



Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

**Физический факультет**

*Кафедра общей физики*

*Лабораторный практикум по молекулярной физике*

**Лабораторная работа № 240**

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ УДЕЛЬНЫХ  
ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ  $\gamma = c_p/c_v$  ВОЗДУХА МЕТОДОМ  
АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ**

*Лабораторный практикум по молекулярной физике*

Киров С.А., Панчишин И.М., Салецкий А.М.

Задача №240

Определение отношения удельных теплоемкостей  $\gamma = c_p/c_v$  воздуха методом адиабатического расширения.

Учебное пособие – М.: ООП физ. фак-та МГУ, 2013-2016, 21 с.

Лабораторная работа является переработанным и модернизированным вариантом ранее существовавшей задачи: Булкин П.С., Попова И.И. "Общий физический практикум. Молекулярная физика", задача 4.5. "Определение отношения удельных теплоемкостей  $\gamma = C_p/C_v$  в воздухе". М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988, с.109-113.

Метод Клемана-Дезорма для измерения  $\gamma = C_p/C_v$  реализован с использованием современных электронных датчиков давления и температуры, установка содержит электронасос и электромагнитный клапан для управления процессом.

Добавлена краткая элементарная теория теплоемкости идеального газа и метода Клемана-Дезорма для определения  $\gamma$ , существенная для понимания физики измерений. Описан принцип работы современных датчиков давления.

*Оглавление*

Теоретическое введение.....	3
Теплоемкость газов .....	3
Адиабатический процесс .....	6
Метод Клемана-Дезорма измерения $\gamma = C_p/C_v$ .....	6
Эксперимент.....	13
Экспериментальная установка.....	13
Подготовка к измерениям .....	17
Измерения .....	18
Обработка результатов .....	19
Контрольные вопросы.....	20
Литература.....	21

### Цель работы

Измерение отношения теплоемкостей воздуха  $\gamma = C_p/C_V$  методом Клемана-Дезорма. По результатам эксперимента определяется молярная теплоемкость воздуха  $C_V$  и число степеней свободы молекул воздуха.

### Идея эксперимента

Показатель адиабаты  $\gamma$  можно найти по уменьшению температуры газа при адиабатическом расширении. Это малое изменение температуры можно точно измерить по изменению давления в последующем изохорном нагреве до исходной температуры.

### Теоретическое введение

#### Теплоемкость газов

Молярная теплоемкость  $C$  показывает количество тепла  $Q$ , необходимое для изменения температуры  $T$  одного моля вещества на 1 кельвин:

$$C = \frac{1}{\nu} \frac{\delta Q}{dT}, \quad (1)$$

где  $\nu$  – количество молей. Теплоемкость можно найти из первого начала термодинамики

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (2)$$

где  $U$  – внутренняя энергия, а элементарная работа равна

$$\delta A = p dV, \quad (3)$$

где  $p$  – давление,  $V$  – объем. Для газов теплоемкость зависит от процесса, поскольку от вида процесса зависит совершаемая работа, и соответственно, величина  $Q$ . Подставляя (1), (3) в (2), получаем

$$C = \frac{1}{\nu} \left( \frac{dU}{dT} + p \left( \frac{dV}{dT} \right)_{\text{проц}} \right). \quad (4)$$

где производная  $dV/dT$  берется в соответствии с процессом, в котором участвует газ. Далее будем рассматривать идеальный газ, т.е. газ, подчиняющийся уравнению состояния Менделеева-Клапейрона

$$pV = \nu RT, \quad (5)$$

где  $R$  – газовая постоянная. В изохорном процессе ( $V = \text{const}$ ) работа равна нулю, и теплоемкость, обозначаемая  $C_V$ , определяется только внутренней энергией

$$C_V = \frac{1}{\nu} \frac{dU}{dT}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), получаем окончательное выражение для молярной теплоемкости любого процесса

$$C = C_V + \frac{1}{\nu} p \left( \frac{dV}{dT} \right)_{\text{проц}}.$$

В изобарном процессе ( $p = \text{const}$ ) из (5) следует

$$p \left( \frac{dV}{dT} \right)_p = \nu R,$$

где нижний индекс при производной показывает зафиксированный параметр. Отсюда для изобарной молярной теплоемкости  $C_p$  получается известное соотношение Майера:

$$C_p = C_V + R. \quad (7)$$

Теплоемкость  $C_V$  определяется числом степеней свободы молекулы газа. В классической статистической физике на основании распределения Гиббса доказывается закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул: для статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится средняя кинетическая энергия, равная  $kT/2$ , а на каждую колебательную степень свободы –  $kT$ <sup>1</sup>. Колебательная степень обладает вдвое большей энергией, т.к. на нее приходится не только кинетическая, но и потенциальная

---

<sup>1</sup> Более точно, на каждое квадратичное по скорости или координате слагаемое в выражении для энергии молекулы приходится энергия  $\frac{1}{2} kT$ .

