

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»

Кафедра физики

А.В. МИХАЙЛИЧЕНКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЯРНЫХ ТЕПЛОЁМКОСТЕЙ ВОЗДУХА ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЁМЕ И ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ № 118

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом
государственного образовательного учреждения
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»

Оренбург 2005

УДК 531 (07)
ББК 22.2 я 7
М 69

Рецензент

кандидат физико-математических наук, доцент О.Д. Юрк

Михайличенко А.В.

М 69

Определение молярных теплоёмкостей воздуха при постоянном объёме и постоянном давлении [Текст]: методические указания к лабораторной работе / А.В. Михайличенко, / - Оренбург: ГОУ ОГУ, 2005. - 11 с.

Методические указания включают теоретическое изложение материала, описание методики проведения эксперимента, обработки результатов измерений и контрольные вопросы для самоподготовки.

Методические указания предназначены для выполнения лабораторной работы по дисциплине «Общая физика» для студентов всех специальностей.

ББК 22.2 я 7

© Михайличенко А.В.,
© ГОУ ОГУ, 2005

1 Лабораторная работа №118. Определение молярных теплоёмкостей воздуха при постоянном объёме и постоянном давлении

1.1 Цель работы:

- 1 Изучить классическую теорию теплоёмкости идеального газа
- 2 Определить C_p , C_v , и их отношение γ для воздуха.

1.2 Теоретическое введение

Теплоёмкостью какого-либо тела называют физическую величину, численно равную *количеству тепла* Q^* , необходимого для изменения *температуры* T этого тела на один кельвин.

Удельной теплоёмкостью называют теплоёмкость единицы массы вещества

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}.$$

Удельная теплоёмкость измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

В физике часто используют понятие молярная теплоёмкость. Молярная теплоёмкость численно равна количеству тепла, необходимого для нагревания одного моля вещества на один кельвин

$$C = \frac{Q}{\nu\Delta T},$$

где $\nu = \frac{m}{M}$ – количество вещества в молях, M – молярная масса.

Очевидно, что $[C] = \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Удельная и молярная теплоёмкость связаны соотношением $C = M \cdot c$.

Удельная и молярная теплоёмкости газов не постоянны. Они зависят от условий нагревания. Из множества значений теплоемкости газов особенно важны молярные теплоёмкости при постоянном объеме C_v и постоянном давлении C_p . Определим их исходя из классической теории теплоемкости идеального газа.

Первое начало термодинамики утверждает:

Количество тепла (Q) сообщаемое системе, идет на увеличение её *внутренней энергии* (ΔU) и на совершение системой работы над внешними телами (A).

* пояснение терминов, выделенных курсивом, смотри в приложении

$$Q = \Delta U + A,$$

где $\Delta U = U_2 - U_1$ – изменение внутренней энергии системы (газа).
Внутренняя энергия

$$U = \frac{i}{2} \nu RT .$$

Здесь i – **число степеней свободы** молекул, $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ – универсальная газовая постоянная.

Работа газа против внешних сил

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

1 При изохорическом процессе $V = \text{const}$ и, следовательно, $A = 0$.
Тогда

$$C_V = \frac{Q}{\nu \Delta T} = \frac{\Delta U}{\nu \Delta T} .$$

Внутренняя энергия

$$\Delta U = \frac{i}{2} \nu R \Delta T ,$$

следовательно

$$C_V = \frac{i}{2} R . \quad (1)$$

2 При изобарическом процессе $P = \text{const}$, $A = p \Delta V$.

$$C_P = \frac{Q}{\nu \Delta T} = \frac{\Delta U}{\nu \Delta T} + \frac{A}{\nu \Delta T} = C_V + \frac{A}{\nu \Delta T} .$$

В изобарическом процессе из трех параметров (p , V , T) изменяются лишь температура T и объём V . Из уравнения Клайперона-Менделеева $pV = \nu RT$ следует $p \Delta V = \nu R \Delta T$.

Тогда $\frac{A}{\nu \Delta T} = \frac{\nu R \Delta T}{\nu \Delta T} = R$. Получили уравнение Майера:

$$C_P = C_V + R . \quad (2)$$

Учитывая (1) получаем:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (3)$$

Из уравнения Майера следует, что универсальная газовая постоянная R – физическая величина, численно равная работе одного моля газа, которую он производит при нагревании на один кельвин при изобарическом процессе.

3 Из (1) и (3) следует:

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (4)$$

Принято обозначать $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$.

