

Министерство образования и науки Российской Федерации
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра физики

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

по дисциплине

«ФИЗИКА»

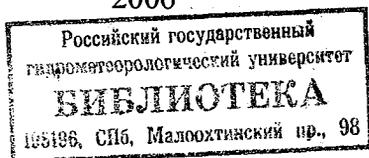
Раздел

«Молекулярная физика и термодинамика»

Для направления: Физика



Санкт-Петербург
2006



УДК 535 (075.8)

ББК 22.36

Утверждено на заседании кафедры физики РГГМУ
Одобрено методической комиссией РГГМУ

Б24 Специальный лабораторный практикум по дисциплине «Физика».
Раздел «Молекулярная физика и термодинамика» / А.В. Бармасов,
А.М. Бармасова, В.Н. Наумов, Т.Ю. Яковлева. Под ред.
А.П. Бобровского. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2006. – 74 с.

Ответственный редактор: А.П. Бобровский

Авторы: А.В. Бармасов, А.М. Бармасова, В.Н. Наумов, Т.Ю. Яковлева

Составитель: А.В. Бармасов

Настоящее учебное пособие содержит описания 6 лабораторных работ по разделу «Молекулярная физика и термодинамика» курса общей физики Учебной лаборатории физического эксперимента.

В каждой работе излагаются физические основы применяемых экспериментальных методов, описание методов исследования и экспериментальных установок, порядок выполнения работы, методики обработки экспериментальных данных и т.д.

Каждая лабораторная работа рассчитана на два-четыре академических часа. Студент допускается к выполнению лабораторной работы после самостоятельного домашнего изучения необходимых сведений из теории, ознакомления с существом и порядком выполнения основных операций и только при наличии должным образом оформленного рабочего журнала с формулами для обработки результатов физических величин. Выполнив измерения и произведя необходимые расчёты, студент оформляет отчёт, который должен содержать стандартные разделы (фамилия студента, факультет, курс, группа, название и номер работы, дата выполнения работы, задача и цель работы, метод исследования, основные схемы и рисунки, характеристики приборов и т.п.), а также полученные данные, все необходимые расчёты (как результатов, так и погрешностей) и графики, окончательные результаты и выводы. Отчёт представляется преподавателю. При этом студент должен показать понимание физического содержания проведённых измерений и дать оценку их достоверности.

В приложениях приведены таблицы физических величин, необходимых для выполнения данных лабораторных работ и анализа их результатов.

Специальный лабораторный практикум предназначен для студентов факультета экологии и физики природной среды очной формы обучения РГГМУ (направление – физика).

Пособие может служить не только для выполнения описанных лабораторных работ, но и для общего ознакомления с экспериментальной техникой, используемой в области молекулярных и тепловых явлений.

© А.В. Бармасов, А.М. Бармасова, В.Н. Наумов, Т.Ю. Яковлева, 2006

© Российский государственный гидрометеорологический университет (РГГМУ), 2006

В качестве иллюстраций использованы как оригинальные рисунки и фотографии авторов, так и изображения лицензионного типа Royalty Free, предназначенные для свободного использования.

Содержание.

Лабораторная работа № 9 Определение отношения теплоёмкостей газов методом адиабатического расширения (методом Клемана и Дезорма)	4
Лабораторная работа № 12 Определение удельной теплоты плавления льда и изменения энтропии в процессе плавления	19
Лабораторная работа № 13 Изучение зависимости температуры кипения воды от давления	37
Лабораторная работа № 14 Градуировка термопары по реперным точкам и определение коэффициента термоЭДС для данной пары металлов	44
Лабораторная работа № 15 Градуировка термопары по термометру и определение коэффициента термоЭДС для данной пары металлов	54
Лабораторная работа № 21 Определение коэффициентов линейного и объёмного расширения поликристаллических тел при нагревании	58
ПРИЛОЖЕНИЯ	69
ЛИТЕРАТУРА	72
Учебная лаборатория физического эксперимента	74

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ТЕПЛОЁМКостей ГАЗОВ МЕТОДОМ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ (МЕТОДОМ КЛЕМАНА И ДЕЗОРМА)

9.1. Цели и задачи работы

1. Изучение термодинамических процессов в воздухе.
2. Определение показателя адиабаты γ для воздуха адиабатическим методом Клемана и Дезорма.

9.2. Физическое обоснование эксперимента

Для характеристики макроскопических тепловых свойств систем пользуются особым параметром – теплоёмкостью системы.

Теплоёмкость C термодинамической системы численно равна количеству теплоты δQ , которое необходимо передать системе (или отвести от неё), чтобы изменить её температуру T на 1 К (или 1 °С); точнее – это отношение количества теплоты, поглощаемой телом при бесконечно малом изменении его температуры, к этому изменению:

$$C = \frac{\delta Q}{\Delta T}, \quad (1)$$

где δQ – переданное системе количество теплоты, которое зависит от способа перехода системы из одного состояния в другое, и поэтому является функционалом, т. е. функцией термодинамического процесса; ΔT – бесконечно малое изменение температуры.

Удельной теплоёмкостью вещества c называется величина, равная количеству теплоты, которую необходимо сообщить единице массы вещества для увеличения её температуры на один градус Кельвина:

$$c = \frac{\delta Q}{m\Delta T}, \quad (2)$$

где m – масса.

Для газов удобно пользоваться молярной (мольной) теплоёмкостью C – количеством теплоты, необходимым для нагревания одного моля данного вещества на один градус:

$$C = c\mu \text{ или } c = \frac{C}{\mu}, \quad (3)$$

где μ – молярная масса вещества.

Молярная теплоёмкость в системе СИ измеряется в Дж·моль⁻¹·К⁻¹.

Степени свободы – независимые возможные координаты физической системы. Различают поступательные (трансляционные), вращательные и колебательные степени свободы.

Число степеней свободы механической системы i – минимально необходимое количество независимых переменных, с помощью которых может быть задано положение системы в пространстве. Число степеней свободы зависит от числа элементов, образующих систему, и от числа и характера наложенных на систему механических связей¹.

Число степеней свободы молекулы i – минимально необходимое число независимых переменных, с помощью которых можно описать (задать) положение молекулы в пространстве, определяемое суммой поступательных, вращательных и колебательных степеней свободы:

$$i = i_{\text{поступат.}} + i_{\text{вращат.}} + i_{\text{колебат.}} \quad (4)$$

Из опытов по измерению теплоёмкости газов следует, что при определении числа степеней свободы молекулы её можно рассматривать как систему материальных точек (атомов) с наложенными связями.

Для одноатомной молекулы $i = 3$ (три поступательные степени свободы, соответствующие перемещениям вдоль осей X, Y и Z).

Для двухатомной молекулы (например, N₂ или H₂) с жёсткой связью, т. е. при неизменном расстоянии между атомами вдоль оси Y, $i = 5$ (три поступательные степени свободы её центра инерции (или центра масс) и две вращательные, соответствующие вращениям вокруг осей X и Z). Вращение вокруг оси Y для такой модели молекулы не приводит ни к каким изменениям.

Для трёхатомной молекулы с жёсткими связями $i = 6$ (три поступательных и три вращательных степени свободы).

¹ В статистической физике степени свободы соответствуют независимым обобщённым координатам, определяющим полную энергию или функцию Гамильтона системы. В термодинамике степени свободы – независимые термодинамические параметры, определяющие состояние термодинамического равновесия системы.

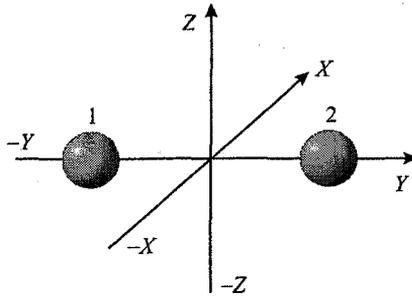


Рис. 1. Модель молекулы двухатомного газа.

В классической статистической физике показано (закон равномерного распределения энергии по степеням свободы), что на каждую степень свободы приходится в среднем энергия $\frac{1}{2}kT$ (где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура).

Для молекул с упругой связью необходимо учесть колебательные степени свободы. Так как колебательное движение характеризуется наличием и потенциальной, и кинетической энергий, средние значения которых равны, то на каждую колебательную степень свободы в среднем приходится энергия в 2 раза больше, чем на каждую поступательную и вращательную степени свободы. Однако при обычных (комнатных) температурах не все степени свободы вносят вклад в теплоёмкость многоатомного газа, некоторые из них выключены («заморожены»), так как могут возбуждаться лишь при достаточно высоких температурах.

Таким образом, средняя энергия E молекулы равна:

$$E = \frac{i}{2}kT, \quad (5)$$

где i – сумма возможных степеней свободы молекулы; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Табл. 1. Число степеней свободы для некоторых молекул.

Молекула	Связь между атомами	Число степеней свободы			i
		поступ.	вращ.	колеб.	
Одноатомная	-	3	0	0	3
Двухатомная	Жёсткая	3	2	0	5
	Упругая	3	2	1	6
Трёхатомная	Жёсткая	3	3	0	6

В соответствии с первым началом термодинамики количество теплоты δQ , подводимое к газу, может расходоваться на увеличение внутренней энергии газа ΔU и на совершение термодинамической работы δW^3 при расширении газа:

$$\delta Q = \Delta U + \delta W . \quad (6)$$

Увеличение внутренней энергии идеального газа в случае изменения его температуры на ΔT рассчитывается по формуле:

$$\Delta U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T . \quad (7)$$

где i – число степеней свободы; R – универсальная газовая постоянная ($R = 8,31 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$).

При расширении газа система выполняет термодинамическую работу δW :

$$\delta W = p dV . \quad (8)$$

Величина теплоёмкости зависит от того, при каких условиях нагревался газ. Рассмотрим процесс нагревания газа при различных условиях.

1. **Изотермический процесс**, протекающий при постоянной температуре системы, $T = \text{const}$, $\Delta T = 0$, $pV = \text{const}$:

$$C_{T=\text{const}} = \frac{\delta Q}{\Delta T} = \infty . \quad (9)$$

2. **Адиабатический процесс**, протекающий без теплообмена системы с окружающей средой, $\delta Q = 0$:

$$C_{Q=\text{const}} = \frac{\delta Q}{\Delta T} = 0 . \quad (10)$$

На практике адиабатическими процессами являются те процессы, которые протекают очень быстро, и теплообмен с окружающей средой не успевает произойти, или же процессы, протекающие в системах, находящихся в термостате.

³ Работу в термодинамике (работу термодинамической системы) рекомендуется обозначать (в отличие от механической работы – работы силы) W , а не A . Работа W является функцией процесса, а не состояния. Поэтому работу нельзя выразить в виде разности двух значений какого-либо параметра в конечном и начальном состояниях. Для достаточно малых значений W используют обозначение δW .

3. **Изохорический процесс**, протекающий при постоянном объёме системы, $V = \text{const}$. В этом случае работа по расширению газа отсутствует ($W = p\Delta V = 0$) и $\delta Q = \Delta U$, следовательно, молярная теплоёмкость газа (т. е. теплоёмкость 1 моля газа) при постоянном объёме C_V :

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{\Delta T} \right)_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R. \quad (11)$$

4. **Изобарический процесс**, протекающий при постоянном давлении системы, $p = \text{const}$. Если поддерживать постоянное давление, то сообщённое газу количество теплоты будет затрачено на увеличение внутренней энергии и на совершение работы:

$$\delta Q = \Delta U + \delta W. \quad (12)$$

Тогда

$$C_p = \frac{\delta Q}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T} + \frac{\delta W}{\Delta T}. \quad (13)$$

где C_p – молярная теплоёмкость газа при постоянном давлении.

Итак, можно сделать вывод: при нагревании при постоянном давлении часть теплоты идёт на производство работы расширения тела, а часть – на увеличение его внутренней энергии, тогда как при нагревании при постоянном объёме вся теплота расходуется на увеличение внутренней энергии, и C_p всегда больше, чем C_V .

Используя уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева–Клапейрона):

$$pV = \nu RT, \quad (14)$$

где $\nu = \frac{m}{\mu}$ – количество вещества, и зная, что для изобарического процесса работа газа равна:

$$W = p\Delta V, \quad (15)$$

можно показать, что для одного моля газа:

$$\frac{\delta W}{\Delta T} = R. \quad (16)$$

Работа расширения 1 моля любого идеального газа при нагревании его на 1 К при постоянном давлении одинакова и равна универсальной газовой постоянной R .

Поэтому уравнение (13) можно переписать в виде формулы Майера:

$$C_p = C_v + R, \quad (17)$$

или

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (18)$$

Разделив C_p на C_v , получим:

$$\gamma \equiv \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (19)$$

Как видно, γ для любого газа зависит только от числа степеней свободы его молекул. Величина γ называется показателем адиабаты или коэффициентом Пуассона.

Табл. 2. Экспериментальные и теоретические значения C_p и C_v .

Газ	Число атомов в молекуле	Эксперимент			Теория		
		C_p , Дж·М ⁻¹ ·К ⁻¹	C_v , Дж·М ⁻¹ ·К ⁻¹	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$	C_p , Дж·М ⁻¹ ·К ⁻¹	C_v , Дж·М ⁻¹ ·К ⁻¹	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
Аргон (20 °С)	1	20,94	12,69	1,65	20,79	12,5	1,66
Гелий (20 °С)		20,94	12,85	1,63			
Пары ртути Hg (527 К)				1,666			
Азот N ₂ (20 °С)	2	28,62	20,75	1,398	29,08	20,78	1,40
Водород H ₂ (20 °С)		28,83	20,45	1,41			
Кислород O ₂ (20 °С)		29,37	20,98	1,398			
Окись углерода CO		29,3	21,0	1,40			
Пары воды H ₂ O (20 °С)	3	36,19	27,82	1,30	33,30	25,0	1,33
Углекислый газ CO ₂ (20 °С)		36,83	28,48	1,29			
SO ₂ (292 К)				1,260			
NH ₃ (20 °С)	4	36,78	28,18	1,31	33,30	25,0	1,33
Метан (20 °С)		35,59	27,21	1,31			
Хлороформ CHCl ₃ (20 °С)	5	71,97	63,60	1,13			

Впервые измерение отношения теплоёмкостей для газов было осуществлено французскими химиками Н. Клеманом и Ш. Дезормом в 1819 г. Данный метод определения показателя адиабаты основывается на изучении параметров некоторой массы газа, переходящей из одного состояния в другое двумя последовательными процессами – адиабатическим и изохорическим.

9.3. Метод исследования и описание установки

Экспериментальная установка представляет собой большой стеклянный толстостенный сосуд A , соединённый с жидкостным U -образным манометром M , по которому измеряют разность h между давлением p внутри сосуда A и атмосферным давлением p_0 .

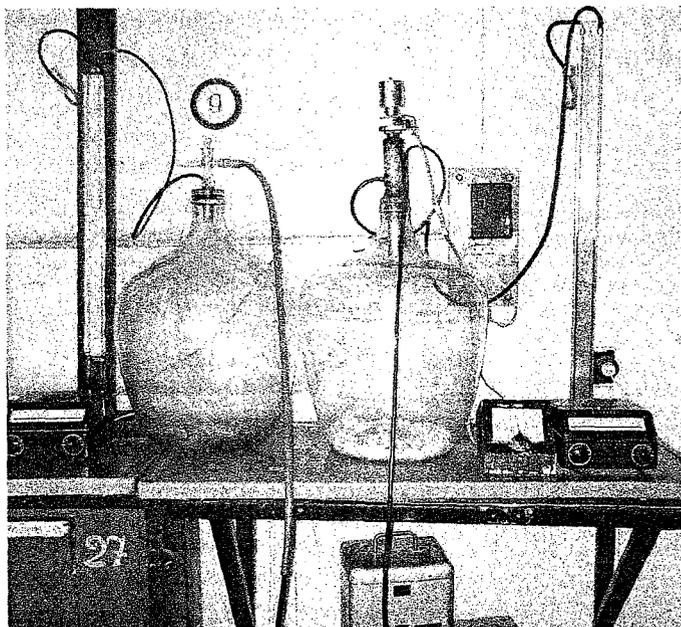


Рис.2. Экспериментальные установки.

Одна из двух установок оборудована трёхходовым краном с автоклапаном Е, позволяющим соединять сосуд А с воздушным насосом (для повышения давления в сосуде) или с атмосферой (для выпуска сжатого воздуха). Кольцо К на автоклапане должно находиться при сжатии воздуха в положении «Впуск», а при расширении – в положении «Выпуск».

Автоклапан Е с панелью управления У устроен так, что он прекращает впуск воздуха в сосуд А, когда давление в сосуде достигает определённой величины, и прекращает выпуск воздуха из сосуда, когда давление в нём сравняется с атмосферным. При выключенном автоклапане сосуд изолирован. Внутри сосуда А помещён один из двух спаев термопары² С, концы которой выведены к милливольтметру В. Второй спай термопары находится вне сосуда. Таким образом, милливольтметр фактически показывает изменение температуры воздуха внутри сосуда по сравнению с комнатной температурой. Для осушения воздуха в сосуде и, таким образом, исключения необходимости учёта наличия в воздухе паров воды (т. е. трёхатомных молекул) на дне сосуда А помещён влагопоглощающий порошок.

