моля вещества называется молярной теплоемкостью  $C_\mu$ . Теплоемкость единицы массы вещества называется удельной теплоемкостью

-  $c$ . Между молярной и удельной теплоемкостью одного и того же вещества имеется соотношение:

$$c = \frac{C_\mu}{\mu}, \quad (2)$$

где  $\mu$  - молярная масса.

Величина теплоемкости зависит от условий, при которых происходит нагревание тела. Наибольший интерес представляет теплоемкость для случаев, когда нагревание происходит при постоянном объеме -  $C_v$  или постоянном давлении -  $C_p$ .

Если нагревание происходит при постоянном объеме, тело не совершает работы над внешними телами и, следовательно, согласно первому началу термодинамики, все тепло идет на приращение внутренней энергии  $dU$  тела:

$$\delta Q_v = dU. \quad (3)$$

Из (3) вытекает, что теплоемкость любого тела при постоянном объеме равна:

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v. \quad (4)$$

Теплоемкость твердого тела связана с энергией частиц, расположенных в узлах кристаллической решетки и совершающих тепловые колебания вокруг своих положений равновесия. Колебания вдоль произвольного направления можно представить как суперпозицию колебаний вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений, поэтому каждая частица в кристалле имеет 3 колебательных степени свободы. На каждую колебательную степень свободы приходится средняя энергия  $kT$ :  $\langle \varepsilon_k \rangle + \langle \varepsilon_n \rangle = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT$  - сумма средней кинетической и средней потенциальной энергии молекулы. Следовательно, на каждую частицу-атом в атомной решетке, ион в ионной или металлической решетке - приходится энергия  $3kT$ . Энергию моля вещества в кристаллическом состоянии можно найти, умножив среднюю энергию одной частицы на число частиц в одном моле вещества. В случае химически простых веществ оно равно числу Авагадро  $N_A$ . Таким образом, для внутренней энергии моля вещества в кристаллическом состоянии получим:

$$U_\mu = N_A \cdot 3kT = 3RT, \quad (5)$$

где  $R$  - универсальная газовая постоянная,

$k$  - постоянная Больцмана.

Согласно (4) для твердого тела молярная теплоемкость при постоянном объеме:

$$C_{\mu\nu} = 3R_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Поскольку объем твердых тел при нагревании меняется незначительно, то можно положить  $C_p \approx C_v$  и говорить просто о теплоемкости твердого тела.

Следовательно, согласно (6) теплоемкость моля химически простых тел в кристаллическом состоянии одинакова и равна  $3R$ . Это утверждение называется законом Дюлонга и Пти. Закон выполняется с хорошим приближением при комнатной температуре для многих веществ. При понижении температуры теплоемкость твердого тела уменьшается, стремится к нулю при абсолютном нуле, что объясняется теорией теплоемкости, созданной Эйнштейном.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе измеряется теплоемкость тела методом охлаждения и сравнения с теплоемкостью некоторого эталонного образца.

Если металлический образец имеет температуру более высокую, чем окружающая среда: он будет охлаждаться. Количество теплоты, отдаваемое им среде за время  $\Delta t$ , определяется выражением:

$$\Delta Q = cm\Delta T = -c\rho V \frac{\partial T}{\partial t} \Delta t, \quad (7)$$

где  $c$  - удельная теплоемкость металла;

$\rho$  - плотность;

$\Delta T$  - изменение температуры образца за время  $\Delta t$ ;

$\frac{\partial T}{\partial t}$  - скорость остывания;

$V$  - объем образца.

С другой стороны, согласно закону Ньютона, количество теплоты, передаваемое образцом среде за время  $\Delta t$ , равно:

$$\Delta Q = \int \alpha(T - T_o)\Delta t dS, \quad (8)$$

где  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи

$T_o$  - температура окружающей среды.

Считая температуру образца во всех точках одинаковой (ввиду его малости и хорошей теплопроводности), при интегрировании (8) по  $dS$  получим величину поверхности образца  $S$ , умноженную на  $\alpha(T - T_o)$ . Приравнявая (7) и (8) находим:

$$-c\rho\frac{\partial T}{\partial t}V = \alpha(T - T_o)S. \quad (9)$$

Так как:  $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial(T - T_o)}{\partial t}$ , то выражение (9) можно переписать:

$$\frac{\partial(T - T_o)}{\partial t} = -\frac{\alpha S}{cm}(T - T_o). \quad (10)$$

Для небольших температурных интервалов можно предположить, что величина  $\frac{\alpha S}{cm}$  не зависит от температуры. Тогда при интегрировании (10) получим:

$$\ln(T - T_o)\Big|_{T_H}^T = -\frac{\alpha S}{cm}t \quad \text{или} \quad \ln\left(\frac{T - T_o}{T_H - T_o}\right) = -\frac{\alpha S}{cm}t, \quad (12)$$

где  $T_H$  - начальная температура образца.

Выражение (12) представляет собой уравнение прямой линии  $y = f(t)$  (если положить  $y = \ln\left(\frac{T - T_o}{T_H - T_o}\right)$ ), тангенс угла наклона которой к оси времени  $t$  определяется величиной  $\left(-\frac{\alpha \cdot S}{cm}\right)$ .