Цель предлагаемой работы состоит в определении C_v , C_p и их отношения γ для воздуха. Метод определения этих величин основан на применении уравнений изотермического и адиабатического процессов.

Процесс называют изотермическим, если температура T газа остается постоянной. Уравнение изотермы имеет вид:

$$pV = \text{const} \quad \text{или} \quad p_1V_1 = p_2V_2.$$

Адиабатическим называется такой процесс, который происходит без теплообмена между термодинамической системой и окружающей средой. На практике идеальный адиабатический процесс осуществить невозможно, так как невозможно обеспечить абсолютную теплоизоляцию системы. Но если реальный процесс сжатия или расширения газа осуществлять достаточно быстро, так, чтобы заметного теплообмена не успело произойти, то процесс будет близок к адиабатическому. При адиабатическом процессе изменяются все три параметра p , V , и T . Зависимость между давлением p и объёмом V газа описана уравнением Пуассона:

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

Здесь $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ – показатель адиабаты.

Очевидно, что $\gamma > 1$. Поэтому на диаграмме pV (рисунок 1) кривая 2 (адиабата) идет в γ раз круче кривой 1 (изотерма).

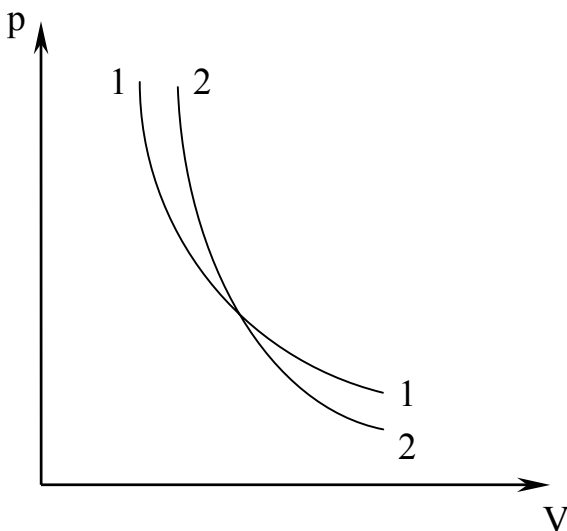


Рисунок 1

Экспериментальная установка и теория метода определения C_p , C_v и γ .

Прибор состоит из большого стеклянного баллона 1, соединенного с водяным манометром 2 и воздушным насосом 3. Удалив пробку 4 можно соединить баллон с атмосферой.

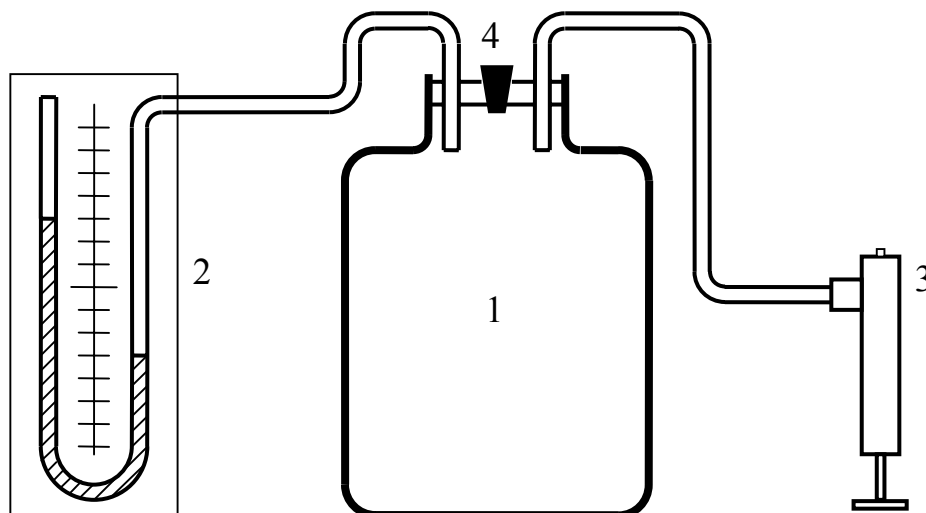


Рисунок 2

При атмосферном давлении P_0 в баллоне находится масса воздуха m . Закрываем баллон пробкой и накачиваем в него некоторое количество воздуха. Если объем баллона V_0 , то начальная масса воздуха m уже не занимает весь объем баллона, а лишь его часть $V < V_0$. Давление воздуха в баллоне становится $P_1 = P_0 + h_0$. Если P_0 измерять в мм водяного столба, то h_0 – разность уровней воды в манометре. Повышение давления сопровождается некоторым повышением температуры в баллоне, поэтому разность уровней h_0 необходимо отсчитывать спустя некоторое время после окончания закачки, когда температура воздуха в баллоне и вне его выровняются.