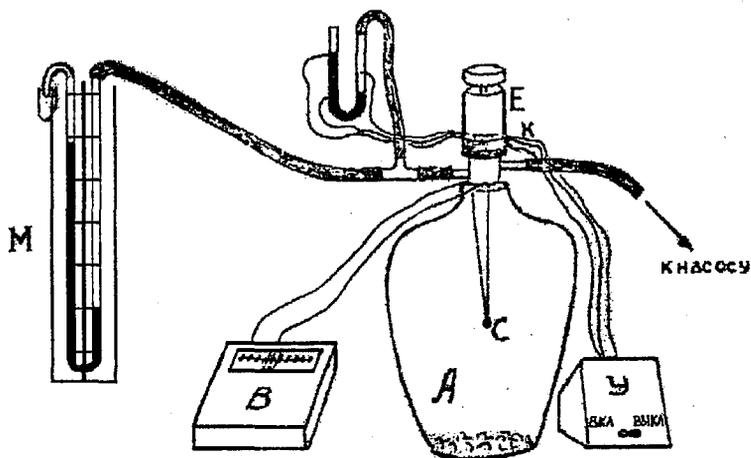


Рис.3. Схема экспериментальной установки с автоклапаном.

² О термопаре см. в описании Лабораторной работы № 14 «Градуировка термопары по реперным точкам и определение коэффициента термоЭДС для данной пары металлов».

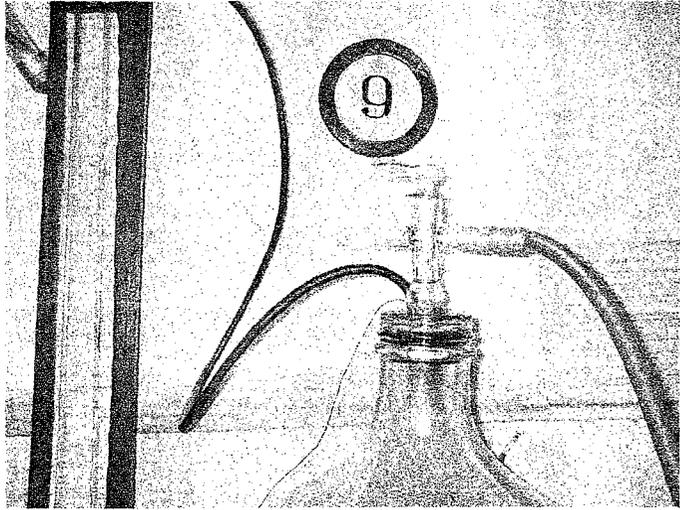


Рис.4. Экспериментальная установка с ручным стеклянным трёхходовым распределительным краном.

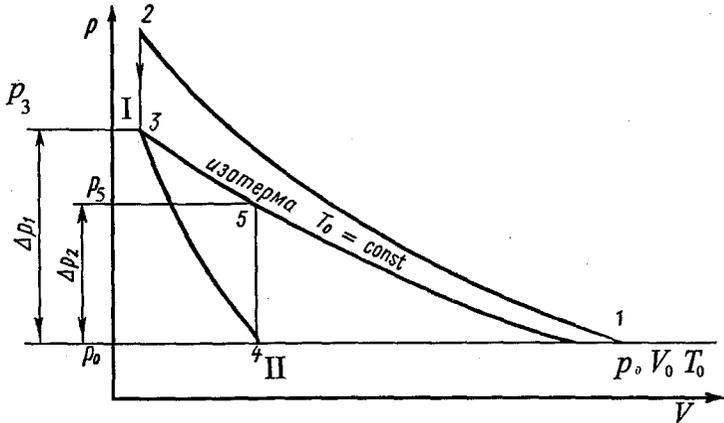


Рис.5. pV -диаграмма процессов в газе: 1-2 и 3-4 – адиабатические процессы; 2-3 – изохорический процесс.

Вторая установка оборудована ручным стеклянным трёхходовым распределительным краном. Поэтому она не имеет автоклапана Е и панели управления У. Вам придётся вручную изменять направление потока воздуха и включать/выключать насос. Трёхходовой кран К позволяет соединять сосуд А либо с атмосферой (положение I крана), либо с насосом (положение II крана), либо изолировать систему и от атмосферы, и от насоса (положение III крана). Отверстие в пробке крана находится со стороны ручки.

Обе установки могут работать независимо друг от друга, однако они оснащены одним воздушным насосом, что исключает возможность одновременного повышения давления в обоих сосудах.

Выделим мысленно в сосуде А некоторый объём газа V_0 и только его и будем рассматривать в дальнейшем. Обозначим через p_0 , V_0 и T_0 исходные величины термодинамических параметров газа в баллоне. Сначала в баллон, соединённый с открытым водяным U-образным манометром, накачаем воздух (процесс 1-2). При этом газ в баллоне сожмётся и нагреется. Если подождать до установления теплового равновесия с окружающей средой в результате изохорического остывания (процесс 2-3), то в этом состоянии газ будет иметь параметры p_3 , V_3 , T_3 , причём температура газа в баллоне будет равна температуре окружающей среды ($T_3 = T_0$), а давление p_3 будет немного больше атмосферного ($p_3 = p_0 + \Delta p_1$). Изменение давления Δp_1 можно определить по разности уровней подкрашенной жидкости h_1 в коленях манометра М. Будем называть это состояние **состоянием I**.

Если теперь на короткое время соединить баллон с атмосферой, то произойдёт быстрое, а, следовательно, адиабатическое расширение воздуха (процесс 3-4). При этом давление понизится до атмосферного $p_4 = p_0$. Масса воздуха, оставшегося в баллоне, которая первоначально занимала часть объёма баллона, расширяясь, займёт весь объём V_4 . При этом температура воздуха, оставшегося в баллоне, понизится до $T_4 < T_0$. Будем называть это состояние **состоянием II**.

Поскольку переход из состояния I в состояние II – адиабатический, к нему можно применить уравнение Пуассона:

$$p_3 V_3^\gamma = p_0 V_4^\gamma \Rightarrow \quad (20)$$

$$\Rightarrow \frac{T_3^\gamma}{p_3^{\gamma-1}} = \frac{T_4^\gamma}{p_0^{\gamma-1}}. \quad (21)$$

Отсюда:

$$\left(\frac{p_0 + \Delta p_1}{p_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0}{T_4}\right)^\gamma. \quad (22)$$

После кратковременного соединения баллона с атмосферой охлаждённый из-за адиабатного расширения воздух в баллоне будет нагреваться (процесс 4-5) до температуры окружающей среды $T_5 = T_0$ при постоянном объёме $V_5 = V_4$. При этом давление в баллоне поднимется до ($p_5 = p_0 + \Delta p_2$). Изменение давления Δp_2 можно определить по разности уровней подкрашенной жидкости h_2 в коленах манометра М. Поскольку процесс 4-5 – изохорический, к нему можно применить закон Шарля:

$$\frac{p_4}{T_4} = \frac{p_5}{T_5}. \quad (23)$$

Отсюда:

$$\frac{p_0 + \Delta p_2}{p_0} = \frac{T_0}{T_4}. \quad (24)$$

Из этих уравнений получим:

$$\left(\frac{p_0 + \Delta p_1}{p_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{p_0 + \Delta p_2}{p_0}\right)^\gamma. \quad (25)$$

Прологарифмируем:

$$(\gamma-1) \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta p_1}{p_0}\right) = \gamma \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta p_2}{p_0}\right). \quad (26)$$

Поскольку избыточные давления Δp_1 и Δp_2 очень малы по сравнению с атмосферным давлением p_0 и, учитывая, что для натуральных логарифмов $\ln(1+x) \approx x$ при $x \ll 1$, будем иметь:

$$(\gamma-1)\Delta p_1 = \gamma\Delta p_2, \quad (27)$$

откуда

$$\gamma = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (28)$$

9.4.1. Порядок выполнения работы на установке с автоклапаном

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
3. Поставьте тумблер на панели управления У автоклапана в положение «Выкл.».
4. Включите осветитель милливольтметра В и запишите положение светового указателя (это значение соответствует комнатной температуре).
5. Поверните кольцо К автоклапана Е в положение «Впуск».
6. Переведите тумблер на панели управления У автоклапана в положение «Впуск».
7. Соедините трубку выбранной Вами установки с выпускным патрубком воздушного насоса.
8. Включите насос и накачайте воздух в насос. Дождитесь срабатывания автоклапана Е и переведите тумблер на панели управления У автоклапана в положение «Выкл.», и выключите насос.
9. После возвращения указателя милливольтметра в исходное положение (это означает, что температура T_0 внутри сосуда стала равна комнатной температуре) отсчитайте разность уровней h_1 манометра М.
10. Поверните кольцо К автоклапана в положение «Выпуск».
11. Включите тумблер автоклапана на панели управления У.
12. После срабатывания автоклапана выключите тумблер. Внимание! Запрещается оставлять автоклапан включённым на время более 1 минуты.
13. После возвращения указателя милливольтметра В в исходное положение ($T_4 = T_0$) измерьте разность уровней h_2 в манометре М.
14. Проведите эксперимент не менее 10 раз.

9.4.2. Порядок выполнения работы на установке со стеклянным трёхходовым краном

Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.

1. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
2. Включите осветитель милливольтметра В и запишите положение светового указателя (это значение соответствует комнатной температуре).
3. Поверните стеклянный трёхходовой кран так, чтобы объём сосуда был соединён с резиновой трубкой, идущей к насосу. Вращая пробку крана одной рукой, другой рукой обязательно придерживайте сам кран, во избежание его поломки.
4. Соедините трубку выбранной Вами установки с выпускным патрубком воздушного насоса.
5. Включите насос и накачайте воздух в насос. Доведите давление до выбранного Вами (следя по манометру М), выключите насос и поверните кран так, чтобы объём сосуда был изолирован и от атмосферы, и от резиновой трубки, идущей к насосу.
6. После возвращения указателя милливольтметра в исходное положение (это означает, что температура T_0 внутри сосуда стала равна комнатной температуре) отсчитайте разность уровней h_1 манометра М.
7. Поверните стеклянный трёхходовой кран так, чтобы объём сосуда был соединён с атмосферой.
8. После возвращения указателя милливольтметра В в исходное положение ($T_4 = T_0$) измерьте разность уровней h_2 в манометре М.
9. Проведите эксперимент не менее 10 раз.

9.5. Обработка результатов измерений

1. Для каждого измеренного значения h_1 и h_2 вычислите значение отношения теплоёмкостей γ .
2. Считая эти значения невоспроизводимыми косвенными измерениями, рассчитайте среднее значение γ , среднее квадратичное отклонение и доверительный интервал абсолютной погрешности $\Delta\gamma$.

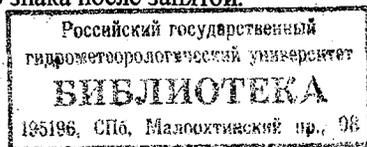
9.6. Содержание отчёта

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. Значения измерений h_1 и h_2 для всех опытов.
3. Вычисленные значения γ для всех опытов.
4. Среднее значение величины γ и доверительные границы $\Delta\gamma$.
5. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

9.7. Контрольные вопросы

- ? Какой процесс называется адиабатическим и как он осуществляется в данной работе?
- ? Сформулируйте первое начало термодинамики. Напишите этот закон для изобарического, изохорического, изотермического и адиабатического процессов.
- ? Что такое теплоёмкость газа? Какова размерность этой физической величины?
- ? Дайте определение удельной и молярной теплоёмкости. В каких единицах системы СИ они измеряются?
- ? Объясните, почему молярная теплоёмкость при постоянном давлении отличается от молярной теплоёмкости при постоянном объёме.
- ? Каков физический смысл универсальной газовой постоянной?
- ? Что такое число степеней свободы молекулы?
- ? Чему равно число степеней свободы для одно-, двух- и многоатомных молекул?
- ? Сколько степеней свободы у молекул газов He, H₂, CO₂? Какие это степени свободы?
- ? Какова связь между c_p , c_v и числом степеней свободы молекул газа?
- ? Каковы теоретические значения показателя адиабаты для одно-, двух- и трёхатомных молекул газов?
- ? Какое значение¹ показателя адиабаты Вы предполагаете получить в результате выполнения данной работы?
- ? Какой метод определения показателя адиабаты использован в данной работе и в чём он состоит?
- ? Почему в данном эксперименте целесообразно использовать сосуд возможно большего диаметра?

¹ С точностью до одного знака после запятой.



- ? Опишите рабочий цикл экспериментальной установки по p - V -диаграмме.
- ? Опишите рабочий цикл экспериментальной установки по p - T -диаграмме.
- ? Имеются ли ограничения, накладываемые на величину начального давления в баллоне?
- ? Какие явления нарушают адиабатичность расширения газа?
- ? Как повлияет на ход эксперимента наличие паров воды в воздухе?

9.8. Литература

- 📖 Булкин П.С., Попова И.И. Общий физический практикум. Молекулярная физика: Учебное пособие. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 215 с. – ISBN 5-211-00099-4. – С.109-113.
- 📖 Глинка Н.Л. Общая химия. – Изд. 16-е, перераб. – Л.: Химия, 1973. – 728 с., §66.
- 📖 Жданов Л.С., Жданов Г.Л. Физика для средних специальных учебных заведений: Учеб. – 5-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 512 с., §6.7.
- 📖 Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г. / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С.3-9.
- 📖 Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1974. – Том 1, гл.8, §§31-34 (С.145-168).
- 📖 Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика. – М., 1991.
- 📖 Королёв Б.И. Основы вакуумной техники. – М.: Энергия, 1957. – Гл.15.
- 📖 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. – 3-е изд. – М., 1976.
- 📖 Матвеев А.Н. Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 1981. – §17.
- 📖 Павленко Ю.Г. Начала физики: Учебник. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Издательство «Экзамен», 2005. – 864 с. (Серия «Учебник»). – ISBN 5-472-00463-2, §2.4.5.
- 📖 Савельев И.В. Курс физики. – М.: Наука, 1989. – Том 1, гл.10, §§65-72 (С.227-249).
- 📖 Трофимова Т.И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.: Высшая школа, 1999. – 542 с., ил. – ISBN 5-06-003634-0, §§50-53.
- 📖 Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука. Физматлит, 1996, гл. П.2 (§§ П.2.2. – П.2.5., П.3.6.).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОТЫ ПЛАВЛЕНИЯ ЛЬДА И ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ В ПРОЦЕССЕ ПЛАВЛЕНИЯ

12.1. Цели и задачи работы

1. Определение удельной теплоты плавления льда калориметрическим методом.
2. Расчёт изменения энтропии льда в процессе плавления.

12.2. Физическое обоснование эксперимента

Агрегатные состояния вещества – состояния одного и того же вещества в различных интервалах температур и давлений. Традиционно агрегатными считают твёрдое, жидкое и газообразное состояния, переходы между которыми сопровождаются скачкообразными изменениями свободной энергии вещества, энтропии, плотности и других физических характеристик.

С увеличением температуры газа при фиксированном давлении он переходит в состояние частично, а затем полностью ионизированной плазмы¹, которую также принято считать агрегатным состоянием.

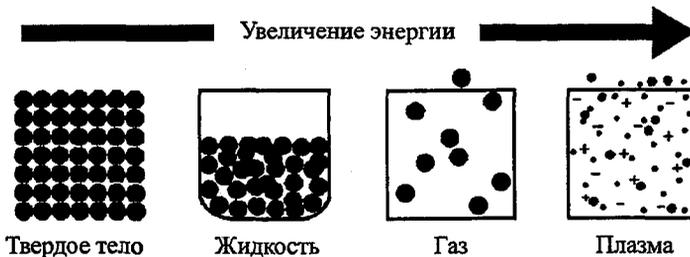


Рис.6. Агрегатные состояния вещества: твёрдое, жидкое, газообразное и плазма.

Агрегатные состояния характеризуются по наличию или отсутствию собственного объёма и формы, а также способности их сохранения. У твёрдого тела есть и объём, и форма. У жидкости есть объём, но нет формы.

¹ **Плазма** – частично или полностью ионизованный газ, в котором концентрации положительных и отрицательных зарядов равны. Название (от греч. *plásma* – вылепленное, оформленное) было предложено в 1923 г. американскими физиками Ирвингом Ленгмюром (Irving Langmuir, 1881-1957) и Леви Тонксом (Lewi Tonks, 1897-1971).

У газа нет ни формы, ни объёма. Эти различия связаны с соотношением энергии взаимодействия между молекулами и энергией теплового движения.

Силы, действующие между двумя молекулами, зависят от расстояния между ними. Молекулы представляют собой сложные пространственные структуры, содержащие как положительные, так и отрицательные заряды. Если расстояние между молекулами достаточно велико, то преобладают силы межмолекулярного притяжения. На малых расстояниях преобладают силы отталкивания. Зависимости результирующей силы F и потенциальной энергии $E_{\text{п}}$ взаимодействия между молекулами от расстояния между их центрами качественно изображены на Рис.7. При некотором расстоянии $r = r_0$ сила взаимодействия обращается в нуль.