Построив график в соответствии с формулой (12) для двух образцов, имеющих одинаковую форму и размеры, найдем отношение тангенсов угла наклона соответствующих прямых:

$$k = \frac{\alpha_1 S_1 c_2 m_2}{\alpha_2 S_2 c_1 m_1}. \quad (13)$$

Так как в этом случае для 2 одинаковых по форме и размерам образцов  $\alpha_1 = \alpha_2$  и  $S_1 = S_2$ , выражение (13) упрощается:

$$k = \frac{c_2 m_2}{c_1 m_1}. \quad (14)$$

Зная массы образцов и удельную теплоемкость одного из образцов (эталоны), легко определить теплоемкость любого неизвестного металла.



Образцы нагреваются в муфельной печи до нужной температуры. (**Внимание:** перед выполнением работы внимательно ознакомьтесь с “Инструкцией по эксплуатации” муфельной печи). После выключения нагревателя печи исследуемый образец вынимают и ставят на теплоизолирующую подставку. В углубление образца помещают термопару (хромель-алюмель), которая подключается к мультиметру (либо самописцу), регистрирующему изменение температуры образца с течением времени. При работе с самописцем данные по температуре фиксируются на бумажной ленте. В отсутствие самописца график  $T = f(t)$  строят по показаниям мультиметра, измеряя температуру образца через равные промежутки времени (10-15 сек). Эти данные используются для построения графика  $y = f(t)$  в соответствии с формулой (12), из которого определяют тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс. Аналогичные действия повторяют для эталонного образца, теплоемкость которого  $c_2$  известна. В соответствии с формулой (14) находим:

$$c_1 = \frac{c_2 m_2}{k m_1}.$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Поместите образец в печь. Регулятор температуры печи поставьте в положение максимальной температуры нагрева - 300 °С.
2. Закройте печь. Нагрейте образец до указанной температуры.
3. Выньте образец из печи. Поместите в него термопару. Включите мультиметр (самописец). Снимите зависимость  $T=f(t)$ , измеряя  $T$  через каждые 10 с. Данные занесите в таблицу:

$t$	$T$	$\ln(T-T_0/T_n-T_0)$

4. Операции (1) - (3) повторите с эталонным образцом.
5. На миллиметровой бумаге постройте график для обоих образцов в полулогарифмическом масштабе: по оси абсцисс откладывается  $t$ , по оси ординат  $\ln\left(\frac{T - T_0}{T_n - T_0}\right)$ .
6. График разбейте вертикальными линиями на участки, в пределах которых полученные зависимости прямолинейны. Для каждого такого участка вычислите тангенсы углов наклона.
7. Рассчитайте  $k$  и определите по формуле (15) теплоемкость исследуемого образца, зная массы образцов и теплоемкость эталонного образца.

8. Постройте график зависимости теплоемкости исследуемого образца от температуры.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Что называется теплоемкостью тела, удельной и молярной теплоемкостью?
2. Теплоемкость твердых тел. Сформулируйте закон Дюлонга и Пти.
3. Как изменяется теплоемкость твердых тел в области низких температур?
4. Выведите рабочую формулу.

### **ЛИТЕРАТУРА**

- [1] §§ 18, 68-69;
- [3] §§ 27-32;
- [5] 13.1-13.4;
- [6] §114;
- [11] стр. 196-198.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 2: Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука, 1990.
2. Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. –М.: Наука, 1976.
3. Телеснин Р. В. Молекулярная физика. –М.: Высшая школа, 1973.
4. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. –М.: Высшая школа, 1981.
5. Радченко И.В. Молекулярная физика. –М.: Наука, 1965.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 1: Механика. Молекулярная физика. –М.: Наука, 1982.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. 2-е изд. –М.: Наука, 1985.
8. Трофимова Т.И. Курс физики. –М.: Наука, 1990.
9. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1: Механика. –М.: Наука, 1988.
10. Таблицы физических величин /Под ред. И.К. Киконина. –М.: Атомиздат, 1976.
11. Физический практикум. Механика и молекулярная физика /Под ред. В.И. Иверовой, 2-е изд. –М.: Наука, 1976.

---

12. Руководство к лабораторным занятиям по физике. /Под ред. Л.Л.Гольдина, –М.: Наука, 1973.

13. Практикум по общей физике. Под ред. В.Ф. Ноздрачева, –М.: Просвещение, 1971.

---

Составители:

**Козачкова Ольга Викторовна**  
*ст. преподаватель кафедры ТиЭФ АмГУ,*  
**Согр Александр Анатольевич**  
*доцент кафедры ТиЭФ АмГУ, к.ф.-м. н,*  
**Добросельский Константин Геннадьевич**  
*доцент кафедры ТиЭФ АмГУ, к. т. н,*

Физический практикум. Ч. 2: Молекулярная физика. Вып.1. Издание 2-е, переработанное.

---

Изд-во АмГУ. Подписано к печати . Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 7,8, уч.-изд. л. 7,9. Тираж 100. Заказ .