Если открыть пробку, то избыток воздуха будет выходить из баллона. Давление внутри и вне баллона станет одинаковым (P_0). Выравнивание давлений происходит довольно быстро, за 1 – 2 секунды. Поэтому процесс можно считать адиабатическим. При адиабатическом расширении воздух в баллоне охлаждается до температуры T_1 , а разность уровней в трубках манометра будет равна нулю. Закрыв пробку надо подождать, когда воздух в баллоне нагреется до комнатной температуры (T_0). При этом давление возрастет до $P_2 = P_0 + h_2$.

Таблица 1 – Состояния газа

Состояние газа	Масса	Объем	Давление	Температура
1 Начальное, после закачивания воздуха и выравнивания температур	m	V меньший, чем объем баллона	$P_1 = P_0 + h_1$	T_0 комнатная температура
2 После адиабатического расширения	m	V_0 объем баллона	P_0	T_1 , $T_1 < T_0$
3 После нагревания воздуха до комнатной температуры	m	V_0	$P_2 = P_0 + h_2$	T_0

Состояния 1 и 2 связаны уравнением Пуассона:

$$PV^\gamma = P_0 V_0^\gamma.$$

Учитывая, что в состояниях 1 и 3 воздух имеет одинаковую температуру T_0 , свяжем эти состояния уравнением $P_1 V = P_2 V_0$.

Получили систему двух уравнений, из которых можно определить γ :

$$\begin{cases} P_1 V^\gamma = P_0 V_0^\gamma \\ P_1 V = P_2 V_0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} P_1 V^\gamma = P_0 V_0^\gamma \\ (P_1 V)^\gamma = (P_2 V_0)^\gamma \end{cases}$$

Разделив одно уравнение на другое получим:

$$\frac{P_1^\gamma}{P_1} = \frac{P_2^\gamma}{P_0}.$$

После логарифмирования имеем:

$$\gamma \lg P_1 - \lg P_1 = \gamma \lg P_2 - \lg P_2 \quad \text{или} \quad \gamma(\lg P_1 - \lg P_2) = \lg P_1 - \lg P_0,$$

тогда

$$\gamma = \frac{\lg P_1 - \lg P_0}{\lg P_1 - \lg P_2}.$$

Учитывая, что давления P_0 , P_1 и P_2 мало отличаются друг от друга (нормальное атмосферное давление $P_0 = 1 \cdot 10^5$ Па = 10300 мм водяного столба), заменим отношения разностей логарифмов давлений отношением разностей самих давлений:

$$\gamma = \frac{\lg P_1 - \lg P_0}{\lg P_1 - \lg P_2} \approx \frac{P_1 - P_0}{P_1 - P_2}.$$

Подставив значения P_1 и P_2 (см. таблицу 1), получим:

$$\gamma = \frac{P_0 + h_1 - P_0}{(P_0 + h_1) - (P_0 + h_2)} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (5)$$

Из формулы (5) и уравнения Майера (2), а так же учитывая что $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$, легко получить расчетные формулы для C_P и C_V :

$$C_P = \frac{h_1}{h_2} R, \quad (6)$$

$$C_V = \frac{h_1 - h_2}{h_1} R. \quad (7)$$

1.3 Порядок выполнения работы.

1 Отверстие, соединяющее баллон с атмосферой, закрыть пробкой, насосом накачать в баллон воздух. Рекомендуемая разность уровней воды в манометре – 250 мм. Подкачивая воздух в баллон, поддерживать эту разность уровней две-три минуты. Показания манометра h_1 – это избыточное (над атмосферным) давление воздуха в баллоне. Желательно, чтобы значение h_1 от опыта к опыту не изменялось.

2 Вынуть пробку и, когда уровни жидкости в манометре сравняются, быстро закрыть отверстие.

Внимание: эта часть эксперимента весьма существенна для качества результатов работы. Если пробку вернуть на место слишком рано, то результаты окажутся завышенными. Промедление приводит к обратному результату.

3 После того, как температура воздуха в баллоне и комнате выровняются (прекращается движение жидкости в трубах манометра) провести отсчет разности уровней h_2 . Эксперимент повторить 6 – 7 раз.