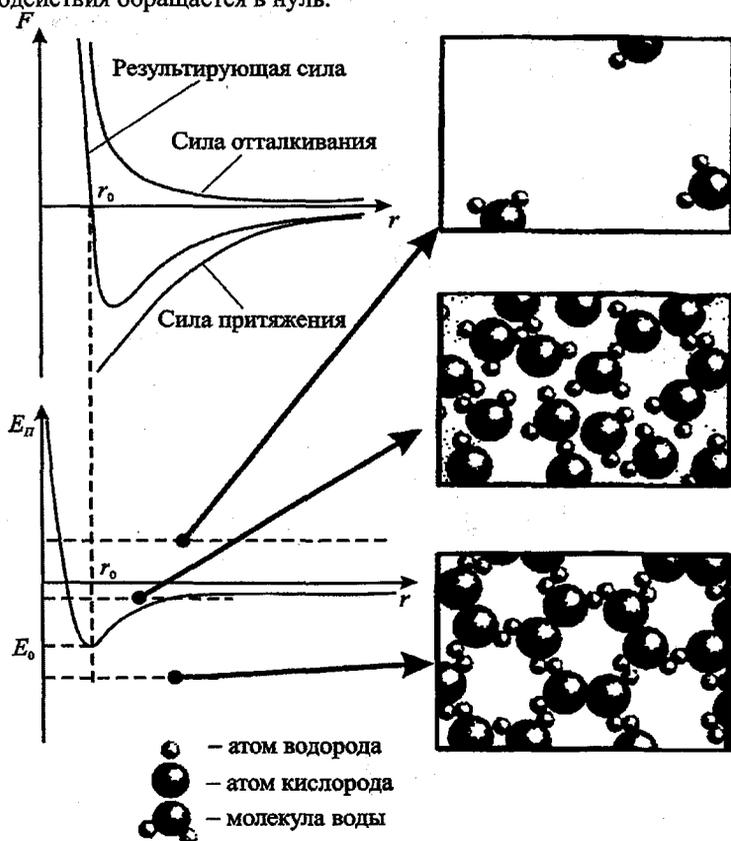


Рис.7. Взаимодействие молекул и агрегатные состояния на примере H_2O .

При бесконечно большом расстоянии между частицами потенциальная энергия равна нулю. При сближении до расстояния r_0 потенциальная энергия уменьшается, так как совершается положительная работа притяжения. При дальнейшем сближении преобладают силы отталкивания (противодействующие движению, следовательно, совершающие отрицательную работу) – потенциальная энергия возрастает.

Потенциальная яма – ограниченная область пространства, в которой потенциальная энергия частицы меньше, чем вне её (термин связан с видом графика зависимости потенциальной энергии от координат).

Глубина потенциальной ямы или энергия связи E_0 (Ошибка! Источник ссылки не найден.) определяет величину работы, которую нужно совершить против сил притяжения для того, чтобы молекулы, оказавшиеся в равновесии, удалить друг от друга и развести на бесконечное расстояние.

Поскольку средняя кинетическая энергия хаотического теплового движения молекул имеет порядок kT , то структура любой совокупности молекул и агрегатное состояние вещества будут существенно зависеть от соотношения E_0 и kT .

В предельном случае низких температур, когда kT много меньше E_0 , молекулы расположатся вплотную друг к другу в определённом порядке – вещество будет находиться в твёрдом агрегатном состоянии. Тепловое движение молекул в твёрдом теле будет проявляться в виде малых колебаний молекул около определённых положений равновесия в пространстве, т. е. в твёрдых телах молекулы совершают беспорядочные колебания около фиксированных центров (положений равновесия). Эти центры могут быть расположены в пространстве нерегулярным образом (аморфные тела) или образовывать упорядоченные объёмные структуры (кристаллические тела).

В противоположном предельном случае высоких температур интенсивное тепловое движение молекул будет препятствовать соединению молекул в агрегаты. Вещество при этом будет находиться в газообразном агрегатном состоянии. В газах¹ расстояния между молекулами обычно значительно больше их размеров. Силы взаимодействия между молекулами на таких больших расстояниях малы, и каждая молекула движется вдоль прямой линии до очередного столкновения с другой молекулой или со стенкой сосуда. Среднее расстояние между молекулами воздуха при нормальных условиях порядка 10^{-8} м, т. е. в десятки раз превышает размер молекул. Слабое взаимодействие между молекулами объясняет способность газов расширяться и заполнять весь объём сосуда. В пределе, когда межмолекулярное притяжение стремится к нулю, мы приходим к представлению об идеальном газе.

¹ От франц. gaz, от греч. chaos – хаос.

При промежуточных температурах ($E_0 \sim kT$) вещество находится в жидком агрегатном состоянии. В жидкостях молекулы имеют значительно большую по сравнению с твёрдым телом свободу для теплового движения. Они не привязаны к определённым центрам и могут перемещаться по всему объёму жидкости. Этим объясняется текучесть жидкостей. Близко расположенные молекулы жидкости также могут образовывать упорядоченные структуры, содержащие несколько молекул. Это явление называется ближним порядком в отличие от дальнего порядка, характерного для кристаллических тел (Рис.8).

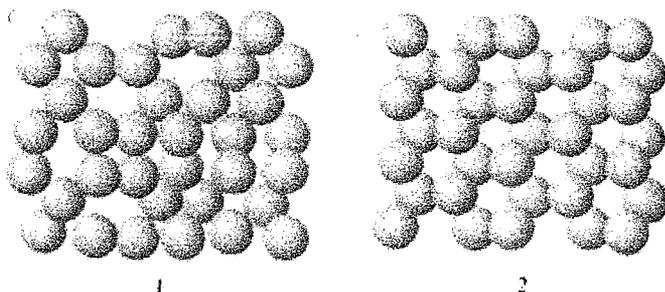


Рис.8. Пример ближнего порядка молекул жидкости и дальнего порядка молекул кристаллического вещества: 1 – вода (жидкость), 2 – лёд (твёрдое тело – кристалл).

В газовой фазе нет ни ближнего, ни дальнего порядка.

Силы, удерживающие частицы твёрдого тела друг около друга, имеют электрическую природу. Но в зависимости от того, что представляют собой частицы – образуются ли они атомами металлического или неметаллического элемента, ионами или молекулами – эти силы существенно различны.

В веществах с молекулярной структурой имеет место межмолекулярное взаимодействие. Силы межмолекулярного взаимодействия, называемые также силами Ван-дер-Ваальса, слабее ковалентных¹ сил, но проявляются на больших расстояниях. В основе их лежит электростатическое взаимодействие диполей, но в различных веществах механизм возникновения диполей различен.

Агрегатное состояние вещества зависит не только от его температуры,

¹ Тип химической связи, характеризуемый увеличением электронной плотности в области между химически связанными атомами в молекуле по сравнению с распределением электронной плотности в свободных атомах.

но и от объёма, занимаемого системой его молекул. При достаточно большом значении объёма молекулы имеют возможность расходиться друг от друга на расстояния, на которых средняя энергия сил притяжения оказывается достаточно малой по сравнению с kT . Поэтому над твёрдым телом и жидкостью всегда присутствует небольшое количество того же вещества в газообразном состоянии – пара.

Пар – состояние газа, при котором последний может быть переведён в жидкое состояние простым сжатием без изменения температуры, т. е. газообразное состояние вещества в условиях, когда газовая фаза может находиться в равновесии с жидкой (твёрдой) фазой того же вещества.

Фазы (фазовые состояния) в термодинамике – термодинамически равновесные (т. е. с постоянными во всех точках системы термодинамическими параметрами) состояния вещества, отличающиеся по физическим свойствам, характеру движения частиц и наличию или отсутствию упорядоченной структуры от других возможных равновесных состояний (других фаз) того же вещества.

Жидкости, занимая промежуточное положение между газами и кристаллами, сочетают в себе черты и тех, и других. Согласно рентгенографическим исследованиям, в отношении характера расположения молекул жидкости также занимают промежуточное положение (по отношению к любой частице расположение ближайших к ней соседей является упорядоченным). Жидкости, так же как и твёрдые тела, обладают большой объёмной упругостью, т. е. сопротивляются изменению своего объёма, но, как и газы, не обладают упругостью формы. Жидкость, налитая в сосуд, заполняет его и принимает форму сосуда. Действие силы тяжести прижимает жидкость ко дну сосуда, а свободная поверхность жидкости устанавливается горизонтально.

Переход вещества из одной фазы в другую – **фазовый переход** – связан с качественными изменениями свойств вещества. Газовое, жидкое и кристаллическое состояния (фазы) различаются характером движения элементов и (наличием) степенью упорядоченности. Различают фазовые переходы первого и второго рода.

При **фазовых переходах первого рода** меняются степень упорядоченности частиц в веществе, средние расстояния между ними, плотность ρ и внутренняя энергия U тела. Изменение ρ и U происходит скачкообразно (Рис. 9) и при строго определённой для данного вещества при данном давлении температуре T_k , которая называется **температурой фазового перехода**. Фазовые переходы первого рода являются обратимыми (стрелки на Рис. 9), а также сопровождаются поглощением или выделением тепла. Теплота фазового перехода называется **скрытой теплотой**, так как температура тела на протяжении всего процесса фазового перехода неизменна.

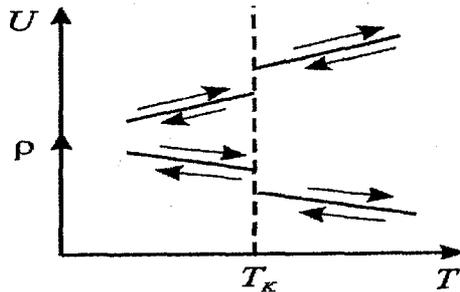


Рис.9. Фазовые переходы первого рода.

На Рис. 10 приведены кривые изменения температуры веществ – кристаллического (А и В) и аморфного (α и β). Температура плавления равна температуре кристаллизации.

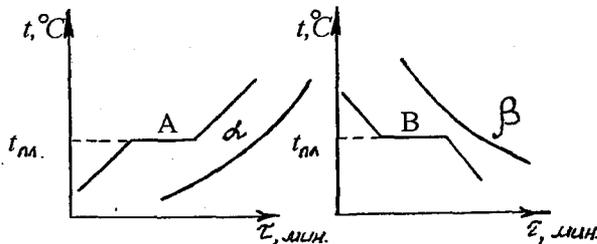


Рис.10. Кривые изменения температуры веществ (А, В – кристаллическое, α , β – аморфное) в зависимости от времени при фазовых переходах первого рода (на графиках показаны процессы плавления (слева) и отверждения (справа)).

Зависимость температуры фазового перехода от давления определяется уравнением Клапейрона–Клаузиуса:

$$dT = T_K \frac{(V_2 - V_1)}{K} dp, \quad (29)$$

где dT – изменение температуры T_K фазового перехода при изменении давления p на величину dp ; V_2 и V_1 – объем вещества в двух разных фазах; K – теплота фазового перехода.

Из уравнения Клапейрона–Клаузиуса следует, что при фазовых переходах, сопровождающихся незначительным изменением объема (например, при плавлении или кристаллизации), температура фазового перехода почти не зависит от давления. Например, для изменения T_K льда всего на 1°C надо изменить давление примерно на $1,3 \cdot 10^7$ Па.

Если же фазовый переход сопровождается значительным изменением объёма (испарение, возгонка), температура T_K фазового перехода сильно зависит от давления. Исследуя зависимость T_K от давления, можно определить теплоту перехода K .

Теплота фазового перехода идёт как на изменение внутренней энергии ΔU (работа по преодолению сил межмолекулярного притяжения), так и на работу по расширению тела $p\Delta V$:

$$K = \Delta U + p\Delta V. \quad (30)$$

При процессах плавления второй член в правой части этого уравнения пренебрежимо мал по сравнению с первым, и вся теплота перехода идёт на изменение внутренней энергии. При процессах испарения или возгонки вторым членом в этом уравнении пренебрегать уже нельзя.

Примером фазового перехода первого рода является кипение – переход жидкости в пар, образующий в её объёме структурные элементы (паровые пузыри, плёнки, струи). На границе раздела фаз пар–жидкость фазовый переход при кипении осуществляется путём испарения.

При фазовых переходах второго рода внутренняя энергия и плотность изменяются плавно, а не скачком. Однако скачкообразно ведут себя другие свойства вещества: теплоёмкость, сжимаемость, коэффициент теплового расширения, диэлектрическая или магнитная восприимчивости. Поглощения или выделения теплоты при этом не происходит. Понятие фазового перехода второго рода ввёл в 1933 г. австрийско-голландский физик-теоретик Пауль Эренфест (Paul Ehrenfest, 1880-1933).

Агрегатные и фазовые состояния не обязательно совпадают.

Испарение жидкостей – это переход из жидкого состояния в газообразное, т. е. фазовый переход I рода.

Испарение происходит при любой температуре, но с ростом температуры скорость испарения увеличивается, так как растёт число быстрых молекул, способных вырваться из жидкости, преодолев силы молекулярного притяжения. Поскольку при этом средняя энергия молекул, остающихся в жидкости, убывает, то жидкость охлаждается. Для поддержания температуры испаряющейся жидкости неизменной к ней надо подводить тепло.

Теплота испарения (теплота парообразования) – количество теплоты, которое необходимо сообщить веществу в равновесном изобарно-изотермическом процессе, чтобы перевести его из жидкого состояния в газообразное (то же количество теплоты выделяется при конденсации пара в жидкость).

Количество теплоты, необходимое для превращения единицы массы жидкости в пар при постоянной температуре, называется удельной теплотой испарения r .

Величина r уменьшается с ростом температуры, так как при этом возрастает кинетическая энергия молекул. Если с помощью внешнего источника теплоты поддерживать температуру жидкости в закрытом сосуде постоянной, то наступит момент, когда число молекул, покидающих жидкость, станет равным числу молекул, возвращающихся в жидкость за то же время. Другими словами, наступит состояние динамического равновесия. Плотность пара при этом постоянна, такой пар называется насыщенным паром, а давление пара при этом называется упругостью насыщенных паров. При нагревании жидкости до такой температуры, при которой упругость её насыщенных паров становится равной внешнему (в частном случае – атмосферному) давлению, испарение жидкости происходит уже не только с поверхности жидкости, но и в её объёме, где также начинают образовываться пузырьки пара, т. е. начинается испарение. Таким образом, температура кипения зависит от того внешнего давления, под которым находится жидкость. Эта зависимость определяется уравнением Клапейрона–Клаузиуса.

Функцию состояния, полным дифференциалом которой является $\frac{\delta Q}{T}$, немецкий физик Рудольф Клаузиус (Rudolf Clausius, 1822–88) назвал энтропией¹ S :

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \quad (31)$$

где $\frac{\delta Q}{T}$ – приведённая теплота.

Энтропия – функция состояния термодинамической системы, полный дифференциал которой равен бесконечно малому количеству теплоты δQ , полученному системой в идеальном обратимом процессе, делённому на температуру, при которой это количество теплоты передаётся системе.

Энтропия системы есть функция её состояния, определённая с точностью до произвольной постоянной. Разность энтропий в двух равновесных состояниях 2 и 1, по определению, равна приведённой теплоте, которую надо сообщить системе, чтобы перевести её из состояния 1 в состояние 2 по любому квазиравновесному пути. Таким образом, получаем интегральное определение энтропии:

$$S_2 - S_1 = \int_{1 \rightarrow 2} \frac{\delta Q}{T}. \quad (32)$$

¹ Определение энтропии впервые было дано Клаузиусом в 1865 г. для определения меры необратимого рассеяния энергии.

Интегрирование здесь ведётся вдоль пути любого квазиравновесного (квазистатического – КВСТ) процесса, связывающего состояния 1 и 2, при этом $\Delta S = S_2 - S_1$ не зависит от пути интегрирования. По определению:

$$S = \int_{\text{КВСТ}} \frac{\delta Q}{T}, \quad (33)$$

где интеграл берётся для произвольного квазиравновесного процесса, переводящего систему в рассматриваемое состояние из другого состояния, условно принятого за начальное.

Для дифференциала функции S получаем дифференциальное определение энтропии:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{КВСТ}}. \quad (34)$$

Поскольку в процессе фазового перехода температура системы не меняется, изменение энтропии системы при переходе из одной фазы в другую определяется выражением:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T_K} = \frac{K}{T_K}, \quad (35)$$

где K – теплота фазового перехода; T_K – абсолютная температура фазового перехода.

Термодинамическая вероятность системы служит характеристикой направленности тепловых процессов. Сравнив вероятности двух состояний системы, можно сразу установить направление процесса, который возможен в данной системе: это переход от менее вероятного состояния к более вероятному. Но подсчитать термодинамическую вероятность системы часто бывает весьма сложно для большинства систем.

Связь энтропии с вероятностью была установлена австрийским физиком Людвигом Больцманом (Ludwig Boltzman, 1844-1906).

Любое упорядоченное состояние всегда можно осуществить меньшим числом способов, чем неупорядоченное. Понятно, что наиболее вероятным будет состояние, которое может быть осуществлено наибольшим числом способов. Это состояние и есть равновесное состояние. Поскольку оно всегда осуществляется наибольшим числом способов, система, предоставленная самой себе, перейдёт именно в равновесное состояние. Самопроизвольное отклонение от этого состояния чрезвычайно маловероятно. Конечно, в природе происходят самопроизвольные отклонения от равновесия, но они весьма малые и кратковременные. Такие отклонения называются флуктуациями.

Качественным отличием теплового движения молекул от других форм движения является его хаотичность, беспорядочность. Для характеристики теплового движения следует, поэтому, ввести количественную меру степени молекулярного беспорядка.

Молекулы газа стремятся к наиболее вероятному состоянию, т. е. состоянию с беспорядочным распределением молекул, при котором примерно одинаковое число молекул движется вверх и вниз, вправо и влево, при котором в каждом объеме находится примерно одинаковое число молекул, одинаковая доля быстрых и медленных молекул в верхней и нижней частях какого-либо сосуда. Любое отклонение от такого беспорядка, хаоса, т. е. от равномерного и беспорядочного перемешивания молекул по местам и скоростям, связано с уменьшением вероятности или представляет собой менее вероятное событие. Напротив, явления, связанные с перемешиванием, с созданием хаоса из порядка, увеличивают вероятность состояния. Только при внешнем воздействии возможно рождение порядка из хаоса, при котором порядок вытесняет хаос. В качестве примеров, демонстрирующих порядок, можно привести созданные природой минералы.

Макроскопическое состояние (макросостояние) термодинамической системы (в частности, идеального газа) определяется значениями её внешних термодинамических параметров (давления p , температуры T , объема V , внутренней энергии U и т.п.), доступных измерениям. Для определения макроскопического состояния однокомпонентной (однофазной системы) достаточно знать значения любых 2 независимых параметров (например, T и p или T и V).

Наиболее вероятным является то макросостояние, которое можно осуществить с помощью максимального числа микросостояний. Число способов, которыми можно осуществить данное состояние называют статистическим весом данного состояния. Тело, предоставленное самому себе, стремится перейти в состояние с большим статистическим весом.

Данное макроскопическое состояние газа с определёнными средними значениями параметров представляет собой непрерывную смену микроскопических состояний (микросостояний), отличающихся друг от друга распределением одних и тех же молекул в разных частях объема. Следовательно, макросостояние системы может существовать продолжительное время, особенно в равновесном состоянии, а микросостояния меняются непрерывно и очень быстро. Например, число молекул в данном макросостоянии в среднем постоянно, хотя при этом происходят их перестановки в различные микросостояния. С макроскопической точки зрения безразлично, какие именно молекулы находятся, например, в одной половине объема, а какие в другой, важно

только их количество. С микроскопической же точки зрения замена какой-либо молекулы в одной половине объёма на молекулу из другой половины объёма приведёт уже к новому термодинамическому микросостоянию.

Термодинамической вероятностью W называют число способов размещения частиц Z или число микросостояний, реализующих данное макросостояние.

Математическая вероятность макросостояния системы не может превышать единицы, а термодинамическая вероятность W всегда больше, или, в крайнем случае, равна единице.

В качестве функции, характеризующей меру беспорядочности теплового движения, Больцман предложил взять величину S , пропорциональную логарифму термодинамической вероятности W :

$$S = k \cdot \ln W. \quad (36)$$

Выберем множитель k равным постоянной Больцмана k (так удобнее для дальнейшего применения). Эта формула называется **формулой (принципом) Больцмана**², а функция S является энтропией рассматриваемой системы. Фактически вывод формулы Больцмана принадлежит немецкому физики Макс Планку (Max Planck, 1858-1947).

Энтропия абсолютно упорядоченного движения равна нулю. Следовательно, энтропия механических движений, которые всегда упорядочены, равна нулю.

Энтропия всегда определяется с точностью до произвольного множителя, поэтому физический смысл имеет изменение энтропии, а не её величина.

При переходе к равновесному термодинамическому состоянию энтропия возрастает, и энтропия системы, находящейся в равновесном термодинамическом состоянии, максимальна.

Можно показать, что определение Больцмана и прежнее определение энтропии не противоречат друг другу.

Энтропия – мера беспорядка. Чем больше беспорядок (равновесное состояние), тем больше энтропия. Переход от упорядоченного состояния к неупорядоченному сопровождается ростом энтропии. В реальной системе (а она всегда неравновесная), предоставленной самой себе, энтропия всегда возрастает. Отсюда – закон возрастания энтропии при необратимых процессах. Причина необратимости – в вероятностном характере микропроцессов.

² Это соотношение выгравировано на памятнике Больцману в Вене.

Формула Больцмана позволяет дать статистическое толкование второго начала термодинамики: оно, являясь статистическим законом, описывает закономерности хаотического движения большого числа частиц, составляющих замкнутую систему.

Плавление льда представляет собой фазовый переход I рода – переход из кристаллической фазы в жидкую. Температура этого перехода при нормальном атмосферном давлении (760 мм рт. ст. или $1,01 \cdot 10^5$ Па) – $T_{пл} = 273,15$ К или 0 °С. Количество теплоты, необходимое для превращения единицы массы кристаллического вещества в жидкость при температуре плавления, называется удельной теплотой плавления λ этого вещества.

12.3. Метод исследования и описание установки

Экспериментальная установка состоит из калориметра, мешалки, электронного цифрового термометра (цена деления $0,1$ °С), электронных весов ВЛТЭ-1100 (точность $0,1$ г) и секундомера.

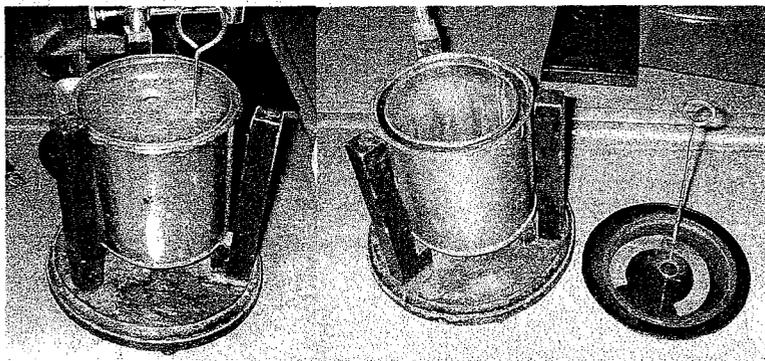


Рис.11. Экспериментальные установки.

Пусть кусок льда массой $m_{л}$ при температуре 0 °С погружают в калориметр с водой, масса которой $m_{в}$, а температура t_0 .

Плавление льда и нагревание полученной из него воды происходят за счёт охлаждения калориметра с водой, в результате чего температура смеси (исходной воды и растаявшего льда) в калориметре понижается до t_1 .

Пусть масса калориметра $m_{к}$, масса мешалки $m_{м}$, общая их масса $m_{км} = m_{к} + m_{м}$. Удельная теплоёмкость латуни, из которой изготовлены и калориметр, и мешалка, $c_{км} = 386$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹, удельная теплоёмкость воды $c_{в} = 4,1816 \cdot 10^3$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹.

Закон сохранения и превращения энергии в этом случае представляет собой уравнение теплового баланса:

$$m_{\text{Л}}\lambda_{\text{Л}} + m_{\text{Л}}c_{\text{В}}(t_1 - 0) = (m_{\text{В}}c_{\text{В}} + m_{\text{КМ}}c_{\text{КМ}})(t_0 - t_1), \quad (37)$$

где $m_{\text{Л}}$ — масса льда или воды, образовавшейся из льда; $\lambda_{\text{Л}}$ — удельная теплота плавления льда; $c_{\text{В}}$ — удельная теплоёмкость воды; t_1 — минимальная температура смеси (воды и растаявшего льда); $m_{\text{В}}$ — масса воды.

Отсюда:

$$\lambda_{\text{Л}} = \frac{(m_{\text{В}}c_{\text{В}} + m_{\text{КМ}}c_{\text{КМ}})(t_0 - t_1)}{m_{\text{Л}}} - c_{\text{В}}t_1. \quad (38)$$

Полное изменение энтропии $(S_2 - S_1)$ при переходе тела из состояния 1 в состояние 2 равно сумме приведённых теплот, соответствующих этому переходу:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (39)$$

Это изменение энтропии будет складываться из приращения энтропии $(S_2 - S_1)_1$ при плавлении льда массы $m_{\text{Л}}$ при температуре плавления льда $T_{\text{пл}} = 273,15 \text{ K}$:

$$(S_2 - S_1)_1 = \int_0^{m_{\text{Л}}} \frac{\lambda_{\text{Л}} dm}{T_{\text{пл}}} = \frac{\lambda_{\text{Л}} m_{\text{Л}}}{T_{\text{пл}}} \quad (40)$$

и приращения энтропии $(S_2 - S_1)_2$ при дальнейшем нагревании массы $m_{\text{Л}}$ получившейся из льда воды от $T_{\text{пл}}$ до $T_1 = (273,15 + t_1) \text{ K}$:

$$(S_2 - S_1)_2 = \int_{T_{\text{пл}}}^{T_1} \frac{c_{\text{В}} m_{\text{Л}} dT}{T} = c_{\text{В}} m_{\text{Л}} \ln \frac{T_1}{T_{\text{пл}}}. \quad (41)$$

Таким образом, полное изменение энтропии в процессе плавления льда и нагревания получившейся из него воды будет равно:

$$S_2 - S_1 = \frac{m_{\text{Л}}\lambda_{\text{Л}}}{T_{\text{пл}}} + c_{\text{В}} m_{\text{Л}} \ln \frac{T_1}{T_{\text{пл}}}. \quad (42)$$

12.4. Порядок выполнения работы

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Получите у дежурного лаборанта принадлежности, необходимые для выполнения данной лабораторной работы (электронный цифровой термометр и секундомер).
3. Взвесьте внутренний калориметр и определите его массу m_K (масса мешалки m_M написана на мешалке).
4. Наполните внутренний калориметр примерно на $2/3$ водой, чья температура примерно на $10\text{ }^\circ\text{C}$ выше комнатной температуры. Взвесьте сосуд ещё раз – это позволит Вам определить массу воды m_B .
5. Поместите датчик термометра в воду для измерения температуры во время опыта.
6. Подготовьте куски льда, общая масса которых m_1 примерно равна $1/3$ массы воды.
7. Включите секундомер, зафиксировав температуру в начальный момент времени. Тщательно перемешивая воду, запишите в таблицу показания термометра через каждые 1-2 минуты.
8. Когда в результате теплообмена с внешней средой температура воды в калориметре понизится примерно на $1-2\text{ }^\circ\text{C}$, запишите температуру t_0 и немедленно опустите в калориметр заранее подготовленный (и, по возможности, подсушенный фильтровальной бумагой) лёд, предварительно расколов его на небольшие куски.
9. Немедленно после опускания льда, продолжая перемешивать воду со льдом в калориметре, измеряйте температуру в нём как можно чаще (желательно, фиксируя изменение температуры на каждый градус) до тех пор, пока не закончится процесс плавления льда (что соответствует минимальной температуре t_1 в калориметре).
10. В заключительной стадии опыта необходимо отмечать повышение температуры воды в калориметре (в результате теплообмена с внешней средой) через каждые 1-2 минуты до тех пор, пока она не повысится на $1,5-2\text{ }^\circ\text{C}$ выше температуры t_1 .
11. Не забудьте взвесить внутренний калориметр в третий раз, чтобы определить массу льда m_L .

12.5. Обработка результатов измерений

Выведенное уравнение для определения удельной теплоты плавления льда λ_D справедливо, если отсутствует теплообмен с окружающей средой, что возможно либо при идеальной теплоизоляции системы, либо при бесконечно быстром таянии льда. В реальном эксперименте эти требования не выполняются. Поэтому при обработке результатов измерений необходимо учитывать теплообмен с окружающей средой.

Предлагаемый метод учёта теплообмена сводится к замене реального процесса фазового перехода, длящегося конечное время, идеализированным «мгновенным» процессом поглощения теплоты льдом.

Графический метод учёта теплообмена калориметра с окружающей средой основан на эмпирическом законе Ньютона, который заключается в том, что скорость теплопередачи пропорциональна разности температур системы t и среды t_{cp} , если эта разность невелика:

$$\frac{dQ}{d\tau} = \alpha(t - t_{cp}) \text{ при } (t - t_{cp}) < 10^\circ\text{C}, \quad (43)$$

где α – коэффициент теплопередачи; τ – время.

В результате теплообмена с окружающей среды система либо получает теплоту (если $t_{cp} > t$), либо отдаёт (если $t_{cp} < t$).

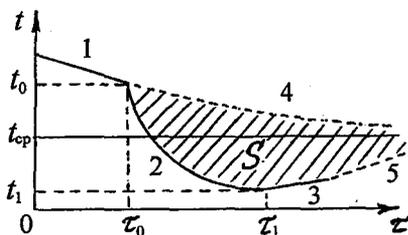


Рис.12. К графическому методу учёта теплообмена: графическая зависимость температуры системы (калориметр с водой) от времени при плавлении льда в калориметре.

Рассмотрим, какие процессы можно выделить на графике зависимости температуры воды в калориметре от времени. Участок 1 – остывание воды в калориметре до погружения туда льда; 2 – плавление льда, опущенного в момент времени τ_0 при температуре t_0 (льда необходимо взять столько, чтобы при его плавлении температура системы опустилась ниже температуры среды, но не приблизилась к 0°C), момент τ_1 – окончание плавления льда,

t_1 – минимальная температура в калориметре; 3 – нагрев системы в результате получения теплоты извне при измерении температуры; 4 – экстраполяция участка 1 (так изменялась бы температура, если бы в калориметр не был положен лёд); 5 – экстраполяция участка 3 (т. е. предполагаемый график нагрева системы в случае продолжения измерений температуры). Кривые 4 и 5 при времени $\tau \rightarrow \infty$ стремятся к прямой, соответствующей температуре среды ($t = t_{\text{ср}}$).

Так как в процессах $1 \rightarrow 4$ и $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 5$ вода и калориметр из одного и того же начального состояния с $t = t_0$ переходят в одно и то же конечное состояние с $t = t_{\text{ср}}$, то, в соответствии с первым началом термодинамики, заштрихованная площадь s пропорциональна количеству теплоты, которое расходуется на плавление льда и нагревание получившейся из него воды до температуры среды.

Для учёта теплообмена в уравнении теплового баланса заменим реальный процесс фазового перехода, длящийся конечное время, идеализированным мгновенным процессом поглощения тепла льдом. С этой целью экстраполируем участок 3 на область $\tau < \tau_1$ и проведём вертикальную прямую АВ так, чтобы было равенство площадей: $s_1 = s_2$.

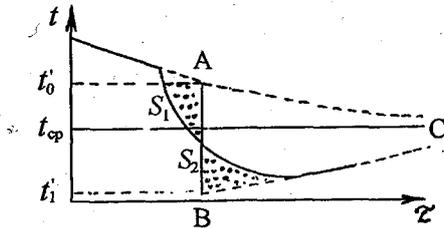


Рис.13. К графическому методу учёта теплообмена.

По построению $s_{ABC} = s - s_1 + s_2$, т. е. $s_{ABC} = s$. Используя данное равенство площадей, можно показать, что ординаты точек А и В являются поправочными значениями температур t'_0 и t'_1 , а уравнение теплового баланса с учётом теплообмена примет вид:

$$\lambda_{\text{л}} = \frac{(m_{\text{В}}c_{\text{В}} + m_{\text{КМ}}c_{\text{КМ}})(t'_0 - t'_1)}{m_{\text{л}}} - c_{\text{В}}t'_1. \quad (44)$$

Следовательно, для определения удельной теплоты плавления льда $\lambda_{\text{л}}$ необходимо определить величины t'_0 и t'_1 , что делается с помощью экспериментального графика и описанных выше дополнительных построений.

12.6. Содержание отчета

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. Величины всех измеренных и указанных масс (калориметра, мешалки, калориметра с водой, калориметра с водой и льдом). Вычисленные массы $m_{\text{л}}$, $m_{\text{в}}$, $m_{\text{км}}$.
3. График изменения температуры воды в калориметре от времени проведения опыта.
4. Температуры t_0 и t_1 , и определённые по графику исправленные температуры t'_0 и t'_1 .
5. Расчёт величин $\lambda_{\text{л}}$ и $(S_2 - S_1)$ и их погрешностей.
6. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

12.7. Контрольные вопросы

- ? Атомы и молекулы тела хаотически движутся. Как это согласуется с тем, что многие тела сохраняют форму и объём?
- ? Как силы взаимодействия между молекулами зависят от расстояния между ними?
- ? Перечислите агрегатные состояния вещества.
- ? Опишите характер движения молекул в газах, жидкостях и твёрдых телах.
- ? Каков характер упаковки частиц у газов, жидкостей и твёрдых тел?
- ? Перечислите основные свойства газов, жидкостей, твёрдых тел.
- ? Что такое агрегатное и фазовое состояния вещества? Чем характеризуется каждое из них?
- ? Что такое фазовые переходы? Какие фазовые переходы существуют и чем они отличаются?
- ? Что такое удельная теплота фазового перехода?
- ? Почему при таянии льда энтропия системы возрастает?
- ? Почему с повышением температуры энтропия всегда возрастает?
- ? Каким образом учитывается в данной работе теплообмен калориметра с окружающей средой?