Результаты измерений рекомендуется представить в виде таблицы 2.

Таблица 2 – Результаты измерений

№	1	2	3	4	5	6	7
h_2 , мм							
$h_1 = h_1 \pm \Delta h_1 = (\dots \pm \dots)$ мм				$h_2 = h_2 \pm \Delta h_2 = (\dots \pm \dots)$ мм			

Если для всех измерений вы устанавливали одно и тоже значение h_1 , то за Δh_1 можно принять приборную погрешность ($\Delta h_1 = 5\text{мм}$).

Для определения C_p , C_v и γ воспользоваться формулами (6), (7) и (5).

Результаты вычислений представить в виде:

$$C_p = (\bar{C}_p \pm \Delta C_p) \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$$

$$C_v = (\bar{C}_v \pm \Delta C_v) \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$$

$$\gamma = (\bar{\gamma} \pm \Delta \gamma)$$

При расчете погрешностей рекомендуется принять, что относительная погрешность ε для C_p , C_v и γ примерно одинаковы.

Определить ε для молярной теплоёмкости при постоянном давлении C_p по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta C_p}{C_p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h_1}{\bar{h}_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta h_2}{\bar{h}_2}\right)^2}.$$

Сравнить полученные результаты со значениями C_p , C_v и γ , полученными из теории теплоёмкости идеального газа (формулы (1), (3) и (4)).

Сделайте выводы из выполненной Вами работы.

1.4 Вопросы для самопроверки

- 1 Что называют удельной и молярной теплоёмкостями газа? Как они связаны?
- 2 Определить C_p C_v из классической теории теплоемкости газов. Почему $C_p > C_v$?
- 3 Как теоретически определить $\frac{C_p}{C_v}$ для одно-, двух- и трёхатомного газа.
- 4 Что называют адиабатическим процессом?
- 5 Будет ли изменяться температура газа при его адиабатическом расширении (сжатии)?

Приложение

1 Количество тепла (теплота) – энергетическая характеристика процесса теплообмена, измеряемая количеством энергии, которое получает или отдает тело (термодинамическая система). В отличие от внутренней энергии, теплота – функция процесса, а не системы (тела).

2 С точки зрения молекулярно-кинетической теории температура системы, находящейся в термодинамическом равновесии, характеризует интенсивность теплового движения атомов, молекул и других частиц, образующих систему. В классической статистической физике средняя кинетическая энергия теплового движения частиц системы прямо пропорциональна абсолютной температуре.

3 Первое начало термодинамики – один из основных законов термодинамики, являющийся выражением закона сохранения энергии для термодинамической системы.

Если в каком либо процессе происходит очень малое изменение параметров системы (p, V, T), то первое начало термодинамики записывают в виде:

$$dQ = dU + dA.$$

При этом нужно помнить, что

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1, \quad \text{но} \quad \int_1^2 dQ = Q \quad \text{и} \quad \int_1^2 dA = A.$$

Т. е. функцией состояния системы является внутренняя энергия U , а количество тепла Q и работа A не являются функциями состояния системы.

4 Внутренняя энергия – энергия системы (тела), зависящая от ее состояния. Она включает в себя энергию хаотического (теплового) движения всех микрочастиц системы, энергию взаимодействия этих частиц, энергию электронных оболочек атомов и т.д.

Внутренняя энергия идеального газа равна суммарной кинетической энергии теплового движения молекул, она зависит только от абсолютной температуры газа.

5 Число степеней свободы (i) определяется числом независимых координат, однозначно задающих состояние движения. Согласно Клаузиусу и Максвеллу энергия молекулы равномерно распределяется между всеми степенями свободы. Одноатомная молекула имеет три степени свободы, т. к. она может независимо двигаться вдоль любой из трех взаимно перпендикулярных осей координат. Двухатомная молекула имеет пять степеней свободы. Из них три связаны с поступательным движением, а остальные две – с вращательным. Если молекула состоит из трех или более молекул, то она имеет шесть степеней свободы.

Список использованных источников

1 **Савельев, И.В.** Курс общей физики [Текст]: учебное пособие. В 3т.Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И.В. Савельев. - М.: Наука, 1988. - 496 с.

2 **Трофимова, Т.И.** Курс физики [Текст]: учебное пособие для вузов / Т.И. Трофимова. - М.: Высш. шк., 2001. - 542 с.