12.8. Литература

- 📖 *Волькенштейн М.В.* Энтропия и информация. – М.: Наука, 1986.
- 📖 *Гинзбург В.Л.* О физике и астрофизике. Какие вопросы представляются сейчас особенно важными и интересными? – Изд. 2-е, перераб., монография. – М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1974, с.27-32.
- 📖 *Глинка Н.Л.* Общая химия. – Изд. 16-е, перераб. – Л.: Химия, 1973. – 728 с., §§48,65,67.
- 📖 *Жданов Л.С., Жданов Г.Л.* Физика для средних специальных учебных заведений: Учеб. – 5-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 512 с., §§2.3,2.5,3.1.
- 📖 *Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г.* / Отв. редакторы: *В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин.* Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С.15-21,26-33.
- 📖 *Зисман Г.А., Тодес О.М.* Курс общей физики. Том 1. Механика, молекулярная физика, колебания и волны. – Изд. 5-е. – М.: Наука, 1972. – 340 с., ил., §§36,38.
- 📖 *Кикоин А.К., Кикоин И.К.* Молекулярная физика. – М., 1976.
- 📖 *Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е.* Теплообмен и волны в газожидкостных системах. – Новосибирск, 1984.
- 📖 *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – 5-е изд. – М., 1979.
- 📖 *Павленко Ю.Г.* Начала физики: Учебник. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Издательство «Экзамен», 2005. – 864 с. (Серия «Учебник»). – ISBN 5-472-00463-2, §§2.1.4, 2.5.1.
- 📖 *Савельев И.В.* Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. Том 1. Механика. Молекулярная физика. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 432 с., ил., §103.
- 📖 *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. – М., 1972.
- 📖 *Трофимова Т.И.* Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.: Высшая школа, 1999. – 542 с., ил. – ISBN 5-06-003634-0, §§57,75.
- 📖 *Френкель В.Я.* Пауль Эренфест. – М., 1977.
- 📖 *Шамбадаль П.* Развитие и приложения понятия энтропии. – М.: Наука, 1967.

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КИПЕНИЯ ВОДЫ ОТ ДАВЛЕНИЯ

13.1. Цели и задачи работы

1. Изучить зависимость температуры кипения воды T от давления p внутри сосуда.
2. На основании полученных данных вычислить удельную теплоту r испарения воды.

13.2. Физическое обоснование эксперимента

Прежде чем приступать к выполнению работы, необходимо ознакомиться в данном учебном пособии с описанием Лабораторной работы № 12 «Определение удельной теплоты плавления льда и изменения энтропии в процессе плавления».

Кипение жидкости начинается при такой температуре, при которой давление её насыщенных паров становится равным внешнему давлению. В частности, при нормальном атмосферном давлении вода кипит при температуре $100\text{ }^\circ\text{C}$. Это значит, что при этой температуре давление насыщенных паров воды равно 1 атм . При подъёме в горы атмосферное давление уменьшается, и поэтому температура кипения воды понижается (приблизительно на $1\text{ }^\circ\text{C}$ на каждые 300 м высоты). На высоте $7 \cdot 10^3\text{ м}$ давление составляет примерно $0,4\text{ атм}$, и температура кипения понижается до $70\text{ }^\circ\text{C}$.

Уравнение Клапейрона–Клаузиуса для случая испарения имеет вид:

$$\frac{dT}{dp} = T \frac{(v_{\text{п}} - v_{\text{ж}})}{r}, \quad (45)$$

где $v_{\text{п}} \equiv \frac{V_{\text{п}}}{m_{\text{п}}} = \rho_{\text{п}}^{-1}$ – удельный объём пара жидкости; $v_{\text{ж}} \equiv \frac{V_{\text{ж}}}{m_{\text{ж}}} = \rho_{\text{ж}}^{-1}$ – удельный объём жидкости; r – удельная теплота испарения; p – давление; T – температура испарения.

В процессе работы давление внутри сосуда с кипящей водой будет понижаться, начиная с атмосферного давления. Как следует из уравнения Клапейрона–Клаузиуса, понижение давления в сосуде ведёт к понижению температуры кипения, так как всегда $v_{\text{п}} - v_{\text{ж}} > 0$.

Сделаем некоторые упрощения:

- Будем считать, что удельная теплота испарения r не зависит от температуры в исследуемом интервале температур (строго говоря, это не так, поэтому фактически найденное значение r будет средним значением для данного интервала температур).
- Пренебрежём удельным объёмом жидкости $v_{ж}$ по сравнению с $v_{п}$ (так как для воды при 100 °С и 760 мм рт. ст. $v_{п} = 1650 v_{ж}$).
- Для определения $v_{п}$ используем уравнение Менделеева–Клапейрона:

$$pV = \nu RT, \quad (46)$$

где $\nu = \frac{m}{\mu}$ – количество вещества; $\mu = 18,0 \text{ кг}\cdot\text{кмоль}^{-1}$ – молярная масса воды; $R = 8,31 \cdot 10^3 \text{ Дж}\cdot\text{кмоль}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ – универсальная газовая постоянная. В этом случае:

$$v_{п} = \frac{RT}{\mu p}. \quad (47)$$

Учтя эти упрощения в уравнении Клапейрона–Клаузиуса, и разделив переменные, получаем дифференциальное уравнение:

$$\frac{dp}{p} = \frac{\mu r}{R} \frac{dT}{T^2}. \quad (48)$$

Проинтегрируем его:

$$\int \frac{dp}{p} = \frac{\mu r}{R} \int \frac{dT}{T^2}, \quad (49)$$

получим:

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{\mu r}{R} \frac{1}{T}, \quad (50)$$

где $\ln p_0$ – некоторая постоянная (постоянная интегрирования).

Полученное уравнение – уравнение прямой $y = ax + b$, где $y = \ln p$; $x = \frac{1}{T}$; $b = \ln p_0$; $a = -\frac{\mu r}{R}$ – коэффициент наклона прямой, численно равный тангенсу наклона этой прямой. Определив значение a (по методу наименьших квадратов (МНК) из графика $\ln p = f\left(\frac{1}{T}\right)$), можно вычислить значение r :

$$r = -\frac{aR}{\mu} \quad (51)$$

Также можно получить и уравнение, выражающее связь между давлением p насыщенных паров жидкости и её температурой T :

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu r}{RT}} \equiv p_0 \exp\left(-\frac{\mu r}{RT}\right). \quad (52)$$

13.3. Метод исследования и описание установки

Колба А с водой установлена на электронагревателе, который включается в сеть напряжением 220 В. С помощью резиновых трубок колба соединена через холодильник Д с манометром М и через сосуд В с трёхходовым краном К.

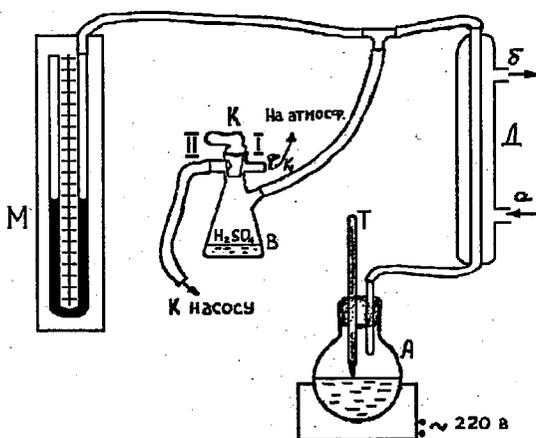


Рис.14. Схема экспериментальной установки.

Холодильник Д представляет собой трубку, окружённую водяной рубашкой для охлаждения паров воды. В любой холодильник вода из водопроводного крана всегда подаётся через нижнее отверстие (а) и отводится через верхнее (б).

В сосуде В находится концентрированная серная кислота для поглощения паров воды.

Трёхходовой кран К позволяет соединять систему колба–холодильник–сосуд В–манометр либо с атмосферой (положение I крана К), либо с насосом (положение II крана К), либо изолировать систему и от атмосферы, и от насоса (положение III крана К – не показано на рисунке; ручка пробки при этом направлена либо на читателя, либо от него – отверстие в пробке крана находится со стороны ручки).

Понижение давления в системе, т. е. откачка воздуха из системы осуществляется с помощью форвакуумного насоса с электродвигателем.

Система должна быть хорошо изолирована от внешней среды для того, чтобы в процессе эксперимента давление внутри системы оставалось заданным и неизменным. Температура кипения воды измеряется с помощью термометра Т, опущенного в колбу так, чтобы шарик ртути находился в воде вблизи поверхности.

Атмосферное давление H измеряется по ртутному барометру (на схеме не указан) с точностью до 1 мм рт. ст.

По ртутному манометру М определяют (с точностью до 1 мм рт. ст.) разность между атмосферным давлением H и давлением p внутри колбы.

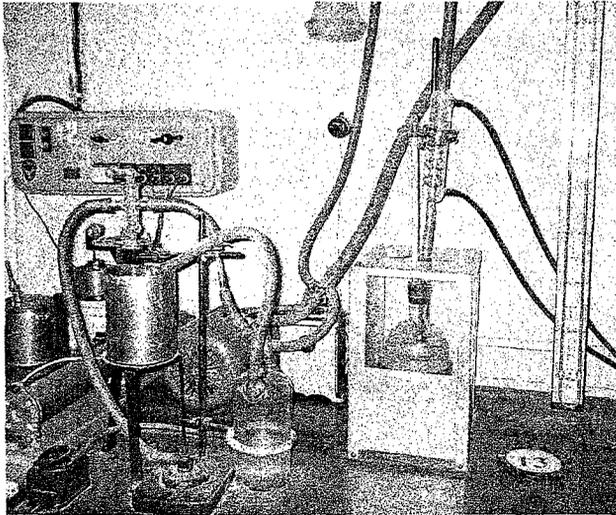


Рис. 15. Экспериментальная установка.

Если $h_{\text{лев}}$ и $h_{\text{пр}}$ – расстояние в миллиметрах в левом и в правом коленях манометра от нулевой отметки шкалы до верхней точки мениска, то $h = h_{\text{лев}} + h_{\text{пр}}$, а давление внутри колбы равно $p = H - h$ ($h_{\text{лев}}$ и $h_{\text{пр}}$ могут быть не равны из-за несоответствия нулевого уровня нулевой отметке шкалы).

13.4.1. Порядок выполнения работы

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
3. Произведите подготовку установки для измерений: соедините систему с атмосферой, для чего поверните кран К в положение I и откройте кран K_1 .
4. Откройте кран водопровода и установите медленное протекание воды через холодильник.
5. Включите электроплитку и начните нагрев.
6. Проверьте положение нуля на шкале манометра. Измерьте по барометру и запишите атмосферное давление H .
7. Нагрейте воду до кипения при атмосферном давлении и приступите к измерениям. Температуру кипения воды измеряйте по ртутному термометру.
8. Выключите электроплитку. Если в нижней части холодильника образуется «пробка» из сконденсированной воды, то прекратите нагрев до тех пор, пока эта вода не стечёт обратно в колбу.
9. Следите за температурой по термометру. Как только она понизится примерно на $0,5^\circ\text{C}$, поставив кран К в положение II, соедините колбу с насосом и начинайте откачивать воздух из колбы насосом до начала кипения воды в колбе. Вращая пробку крана одной рукой, другой рукой обязательно придерживайте сам кран, во избежание его поломки. Поставьте кран К в положение III, перекрыв его, и произведите отсчёты $t^\circ\text{C}$, $h_{\text{лев}}$, $h_{\text{пр}}$. Все эти операции повторяйте примерно через 2°C при понижении температуры воды в колбе до 70°C .
10. Закончив измерения, кран К медленно соедините с атмосферой.

13.4.2. Обратный порядок выполнения работы

Работу можно выполнить и в обратном порядке. Именно этот порядок и рекомендуется – при этом экономится время, так как не нужно ждать, пока вода закипит при атмосферном давлении. В этом случае порядок работы следующий:

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
3. Включив электроплитку и нагрев воду в колбе примерно до $75\text{ }^{\circ}\text{C}$, начните откачивать воздух из системы до закипания воды в колбе. Затем поставьте кран К в положение III и произведите отсчёты $t\text{ }^{\circ}\text{C}$, $h_{\text{лев}}$, $h_{\text{пр}}$. Затем, не выключая электроплитку, медленно соедините кран К с атмосферой и повысьте температуру воды в колбе примерно на $2\text{ }^{\circ}\text{C}$. Поставьте кран К в положение II, откачайте систему до закипания воды в колбе, поверните кран К в положение III и произведите отсчёты $t\text{ }^{\circ}\text{C}$, $h_{\text{лев}}$, $h_{\text{пр}}$ все эти операции повторяйте до тех пор, пока вода не закипит при атмосферном давлении.

13.5. Обработка результатов измерений

1. Постройте графики $T = f(p)$ и $\ln p = f\left(\frac{1}{T}\right)$.
2. Методом наименьших квадратов определите значение a – углового коэффициента прямой $\ln p = f\left(\frac{1}{T}\right)$.
3. Вычислите значение удельной теплоты испарения r .

13.6. Содержание отчёта

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. Таблица измерений H , $h_{\text{лев}}$ и $h_{\text{пр}}$, p , T .
3. График зависимости $T = f(p)$.
4. График зависимости $\ln p = f\left(\frac{1}{T}\right)$, угловой коэффициент a графика, рассчитанный по МНК.
5. Вычисленное значение r .
6. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

13.7. Контрольные вопросы

- ? Что такое фазовый переход?
- ? Какие существуют фазовые переходы, и чем они отличаются?
- ? Что такое удельная теплота испарения?
- ? Какой метод определения удельной теплоты испарения использован в данной работе?
- ? Как и почему температура кипения жидкости зависит от давления?

13.8. Литература

- 📖 *Домб К.* Термодинамика критической точки / В кн.: Твёрдое тело. Структура и свойства. Сборник статей зарубежных учёных. – М.: Знание, 1970. – С.21-32.
- 📖 *Жданов Л.С., Жданов Г.Л.* Физика для средних специальных учебных заведений: Учеб. – 5-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 512 с., §8.8.
- 📖 *Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г.* / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С.33-38.
- 📖 *Зисман Г.А., Тодес О.М.* Курс общей физики. Том 1. Механика, молекулярная физика, колебания и волны. – Изд. 5-е. – М.: Наука, 1972. – 340 с., ил., §40.
- 📖 *Павленко Ю.Г.* Начала физики: Учебник. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Издательство «Экзамен», 2005. – 864 с. (Серия «Учебник»). – ISBN 5-472-00463-2, §§2.5.4-2.5.10, 2.6.1, 2.6.2.
- 📖 *Савельев И.В.* Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. Том 1. Механика. Молекулярная физика. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 432 с., ил., §§91,123.
- 📖 *Трофимова Т.И.* Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.: Высшая школа, 1999. – 542 с., ил. – ISBN 5-06-003634-0, §62.
- 📖 *Эндрюс Т.* О непрерывности газообразного и жидкого состояний вещества. – М.-Л.: ПТИ, 1933.

ГРАДУИРОВКА ТЕРМОПАРЫ ПО РЕПЕРНЫМ ТОЧКАМ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОЭДС ДЛЯ ДАННОЙ ПАРЫ МЕТАЛЛОВ

14.1. Цели и задачи работы

1. Определение коэффициента термоЭДС термопары.
2. Определение типа термопары.
3. Определение температуры плавления исследуемого сплава.
4. Определение состава исследуемого сплава по его температуре плавления.

14.2. Физическое обоснование эксперимента

Соединим при помощи спая два проводника из разнородных металлов А и В, обладающих различными химическими потенциалами¹ и, следовательно, различными концентрациями электронов проводимости (квазисвободных электронов²). При контакте двух металлов квазисвободные электроны вследствие теплового движения могут переходить из одного металла в другой. Чтобы извлечь хотя бы один электрон из металла, необходимо совершить определённую работу, – её называют работой выхода. Работа выхода Φ – энергия, которую необходимо затратить для удаления электрона из твёрдого или жидкого вещества в вакуум (в состоянии с равной нулю кинетической энергией). Работа выхода на графике «энергия–расстояние» представится высотой потенциального барьера, которую электрон должен преодолеть, чтобы выйти из металла.

Обозначим n_A и n_B концентрации квазисвободных электронов в металлах А и В, соответственно. Пусть $n_A > n_B$. Если рассматривать совокупность квазисвободных электронов как электронный газ³, то при одной и той же температуре давление электронного газа больше в том металле, в

¹ Химический потенциал – термодинамическая функция состояния, определяющая изменение термодинамических потенциалов (характеристик состояния термодинамической системы) при изменении числа частиц в системе и необходимая для описания свойств открытых систем (с переменным числом частиц).

² Часто в литературе электроны проводимости в металлах называют не «квазисвободными», а «свободными» или «блуждающими».

³ Теория Лоренца–Друде.

котором больше концентрация электронов, т. е. $p_A > p_B$. В результате перепада давления и хаотического движения электронов начнётся их диффундирование из проводника А в проводник В. Физически это означает переход частиц с более высоких энергетических уровней одного металла на более низкие – свободные – другого.

В результате этого процесса первый металл будет заряжаться положительно, второй – отрицательно. Это будет продолжаться до тех пор, пока химические потенциалы соприкасающихся веществ не сравняются, и система не перейдёт в равновесное состояние, при котором:

$$\mu_1 + e\varphi_1 = \mu_2 + e\varphi_2, \quad (53)$$

где μ_1, μ_2 – начальные химические потенциалы, зависящие от температуры; e – заряд электрона; φ_1, φ_2 – приобретённые потенциалы.

Вследствие такого диффундирования на границе двух металлов возникнет контактная разность потенциалов $\Delta\varphi$:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\mu_1 - \mu_2}{e}, \quad (54)$$

обуславливающая все термоэлектрические явления.

Это означает, что пограничный слой металла А получит положительный заряд, а пограничный слой металла В – отрицательный заряд. Появится электрическое поле, направленное от А к В. Оно будет препятствовать дальнейшему диффундированию электронов, и этот процесс быстро прекратится.

Контактную разность потенциалов открыл итальянский физик и физиолог Алессандро Вольта (Count Alessandro Volta, 1745-1827).

Внешняя контактная разность потенциалов (или просто контактная разность) – разность потенциалов между любыми двумя точками, находящимися вне проводников, но расположенными в непосредственной близости от их поверхностей.

Внутренняя контактная разность потенциалов (контактный скачок потенциала) – разность потенциалов внутри проводника.

Теория и опыт показывают, что в первом приближении к электронному газу применима формула $p = nkT$ (где n – концентрация электронов; k – постоянная Больцмана; T – температура), по которой вычисляется давление p идеального газа. Поэтому перепад давления в пограничном слое, а, следовательно, и контактная разность потенциалов зависят не только от различной концентрации свободных электронов в соприкасающихся металлах, но и от температуры этого слоя.

Рассмотрим кольцевой проводник, составленный из двух разнородных металлов А и В (Рис. 16). Концентрация свободных электронов в металле А больше, чем в металле В. В данном случае – два контактных слоя (С и D) и два

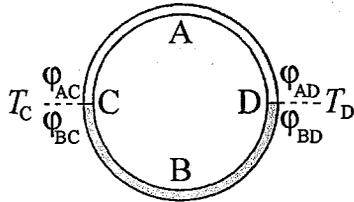


Рис.16. Кольцевой проводник, составленный из двух разнородных металлов.

электрических поля, причём эти поля направлены навстречу друг другу. Обозначим: $\Delta\phi_1 \equiv \phi_{AC} - \phi_{BC}$ и $\Delta\phi_2 \equiv \phi_{BD} - \phi_{AD}$.

При одинаковых температурах пограничных слоёв ($T_C = T_D$) их поля равны по модулю и контактные разности потенциалов взаимно скомпенсированы:

$$\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = 0. \quad (55)$$

Если температура одного из пограничных слоёв отлична от температуры другого слоя ($T_C \neq T_D$), то равновесие электрических полей нарушится:

$$\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 \neq 0. \quad (56)$$

Возникает нескомпенсированная термоэлектродвижущая сила (термоэлектрическая сила, термоЭДС) E :

$$E = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2. \quad (57)$$

ТермоЭДС – электродвижущая сила, возникающая в электрической цепи, состоящей из нескольких разнородных проводников, контакты между которыми имеют различные температуры.

Термоэлектричество было открыто немецким физиком Томасом Йоганном Зеебеком (Thomas Johann Seebeck, 1770-1831) в 1821 г.

Эффект Зеебека – возникновение ЭДС в электрическом контуре, состоящем из двух проводников, контакты между которыми поддерживаются при разных температурах.

В явлении термоэлектричества тепловая энергия непосредственно превращается в электрическую, но для контактов двух металлов коэффициент полезного действия весьма невелик (порядка 0,1%). Это затрудняет использование эффекта Зеебека для производства электроэнергии. Однако в случае контактов двух различных полупроводников коэффициент полезного

¹ Этого, в частности, требует закон сохранения энергии.

действия уже столь значителен, что термопары на полупроводниках могут найти применение в качестве источников тока.

Более широкое применение термоэлектричество нашло в измерении температуры. Локальную температуру измеряют обычно с помощью термопары, представляющей собой две проволоочки из разнородных металлов, спаянные с одного конца (Рис. 19). При нагревании такого спаев на свободных концах проволок возникает термоЭДС, обычно составляющая несколько милливольт. Термопары изготавливают из пар разных металлов и сплавов: железа и константана¹, меди и константана, хромеля² и алломея³. Их термоЭДС практически линейно изменяется с температурой в широком температурном диапазоне.

Термопара — термочувствительный элемент в устройствах для измерения температуры, системах управления и контроля. Состоит из двух последовательно соединённых (спаянных) между собой разнородных проводников или (реже) полупроводников. Если спаев находятся при разных температурах, то в цепи термопары возникает ЭДС (термоЭДС), величина которой однозначно связана с разностью температур «горячего» и «холодного» спаев (Рис. 17).

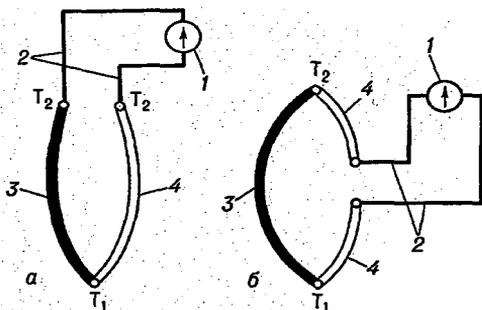


Рис. 17. Схемы включения термопары в измерительную цепь: а — измерительный прибор 1 подключён соединительными проводами 2 к концам термоэлектродов 3 и 4; б — измерительный прибор 1 включён в разрыв термоэлектрода 4; T_1 , T_2 — температура «горячего» и «холодного» контактов (спаев) термопары.

При соответствующем выборе пары проводников и измерительного прибора термопарой можно производить измерения в широком интервале температур с точностью до 0,001 °С.

¹ Константан — сплав: 60 % Cu + 40 % Ni.

² Хромель — сплав, содержащий около 90 % Ni + 10 % Cr.

³ Алломель — сплав, содержащий 95 % Ni и остальное Al, Mn, Si.

К достоинствам термопар относятся их малая теплоёмкость и малое время установления температурного равновесия, а также надёжность и простота изготовления.

Любую термопару, для того, чтобы её можно было использовать в качестве измерительного прибора, сначала необходимо отградуировать. При градуировке чаще всего используют реперные точки температурной шкалы (надёжно воспроизводимые значения температуры, например температуры фазовых переходов).

Зависимость термоЭДС от разности температур «горячего» и «холодного» спаев термопары, строго говоря, не является линейной. Однако при работе в не очень большом интервале температур ($\sim 10^2$ К), эту зависимость можно считать линейной;

$$E = \alpha (T_2 - T_1), \quad (58)$$

где E — термоЭДС; α — коэффициент термоЭДС (коэффициент Зеебека, термоэлектрическая способность пары, термосила, удельная термоЭДС).

В этом случае α можно определить, пользуясь методом наименьших квадратов, если экспериментально измерить несколько значений термоЭДС, соответствующих определённым значениям разности температур спаев ($T_2 - T_1$).

14.3. Метод исследования и описание установки

В работе используется термопара, изготовленная из двух металлических проволок: А и В. Ветви термопары закреплены на штативе, позволяющем регулировать высоту расположения спаев термопары. В разрыв проволоки А включён милливольтметр, используемый для измерения термоЭДС.

Используемые в работе металлы (олово и исследуемый сплав) расплавляют в тиглях¹ на электроплитке. Для перемещения тиглей с плитки на специальную подставку используются щипцы. Для нагревания воды используется колба нагретель.

В данной работе градуировка термопары производится по реперным точкам температурной шкалы. В качестве реперных точек используются

¹ Тигель (нем. Tiegel) — сосуд (горшок) для плавления, варки или нагрева различных материалов, а также для производства лабораторных химических работ (сплавление, сжигание, высушивание). Лабораторные тигли изготавливают из фарфора, плавленого кварца, нержавеющей стали и др. материалов.

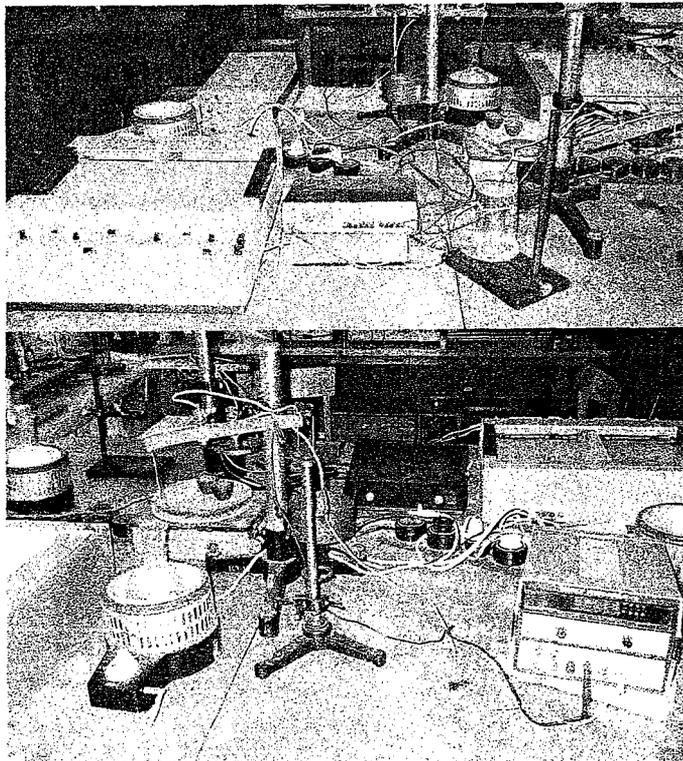


Рис. 18. Экспериментальные установки.

температуры фазовых переходов: кипения и кристаллизации воды, кристаллизации металла (олова).

Температуры фазовых переходов являются стандартными (при определённом давлении), хорошо воспроизводимыми величинами и на этом основании применяются для градуировки приборов, измеряющих температуру.

Температуру плавления неизвестного сплава определяют на основании данных градуировки (вычисленного коэффициента термоЭДС α) и величины термоЭДС E_x , возникающей в цепи, когда «холодный» спай термопары находится в ледяной ванне ($T_1 = 0^\circ\text{C}$), а «горячий» — при температуре застывания исследуемого сплава:

$$T_x = \frac{E_x}{\alpha}. \quad (59)$$

14.4. Порядок выполнения работы

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Получите у дежурного лаборанта принадлежности, необходимые для выполнения данной лабораторной работы.
3. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
4. Приготовьте ледяную ванну с температурой 0°C . Для этого внутренний сосуд калориметра заполняется примерно на $2/3$ мелко колотым льдом и почти полностью заливается холодной водой. Нулевая температура в таком калориметре устанавливается примерно через 5-10 минут.
5. Налейте в колбу воду и включите колбонагреватель.
6. Погрузите оба спая термопары в ледяную ванну. При этом разность температур спаев $T_2 - T_1 = 0$; термоЭДС, измеряемая милливольтметром, в этом случае должна быть равна нулю. Если милливольтметр показывает отличное от нуля значение ЭДС, прибор следует откорректировать.
7. «Холодный» спай оставьте в ледяной ванне, а «горячий» поместите в кипящую воду. Запишите значение термоЭДС, измеряемое милливольтметром. В этом случае $T_1 = 0^{\circ}\text{C}$, а $T_2 = 100^{\circ}\text{C}$ (температура кипения воды при нормальном атмосферном давлении). Отличия температуры кипения воды от 100°C при возможных колебаниях атмосферного давления настолько малы, что ими можно пренебречь по сравнению с погрешностью данного опыта. Измеренное значение термоЭДС соответствует разности температур 100°C .
8. Измерьте значение термоЭДС, возникающей в цепи при разности температур спаев $231,9^{\circ}\text{C}$. Для этого «холодный» спай термопары оставьте в ледяной ванне, а «горячий» должен находиться при температуре равновесия между жидким и твердым состояниями олова (температура плавления олова равна $231,9^{\circ}\text{C}$). Чтобы это условие выполнялось, тигель с расплавленным оловом установите в специальную подставку, спай термопары опустите в расплав и наблюдайте за изменением ЭДС термопары. ЭДС сначала будет плавно уменьшаться (жидкое олово остывает), а затем будет оставаться неизменной в течение некоторого времени застывания

расплава (это время невелико, поэтому наблюдать надо внимательно). ТермоЭДС в этот момент будет соответствовать температуре плавления металла. Для удобства фиксации постоянства температуры помимо цифрового милливольтметра предусмотрен и планшетный (двухкоординатный) самописец (ЛКД4-003 или Р306).

- 9 Измерьте значение термоЭДС, соответствующее разности температур спаев $(231,9 - 100) \text{ }^\circ\text{C} = 131,9 \text{ }^\circ\text{C}$. Для этого «холодный» спай опустите в колбу с кипящей водой, а «горячий» – в тигель с расплавленным оловом. Так же, как и в предыдущем случае, значение ЭДС фиксируйте в момент затвердевания олова.
- 10 Измерьте величину ЭДС при условии, когда «холодный» спай находится в ледяной ванне, а «горячий» – при температуре плавления исследуемого сплава. Эксперимент проводите аналогично случаю, когда «горячий» спай был погружен в олово.
- 11 Измерьте величину ЭДС при условии, когда «холодный» спай находится при температуре застывания расплава олова, а «горячий» – при температуре плавления исследуемого сплава.

Внимание!

1. Будьте крайне внимательны и осторожны при работе с расплавленными металлами и сплавами! Из-за высокой температуры расплавленного олова неосторожный контакт с оловом или тиглем может привести к серьезным ожогам и/или повреждениям одежды. Пользуйтесь только специальным инструментом.
2. Спаи термопары в виде шарика нельзя опускать глубоко под поверхность расплавленного металла или сплава – расплавленный металл или сплав будут шунтировать ЭДС, возникающую в спае. Поэтому необходимо, чтобы шарик спая термопары был опущен чуть-чуть под поверхность расплавленного металла. Кроме того, необходимо следить, чтобы проволока термопары не была скручена над шариком спая, ибо в противном случае ЭДС термопары также будет шунтироваться.
3. Если Вы будете слишком долго держать «горячий» спай термопары в остывающем металле или сплаве и не удалите спай из металла до полной кристаллизации металла, то сплав окажется в застывшем металле. Для извлечения спая из застывшего металла тигель с металлом повторно ставят на плитку и, как только металл расплавится, извлекают из него спай термопары.
4. Этапы работы, соответствующие пунктам 7÷10 Порядка выполнения работы, можно выполнять в произвольном порядке.

14.5. Обработка результатов измерений

1. Обработайте полученные значения разности температур и ЭДС по методу наименьших квадратов и определите коэффициент термоЭДС, и его погрешность.
2. Сравнивая полученное значение коэффициента термоЭДС данной термопары с табличными значениями, определите тип данной термопары.
3. По полученным данным постройте градуировочный график зависимости $E = f(\Delta T)$. На графике должны быть указаны точки, соответствующие разностям температур спаев: 0, 100, 131,9 и 231,9 °С.
4. Вычислите температуру плавления исследуемого сплава T_x по графику и по формуле, а также её погрешность. Систематическую погрешность термоЭДС можно считать равной 0,05 мВ.
5. На основании сравнения определённой температуры плавления исследуемого сплава с табличными данными предположите состав исследуемого сплава.

14.6. Содержание отчёта

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. Значения термоЭДС данной термопары, соответствующие разностям температур спаев $T_2 - T_1$: (100 - 0) °С, (231,9 - 0) °С, (231,9 - 100) °С, $(T_x - 0)$ °С.
3. Расчёт коэффициента термоЭДС данной термопары по МНК и его доверительный интервал.
4. Вывод о типе термопары.
5. Расчёт температуры плавления неизвестного сплава и погрешность этой температуры.
6. График зависимости термоЭДС термопары как функции разности температур «горячего» и холодного спаев $E = f(\Delta T)$.
7. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

14.7. Контрольные вопросы

- ? Какой величиной характеризуется чувствительность термопары?
- ? В чём преимущество и недостатки термопары по сравнению с ртутным термометром?
- ? В чём причина возникновения термоЭДС?
- ? Какова зависимость термоЭДС термопары от разности температур спаев?

14.8. Литература

- 📖 *Жданов Л.С., Жданов Г.Л.* Физика для средних специальных учебных заведений: Учеб. – 5-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 512 с., §§18.1,18.2,18.5.
- 📖 *Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г.* / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С.38-45.
- 📖 *Зисман Г.А., Тодес О.М.* Курс общей физики. Том II. Электричество и магнетизм. – 4-е изд. – М.: Наука, 1969. – 368 с., §22.
- 📖 *Калашиников С.Г.* Электричество. – М.: Наука, 1977. – 592 с., §§198,199,202.
- 📖 *Матвеев А.И.* Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 1981, §§11,57.
- 📖 *Попов М.М.* Термометрия и калориметрия. – М.: Издательство МГУ, 1954, Гл.18.
- 📖 *Савельев И.В.* Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 320 с., ил., §§60,62,63.
- 📖 *Сосновский А.Г., Столярова Н.И.* Измерение температур. – М., 1970.
- 📖 Термоэлектродвижущая сила металлов, пер. с англ. – М., 1980.
- 📖 *Трофимова Т.И.* Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.: Высшая школа, 1999. – 542 с., ил. – ISBN 5-06-003634-0, §§246,247.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15

ГРАДУИРОВКА ТЕРМОПАРЫ ПО ТЕРМОМЕТРУ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОЭДС ДЛЯ ДАННОЙ ПАРЫ МЕТАЛЛОВ**15.1. Цели и задачи работы**

1. Градуировка термопары.
2. Определение коэффициента термоЭДС термопары.
3. Определение типа термопары.

15.2. Физическое обоснование эксперимента

Прежде чем приступать к выполнению работы, необходимо ознакомиться в данном учебном пособии с описанием Лабораторной работы № 14 «Градуировка термопары по реперным точкам и определение коэффициента термоЭДС для данной пары металлов».

В данной работе требуется градуировать термопару, т. е. определить коэффициент термоЭДС α , считая, что зависимость термоЭДС от разности температур ΔT линейная:

$$E = \alpha(T_2 - T_1), \quad (60)$$

где E – термоЭДС; α – коэффициент термоЭДС.

Температура T_1 «холодного» спая в течение всего опыта поддерживается равной 0°C , что соответствует температуре фазового равновесия воды и льда.

Температура T_2 «горячего» спая измеряется цифровым термометром, чей датчик находится в воде вместе со спаем термопары.

15.3. Метод исследования и описание установки

В работе используется термопара, изготовленная из двух металлических проволок: А и В. Ветви термопары закреплены на штативе, позволяющем регулировать высоту расположения спаев термопары. В качестве измерительного прибора для измерения термоЭДС термопары используется милливольтметр с теневой стрелкой М-95 с пределом измерения 5 мкВ , который необходимо перед началом работы тщательно «выставить на ноль».

«Холодный» спай термопары опускают в калориметр, на 2/3 заполненный мелко колотым льдом, и почти полностью залитый холодной водой. Нулевая температура в таком калориметре устанавливается примерно через 5-10 минут.

«Горячий» спай опускают в колбу с водой, куда помещают также датчик электронного цифрового термометра (цена деления $0,1^{\circ}\text{C}$) таким образом, чтобы он находился рядом со спаем термопары. Колбу помещают в электрический колбонагреватель.

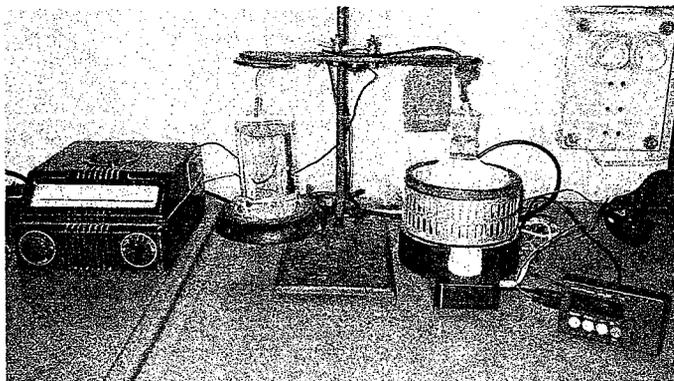


Рис.19. Экспериментальная установка.

15.4. Порядок выполнения работы

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Получите у дежурного лаборанта принадлежности, необходимые для выполнения данной лабораторной работы.
3. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
4. Нагревайте колбу с водой от первоначальной температуры до кипения, причём через каждые 5 градусов производите измерения ЭДС термопары.
5. Если позволит время – повторите измерения ЭДС термопары при охлаждении воды от максимальной до комнатной..

15.5. Обработка результатов измерений

1. Обработайте полученные данные по методу наименьших квадратов и определите значение коэффициента термоЭДС α и его погрешность $\Delta\alpha$.
2. Сравнивая полученное значение коэффициента термоЭДС данной термопары с табличными значениями, определите тип данной термопары.
3. По полученным данным постройте график зависимости термоЭДС термопары как функции разности температур «горячего» и «холодного» спаев $E = f(\Delta T)$.

15.6. Содержание отчёта

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. Таблица экспериментальных данных зависимости термоЭДС термопары от разности температур «горячего» и «холодного» спаев.
3. Расчёт по МНК коэффициента термоЭДС данной термопары и его доверительный интервал.
4. Вывод о типе термопары.
5. Градуировочный график $E = f(\Delta T)$.
6. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

15.7. Контрольные вопросы

- ? В чём причина возникновения термоЭДС?
- ? Какова зависимость ЭДС термопары от разности температур спаев?
- ? Какой способ градуировки термопары – по реперным точкам или по термометру – лучше и почему?

15.8. Литература

- Жданов Л.С., Жданов Г.Л. Физика для средних специальных учебных заведений: Учеб. – 5-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 512 с., §§18.1,18.5.
- Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г. / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С.45-46.
- Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Том II. Электричество и магнетизм. – 4-е изд. – М.: Наука, 1969. – 368 с., §22.
- Калашиников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1977. – 592 с., §§199,202.
- Матвеев А.Н. Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 1981, §§11,57.
- Попов М.М. Термометрия и калориметрия. – М.: Издательство МГУ, 1954, Гл.18.
- Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 320 с., ил., §63.
- Трофимова Т.И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.: Высшая школа, 1999. – 542 с., ил. – ISBN 5-06-003634-0, §247.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО И ОБЪЁМНОГО РАСШИРЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ ПРИ НАГРЕВАНИИ

21.1. Цели и задачи работы:

1. Определить линейный и объёмный коэффициенты расширения металлического стержня при помощи оптического длиномера.

21.2. Физическое обоснование эксперимента

Рассмотрим зависимость энергии взаимодействия молекул или атомов от расстояния между ними. Будем в дальнейшем называть молекулы, атомы или ионы частицами, не вдаваясь в детали строения конкретного химического вещества. Силы, действующие между двумя частицами, зависят от расстояния между ними. Зависимость величины силы от расстояния r для сил притяжения и отталкивания описывается формулами:

$$F_{\text{пр}} = -\frac{b}{r^{m+1}}, \quad (61)$$

$$F_{\text{от}} = \frac{a}{r^{n+1}}, \quad (62)$$

где r – расстояние между частицами; a , b , m и n – константы для данного вещества, причём $m < n$ (для некоторых кристаллов $m = 6$, $n = 9$). При этом силы отталкивания и соответствующая им потенциальная энергия считаются положительными, а силы притяжения и соответствующая им потенциальная энергия – отрицательными.

Результирующая этих двух сил может быть выражена как:

$$F = F_{\text{от}} + F_{\text{пр}} = \frac{a}{r^{n+1}} - \frac{b}{r^{m+1}}. \quad (63)$$

На Рис. 7 и Рис. 20 изображена результирующая зависимость сил взаимодействия от расстояния (одна частица расположена в начале координат).

Зная зависимость сил от расстояния, можно установить и зависимость потенциальной энергии E_{Π} от расстояния. Так как $F = -\frac{dE_{\Pi}}{dr}$ (r – направление наибыстрейшего изменения F , т. е. $F = -\text{grad}E_{\Pi}$), то суммарная потенциальная энергия взаимодействия двух частиц определяется формулой:

$$E_{\Pi} = \frac{A}{r^n} - \frac{B}{r^m}, \quad (64)$$

где $A = \frac{a}{n}$, $B = \frac{b}{m}$. Эта зависимость изображена на Рис. 20 и Рис. 21.

Рис.20. Сила взаимодействия F и потенциальная энергия взаимодействия E_{Π} для двух взаимодействующих молекул как функция расстояния между ними (E_0 – глубина потенциальной ямы), $F > 0$ – сила отталкивания, $F < 0$ – сила притяжения.

Если бы частицы, находящиеся в узлах кристаллической решётки, были совершенно неподвижны (т. е., если бы их кинетическая энергия была равна нулю), то они находились бы друг от друга на расстоянии r_0 , соответствующем дну потенциальной ямы. В действительности эти частицы постоянно колеблются около положения равновесия. Рассмотрим колебания частицы 2 в системе координат, связанной с частицей 1. Вид колебаний будет определяться формой потенциальной ямы.

При повышении температуры увеличивается полная энергия частицы, и, соответственно, возрастает амплитуда колебаний. В момент прохождения частицей положения равновесия её кинетическая энергия принимает максимальное значение $E_{\text{Кмах}}$. Потенциальная энергия частицы в этот момент

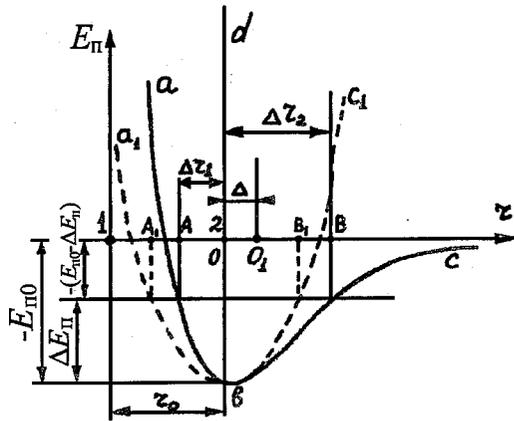


Рис. 21. Зависимость потенциальной энергии E_{Π} взаимодействия частиц от расстояния r между ними.

равна $-E_{\Pi 0}$. При движении частицы 2 в сторону частицы 1 энергия расходуется на преодоление сил отталкивания и переходит в потенциальную энергию взаимодействия. В результате потенциальная энергия увеличивается на $\Delta E_{\Pi} = E_{K_{\text{max}}}$ и становится равной $-(E_{\Pi 0} - \Delta E_{\Pi})$, при этом частица смещается относительно положения равновесия на Δr_1 . При движении частицы 2 в сторону от частицы 1 её кинетическая энергия будет расходоваться на преодоление сил притяжения и также превращаться в потенциальную. При этом частица 2 смещается вправо на расстояние $\Delta r_2 > \Delta r_1$ (из-за несимметричности потенциальной ямы относительно прямой bd – левая ветвь ab круче правой ветви bc из-за того, что силы отталкивания убывают с расстоянием быстрее, чем силы притяжения). Таким образом, колебания частиц в решётке являются ангармоническими.

Если бы частица 2 совершала чисто гармонические колебания, изменение её потенциальной энергии описывалось бы параболой (пунктирная кривая), и отклонения от положения равновесия (OA_1 и OB_1) были бы равны. В этом случае повышение температуры не вызывало бы значительного расширения тела, так как с увеличением температуры возрастала бы только амплитуда колебаний, а расстояния между частицами оставались бы неизменными.

Однако из-за несимметричности потенциальной ямы при $T > 0$ К среднее положение частицы (точка O_1) смещается вправо на расстояние Δ :

$$\Delta = \frac{\Delta r_2 - \Delta r_1}{2}. \quad (65)$$

Это означает увеличение среднего расстояния между частицами на величину Δ .

Чем выше температура, тем величина Δ больше. Поэтому при нагревании среднее расстояние между частицами увеличивается и, следовательно, тело будет расширяться.

Тепловое расширение твёрдых тел количественно выражается коэффициентом линейного расширения α :

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left(\frac{dl}{dT} \right), \quad (66)$$

где l_0 — длина тела при начальной температуре. Коэффициент линейного расширения характеризует относительное изменение длины твёрдых тел при изменении их температуры на один градус.

Потенциальную энергию взаимодействия атомов при смещении на расстояние Δr от положения равновесия в решётке при $T = 0$ К можно приближённо записать следующим образом:

$$E_{\Pi}(\Delta r) = \frac{1}{2} c (\Delta r)^2 - \frac{1}{3} g (\Delta r)^3, \quad (67)$$

где c — коэффициент жёсткости, определяющий частоту гармонических колебаний (аналогично $E_{\Pi} = \frac{kx^2}{2}$ для сжатой пружины); член $c (\Delta r)^3$ описывает асимметрию взаимного отталкивания атомов (g — коэффициент ангармоничности).

Для малых смещений (когда энергия, связанная с ангармоничностью, мала) при нагревании тела до температуры T среднее расстояние между частицами увеличивается на величину $\bar{\Delta}$, равную:

$$\bar{\Delta} = \frac{3 g k T}{4 c^2}. \quad (68)$$

Относительное линейное расширение тела, представляющее собой отношение изменения среднего расстояния $\bar{\Delta}$ между частицами к расстоянию r_0 между ними, равно:

$$\frac{\bar{\Delta}}{r_0} = \frac{3 g k T}{4 c^2 r_0}, \quad (69)$$

т. е. оно оказывается пропорциональным абсолютной температуре тела.

Коэффициент пропорциональности

$$\alpha = \frac{3gk}{4c^2r_0} \quad (70)$$

и представляет собой коэффициент линейного расширения тела.

Эксперименты подтверждают, что при достаточно высоких температурах расширение тела пропорционально абсолютной температуре, и α не зависит от температуры. Однако в области низких температур α ведёт себя так же, как и теплоёмкость твёрдого тела c_V : уменьшается с уменьшением T и $\alpha \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ К согласно третьему началу термодинамики.

Связь теплового расширения с теплоёмкостью следует из того факта, что и α , и c_V связаны с колебаниями кристаллической решётки. Теплоёмкость тела связана с увеличением средней энергии тепловых колебаний атомов, зависящей от амплитуды колебаний; коэффициент α непосредственно связан со средними расстояниями между атомами, которые тоже зависят от амплитуды колебаний.

Отсюда следует важный закон **Грюнейзена**: отношение коэффициента линейного расширения α к удельной теплоёмкости при постоянном объёме c_V твёрдого тела для данного вещества есть величина постоянная и не зависит от температуры.

На практике для характеристики теплового расширения тел часто ограничиваются определением среднего коэффициента линейного расширения:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left(\frac{l - l_1}{t - t_1} \right), \quad (71)$$

где l и l_1 – длина тела соответственно при температуре t и t_1 , l_0 – длина при стандартной температуре (0°C или 20°C).

Коэффициент объёмного расширения β :

$$\beta = \frac{1}{V_0} \left(\frac{V - V_1}{t - t_1} \right), \quad (72)$$

где V и V_1 – объём тела соответственно при температуре t и t_1 , V_0 – объём при стандартной температуре.

Можно показать, что для монокристаллов, обладающих кубической симметрией, и для поликристаллов:

$$\beta = 3\alpha. \quad (73)$$

Монокристаллы в отличие от поликристаллов обладают анизотропией

теплового расширения, т. е. коэффициент линейного расширения для различных направлений внутри кристалла будет иметь различные значения.

При измерении коэффициента α необходимо обеспечить наибольшую точность определения весьма малых смещений. Приборы для измерения теплового расширения называются дилатометрами¹.

Наиболее точное измерение коэффициентов объёмного расширения производится методом рентгеноструктурного анализа – измерением смещения дифракционных пятен.

2.1.3. Метод исследования и описание установки

Экспериментальная установка состоит из термостата с контактным термометром, дополнительного (более точного) термометра, вертикального оптического дилатометра и водяной бани, в которую помещается исследуемый стержень.

Для термостатирования и регулирования температуры в интервале от комнатной температуры до 100 °С применяется термостат ТЛ-150. Нагретая вода при помощи насоса термостата прогоняется по шлангам через водяную баню, в которую помещён исследуемый стержень.

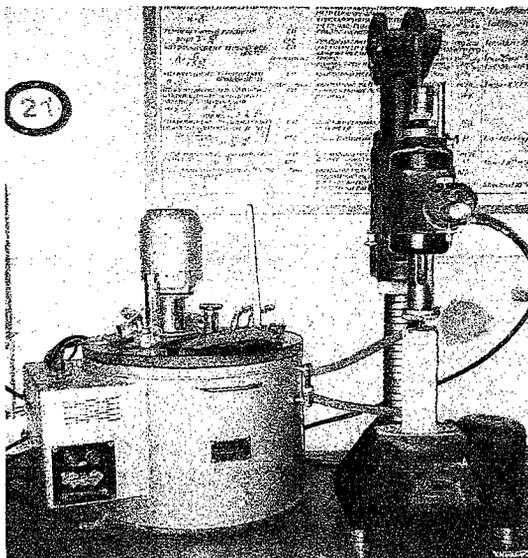


Рис.22. Экспериментальная установка: термостат и дилатометр.

¹ По-гречески – измеритель расширения.

Отсчёт удлинения исследуемого стержня осуществляется с помощью вертикального оптического дальномера ИЗВ-1. Это прибор высокого класса точности, которая достигается за счёт оптических методов отсчёта. Точность измерений дальномером в пределах до 100 мм по аттестату шкалы $\pm \left(0,001 + \frac{l}{2 \cdot 10^5} \right)$ мм, цена деления окулярного микрометра $C_{\min} = 0,001 \text{ мм} \cdot \text{дел}^{-1}$ при подъёме измерительной головки до 250 мм.

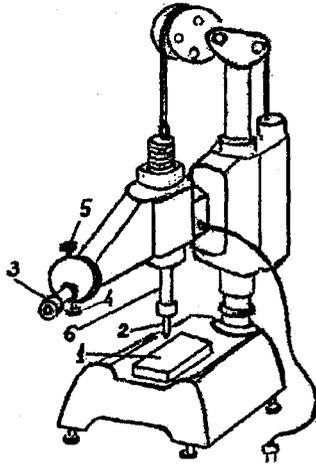


Рис.23. Схема экспериментальной установки – вертикальный оптический дальномер ИЗВ-1: 1 – столик; 2 – наконечник измерительного стержня; 3 – отсчётный спиральный микроскоп; 4 – маховичок; 5 – подающий винт; 6 – цилиндрический стержень.

Исследуемый стержень закрепляется на столике дальномера 1, наконечник измерительного стержня 2 спускается до контакта со стержнем, отсчёт длины производится по спиральному окулярному микрометру. Винтом 5 можно перемещать вверх или вниз окуляр для установления начала отсчёта, в процессе эксперимента подающий винт 5 вращать нельзя.

Преимуществом спирального дальномера является отсутствие мёртвого хода и одинаковость расстояния от глаз всех цифр, исключаяющая необходимость различной аккомодации глаза.

На основную шкалу внутри цилиндрического стержня 6 нанесено 100 делений, расстояние между ними равно одному миллиметру. С помощью осветительного устройства штрихи и цифры шкалы проецируются в поле зрения отсчётного микроскопа 3.

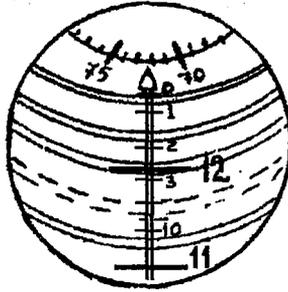


Рис.24. Шкала отсчётного спирального микроскопа.

Изображение миллиметровой шкалы совмещается в поле зрения микроскопа с помещёнными в окуляре двумя дополнительными шкалами: прямолинейной неподвижной шкалой, имеющей 10 делений по 0,1 мм и круговой вращающейся шкалой, нанесённой на одной пластинке с архимедовой спиралью¹. Расстояние между двумя витками архимедовой спирали равно цене деления прямолинейной шкалы (0,1 мм), угол поворота отсчитывается по круговой шкале, имеющей 100 делений, следовательно, цена её деления 0,001 мм. Начало круговой шкалы (отсчёт «0») соответствует такому положению спирали, когда каждый её виток совпадает с соответствующей риску прямолинейной шкалы. Витки спирали сделаны двойными, чтобы можно было точнее совместить риску шкалы с серединой между двумя витками.

В поле зрения отсчётного микроскопа одновременно видны: два-три штриха миллиметровой шкалы, обозначенных крупными числами, например, 11, 12, 13, десять двойных витков спирали, неподвижная шкала десятых долей миллиметра спирального микроскопа с делениями от 0 до 10, круговая шкала отсчёта сотых долей миллиметра. На рисунке штрих «12» миллиметровой шкалы установился между рисками «2» и «3» прямолинейной шкалы. Очевидно, отсчёт будет 12 плюс отрезок от штриха «12» до нулевого штриха десятых долей миллиметра спирального микрометра. В этом отрезке число десятых долей миллиметра будет равно числу двойных витков спирали, прошедших через штрих «12». Таких витков два, значит отрезок равен 0,2 мм. Для того, чтобы произвести отсчёт сотых и тысячных долей миллиметра, необходимо предварительно маховичком 4 подвести двойной виток спирали с номером 3 так, чтобы миллиметровый штрих «12», находящийся в зоне

¹ Архимедова спираль – кривая, описываемая точкой, равномерно движущейся по прямой, в то время как эта прямая равномерно вращается в плоскости вокруг одной из своих точек.

двойных витков, оказался точно посередине между линиями витка с номером 3. Затем по круговой шкале отсчитайте сотые и тысячные доли миллиметра. Индексом для отсчёта по этой шкале служит вертикальный указатель, цена деления круговой шкалы, как уже отмечалось, равна 0,001 мм. Как видно из рисунка, указатель остановился между штрихами шкалы «72» и «73». Значит, в отрезке содержится 0,072 мм. Часть интервала между штрихами «72» и «73» можно определить «на глаз» (оцениваемая доля деления выбирается в диапазоне от 0,2 до 1,0 деления шкалы). Для данного случая она примерно равна 0,5 деления круговой шкалы.

Итак, окончательный отсчёт получается 12,272 мм (12 мм (жирное число основной шкалы) + 0,2 мм (отсчёт по вертикальной шкале) + 0,072 мм (показание указателя круговой шкалы)¹.

Так как при измерении спираль поворачивается не более, чем на один оборот, то здесь нет накопления систематической ошибки.

При измерениях с помощью длиномера имеются следующие источники ошибок:

1. Ошибка нанесения основной шкалы. Соответствующая погрешность градуировки (в мкм) выражается следующей формулой:

$$\Delta l = 1,4 + \frac{L}{140}, \quad (74)$$

где L – измеряемая длина в миллиметрах. При введении поправок в градуировку основной шкалы по индивидуальному паспорту или при измерении малых длин ($L < 1$ мм) эту погрешность можно не учитывать.

2. Ошибка изготовления спирали интерполяционной шкалы. Эта ошибка не превышает 0,1 мкм.
3. Ошибка отсчитывания по круговой шкале.
4. Ошибка совмещения спирали с делением шкалы. Для уменьшения и оценки этой ошибки следует подводить спираль несколько раз и вычислять среднее из отсчётов. Эта ошибка может быть доведена до величин порядка 0,1 мкм. Поэтому при измерениях следует отсчитывать десятые доли микрона (интерполируя на глаз).

Ошибка установки стержня. Для её уменьшения и оценки проводят измерения, несколько раз приподнимая и опуская стержень длиномера. Величина этой ошибки зависит от трения в подшипниках и от жёсткости исследуемого стержня.

¹ Если учитывать отсчёт «на глаз» по положению указателя между делениями «72» и «73» круговой шкалы, то следует прибавить ещё и 0,0005 мм.

21.4. Порядок выполнения работы

1. Внимательно прочитайте раздел «Метод исследования и описание установки» и сопоставьте полученную информацию с реальной лабораторной установкой и стоящей перед Вами задачей.
2. Попросите дежурного лаборанта включить электропитание данной лабораторной работы.
3. Измерительную головку 2 длиномера опустите до соприкосновения с исследуемым стержнем.
4. Включите осветитель и произведите установку длиномера. Настройте оптику спирального микрометра для Вашего зрения. По шкале и спиральному микрометру отсчитайте положение измерительной головки при начальной (комнатной) температуре.
5. Включите насос, прогоняющий воду из термостата через водяную баню, служащую для нагрева исследуемого стержня.
6. Включите термостат.
7. Измерения удлинения исследуемого стержня производите в интервале температур от комнатной до максимально достижимой в конкретном эксперименте (например, до 95 °С) через каждые 5 градусов. Отсчёт температуры производите с максимально возможной точностью (до 0,1 °С).

21.5. Обработка результатов измерений

В исследуемом интервале температур коэффициент линейного расширения α с достаточной точностью можно считать постоянным. Поэтому можно написать уравнение, выражающее линейную зависимость Δl от Δt :

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta t, \quad (75)$$

где l_0 – полная длина исследуемого стержня (в данном случае $l_0 = (195,330 \pm 0,017)$ мм).

Угловой коэффициент прямой, описывающей линейную зависимость типа $y = ax$ (где $y = \Delta l$, $x = \Delta t$), в данном случае равен:

$$a = \alpha l_0. \quad (76)$$

Применяя метод наименьших квадратов, следует найти величину a и её доверительные границы Δa .

21.6. Содержание отчёта

1. Задача и цель работы, метод исследования, основные схемы, характеристики приборов и т.п.
2. График зависимости удлинения стержня от температуры.
3. Таблица наблюдений и расчётов по МНК углового коэффициента прямой в зависимости $\Delta l = f(\Delta t)$.
4. Значение величины $\bar{\alpha}$ и доверительные границы для неё.
5. Коэффициент объёмного расширения β для образца.
6. Конечный результат, записанный в системе СИ, и выводы.

21.7. Контрольные вопросы

- ? Какие силы действуют между частицами твёрдого тела, как они зависят от расстояния?
- ? Чем объясняется расширение тел при нагревании?
- ? Какова связь между коэффициентами линейного и объёмного расширения?
- ? Назовите источники ошибок при измерениях с помощью длиномера.

21.8. Литература

- 📖 Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г. / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 3. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – С. 12-16, 23-31.
- 📖 Соловьёв В.А., Яхонтова В.Е. Основы измерительной техники. Руководство к лабораторным работам по физике. Учеб. пособие. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. – 216 с., ил. – С.50-52.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Некоторые физические величины.

Величина	Обозначение	Значение ¹
Атмосфера стандартная	p	760 мм рт. ст. = 101 325 Па
Газовая (универсальная) постоянная	R	8,314510(70) Дж·К ⁻¹ ·моль ⁻¹
Молярная масса воды	$\mu_{\text{в}}$	18,016 кг·кмоль ⁻¹
Постоянная (число) Авогадро	$N_{\text{А}}$	6,0221367(36)·10 ²³ моль ⁻¹
Постоянная Больцмана	$k = \frac{R}{N_{\text{А}}}$	1,380658(12)·10 ⁻²³ Дж·К ⁻¹
Температура кипения воды при нормальных условиях	T	100 °С = 373,15 К
Температура плавления льда	$T_{\text{пл}}$	0 °С = 273,15 К
Теплоёмкость воды удельная при 20 °С	$c_{\text{в}}$	4,1816·10 ³ Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
Теплоёмкость латуни удельная	$c_{\text{км}}$	386 Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
Элементарный заряд	e	1,60217733(49)·10 ⁻¹⁹ Кл

Значения термоЭДС некоторых пар металлов, мВ.

Температура спая ² , °С	Платина–платина с 10 % родия	Железо–константан	Медь–константан
-200		-8	-5,54
-150			-4,60
-100			-3,35
-50			-1,81
0	0	0	0
20			0,74
50			2,03
100	0,64	5	4,28
150			6,70
200	1,44	11	9,29
300	2,32	16	15
400	3,25	22	21
500	4,22	27	
600	5,22	33	
700	6,26	39	
800	7,33	46	
1000	9,57	58	
1500	15,50		

¹ В скобках в последних значащих цифрах указано стандартное отклонение.² Температура второго спая 0 °С.

Термоэлектрические характеристики некоторых пар металлов и сплавов
в окрестности 100 °С.

Термопара	Коэффициент термоЭДС ¹ α , мкВ·К ⁻¹
Закись меди–платина	1000
Хромель–копель ²	620
Хромель–алюмель	420
Платина–теллуристый свинец	300
Сурьмянистый цинк–платина	200
Висмут–сурьма	110
Платина–висмут	65
Константан–железо	53
Медь–константан	42÷47
Платина–константан	34,4
Сурьма–платина	17,0
Платина–никель	16,4
Железо–платина	16,0÷18,1
Медь–железо	10
Платина–платинородий	10
Медь–платина	7,4
Магний–серебро	3,5
Молибден–серебро	6,3
Свинец–серебро	3,0
Вольфрам–серебро	2,5
Цинк–серебро	0,5

¹ Значения, приведённые в таблице, условны, так как термоЭДС чувствительна к микроскопическим количествам примесей, к ориентации кристаллических зёрен.

² Копель – сплав: 43,5 % Ni + 56,5 % Cu.

Температуры плавления некоторых металлов и сплавов.

Металл или сплав	Температура плавления $T_{пл}$, °C
Алюминий	658,7
Висмут	271,4
Золото	1063
Индий	156
Кадмий	321,1
Калий	64
Литий	186
Магний	649
Медь	1083
Натрий	98
Олово	231,9
Ртуть	-38,9
Свинец	327,4
Серебро	960,8
Цинк	419,5
Сплав Вуда	65,5÷68 ¹
Сплав Липовица	68
Сплав Лихтенберга	92
Сплав Ньютона	94
Сплав Роуза	100
Сплав ЦА 15	443
Сплав ЦАМ 2-4	470
Сплав ЦАМ 2-5	450
Сплав ЦАМ 4-1	390
Сплав ЦАМ 4-3	410
Сплав ЦАМ 8-2	405
Сплав ЦАМ 10-2	419
Сплав ЦАМ 10-5	395
Сплав ЦМ 1	422
Сплав ЦМ 4	445
Сплав ЦОС 3-3	411

¹ В зависимости от конкретного химического состава.

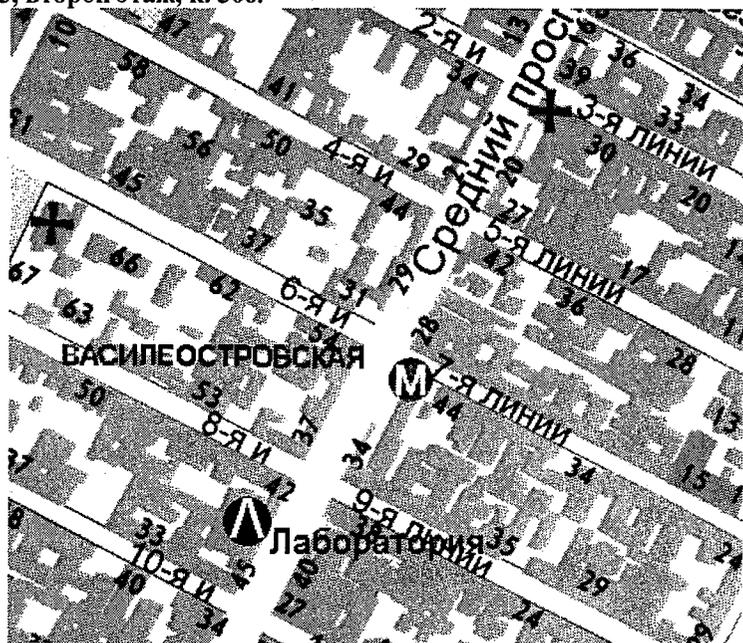
ЛИТЕРАТУРА

- 📖 Булкин П.С., Попова И.И. Общий физический практикум. Молекулярная физика: Учебное пособие. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 215 с. – ISBN 5-211-00099-4.
- 📖 Васильев О.Б., Елфимов В.И., Стальнова С.И., Шишкин Ю.Г. Математическая обработка результатов физического эксперимента: Методические указания для лабораторного физического практикума. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. – 33 с.
- 📖 Деденко Л.Г., Керженцев В.В. Математическая обработка и оформление результатов эксперимента. Под ред. А.Н. Матвеева. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977.
- 📖 Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г. / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 2. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – 52 с.
- 📖 Зароченцева Е.П., Захарова Э.Н., Шишкин Ю.Г. / Отв. редакторы: В.Е. Холмогоров, Ю.Г. Шишкин. Механика и молекулярная физика. Описания лабораторных работ. Часть 3. Молекулярная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1990. – 44 с.
- 📖 Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика. – 2-е изд., перераб. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1976.
- 📖 Номенклатурные правила ИЮПАК по химии. Том 6. Физическая химия. Фотохимия. – М.: Международный союз теоретической и прикладной химии (ИЮПАК). Национальный комитет советских химиков, 1988. – 560 с.
- 📖 Обработка результатов измерения физических величин. Учебное пособие для лабораторного практикума по общей физике. – 3-е изд., перераб. / Фокин С.А., Бармасова А.М., Мамаев М.А. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2003. – 62 с.
- 📖 Политехнический словарь / Редкол.: А.Ю. Ишлинский (гл. ред.) и др. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Советская энциклопедия, 1989. – 656 с., ил. – ISBN 5-85270-003-7.
- 📖 Савельев И.В. Курс общей физики. Том 1. – М.: Наука, 1982. – 431 с.
- 📖 Сквайрс Дж. Практическая физика. Пер. с англ. – М.: Мир, 1971. – 248 с.

- 📖 *Соболев Д.А.* Введение в технику эксперимента. Под ред. *А.Н. Матвеева* и *Н.Н. Журавлёва*. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
- 📖 *Соловьёв В.А., Яхонтова В.Е.* Основы измерительной техники. Руководство к лабораторным работам по физике. Учеб. пособие. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. – 216 с., ил.
- 📖 *Физическая энциклопедия* / Гл. ред. *А.М. Прохоров*. Ред. кол. *Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов* и др. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1988-98.
- 📖 *Фриш С.Э., Тиморева А.В.* Курс общей физики. – М.: Гос. изд. физ.-мат. литер., 1961.
- 📖 *Яворский Б.М., Детлаф А.Л. и др.* Курс физики. Том 1. – М., 1965.

Учебная лаборатория физического эксперимента.

Учебная лаборатория физического эксперимента физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета расположена в здании Межфакультетского учебного центра СПбГУ (бывшее здание химического факультета ЛГУ, 200 метров от станции метро «Василеостровская», между 9-й и 10-й линиями Васильевского острова) по адресу: Санкт-Петербург, Средний проспект Васильевского острова, д. 41-43, второй этаж, к. 306.



На базе Учебной лаборатории физического эксперимента физического факультета СПбГУ проводится физический практикум для нескольких факультетов СПбГУ (биолого-почвенный, геологический, медицинский, физический, химический), Академической гимназии СПбГУ (физико-химические классы), факультета экологии и физики природной среды РГГМУ. Лаборатория одновременно может предоставить свыше 60 рабочих мест (около 40 разных лабораторных работ физического практикума разной сложности по основным разделам общей физики). В исторических помещениях лаборатории размещена постоянно действующая выставка старинных научных приборов.

Заведующий Учебной лабораторией – Владимир Николаевич Наумов.

☎ Телефон: (812) 323-1072.

Учебное издание

Специальный лабораторный практикум по дисциплине «Физика».

Раздел «Молекулярная физика и термодинамика».

Бармасов Александр Викторович
Бармасова Анна Михайловна
Наумов Владимир Николаевич
Яковлева Татьяна Юрьевна

Редактор И.Г. Максимова

ЛР № 020309 от 30.12.96

Подписано в печать 7.06.2006. Формат 60×90 $\frac{1}{16}$. Гарнитура Times New Roman
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 4,5. Тираж 50 экз. Заказ
195196 СПб., Малоохтинский пр., 98, РГГМУ.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for transparency and accountability, particularly in financial matters. The text notes that without clear documentation, it becomes difficult to track expenses, revenues, and other critical data points.

2. The second section addresses the challenges associated with data management in a rapidly changing environment. It highlights the need for robust systems and protocols to handle large volumes of information efficiently. The author suggests that organizations should invest in modern technology and training to ensure their data is secure, accessible, and up-to-date.

3. The third part of the document focuses on the role of leadership in driving organizational success. It argues that effective leaders must be able to communicate a clear vision, inspire their teams, and make strategic decisions. The text provides several examples of successful leaders and their approaches, offering valuable insights for aspiring managers.

4. The final section discusses the importance of continuous learning and development. It stresses that in today's fast-paced world, individuals and organizations must stay current in their knowledge and skills. The author recommends regular training, mentorship, and a culture of lifelong learning to foster innovation and growth.