энергия, причем их средние значения одинаковы. Таким образом, средняя энергия одной молекулы

$$u = \frac{1}{2} kT (i_{\text{пост.}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}}),$$

а молярная теплоемкость газа  $C_V = \frac{1}{2} R (i_{\text{пост.}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}})$ .

Таблица 1.

*Характеристические температуры колебательных  $T_{\text{кол}}$  и вращательных  $T_{\text{вр}}$  степеней свободы для молекул азота, кислорода и углекислого газа*

	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>
$T_{\text{вр}}$ , К	2.9	2.1	0.56
$T_{\text{кол}}$ , К	3340	2230	1066, 2100, 3700

Каждая степень свободы имеет свой энергетический порог возбуждения  $U_m$ , которому соответствует своя характеристическая температура, определяемая условием  $kT_{\text{хар}} = U_m$ . Наличие такого порога связано с дискретностью энергетических уровней. При низких температурах работают только поступательные степени свободы, при повышении температуры включаются вращательные, и при еще более высоких начинают работать колебательные. При комнатной температуре колебательные степени свободы в молекулах многих газов почти не возбуждаются, но вращательные полностью задействованы (табл.1). Подключение новых степеней свободы с ростом температуры происходит не скачком, а достаточно широком диапазоне температур вокруг  $T_{\text{хар}}$ . Например, одна из трех колебательных мод молекулы CO<sub>2</sub>, имеющая характеристическую температуру 1066 К, дает заметный вклад в теплоемкость уже при комнатной температуре.

Поскольку все перечисленные молекулы линейны, то они имеют 2 вращательные степени свободы, соответствующие вращениям по двум ортогональным осям, перпендикулярным оси молекулы.

Сухой воздух на 99 % состоит из двухатомных молекул (молярный состав: 21.0% кислорода, 78.1% азота, 0.9% – остальные газы). Таким образом, для по-

давляющего большинства молекул воздуха при комнатной температуре число степеней свободы равно 5, а молярная теплоемкость сухого воздуха близка к

$$C_V = \frac{5}{2}R.$$

### Адиабатический процесс

Экспериментальное нахождение отношения теплоемкостей  $\gamma = C_p/C_V$  методом Клемана-Дезорма основано на проведении адиабатического процесса с исследуемым газом.

*Адиабатическим* называется процесс, при котором отсутствует теплообмен термодинамической системы с окружающей средой. Первое начало термодинамики

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

для адиабатического процесса ( $\delta Q = 0$ ) имеет вид

$$dA = -dU \quad \text{или} \quad pdV = -\nu C_V dT. \quad (8)$$

Чтобы найти уравнение адиабатического процесса для идеального газа, найдем дифференциал  $dT$  из уравнения Менделеева-Клапейрона (5)

$$pdV + Vdp = \nu R dT$$

и, подставив его в (8), получим

$$\frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} = -\frac{dp}{p},$$

где учтено, что для идеального газа  $C_p = C_V + R$ . Интегрируя это дифференциальное уравнение, получаем уравнение адиабатического процесса в координатах  $p-V$

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (9)$$

### Метод Клемана-Дезорма измерения $\gamma = C_p/C_V$

**Идея эксперимента.** Метод Клемана-Дезорма – это исторически один из первых опубликованных методов измерения показателя адиабаты  $\gamma$ , и он отражает

экспериментальные возможности своего времени (начало 19 века) [3]. В этом методе для определения  $\gamma$  требуется только измерение давлений газа в ходе предложенного авторами термодинамического процесса, что технически можно было легко и достаточно точно осуществить с помощью даже простейшего водяного  $U$ -образного манометра.

Из первого начала термодинамики следует, что адиабатическое равновесное расширение идеального газа приводит к уменьшению его температуры, поскольку работа расширения осуществляется за счет убыли внутренней энергии. Поскольку в адиабатическом процессе в идеальном газе переменные  $p$  и  $T$  связаны следующим из (9) и (5) соотношением

$$pT^{\gamma/(1-\gamma)} = \text{const}, \quad (10)$$

то, измерив давления и температуры в начале и конце этого процесса, в принципе, можно рассчитать величину  $\gamma$ . При небольших изменениях давления  $\Delta p$ , много меньших атмосферного давления  $p_0$ , из (10) получается

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p}. \quad (11)$$

Из этой формулы следует, что при малых перепадах давления, порядка нескольких кПа, достаточно точно измеряемых водяным манометром, снижение температуры при адиабатическом расширении оказывается малым, порядка одного Кельвина, что было невозможно быстро измерить термометрами того времени с нужной точностью.

Чтобы точно определить это понижение температуры  $\Delta T$  в адиабатическом процессе, в методе Клемана-Дезорма используется последующий

вспомогательный процесс изохорного нагрева до исходной комнатной темпера-

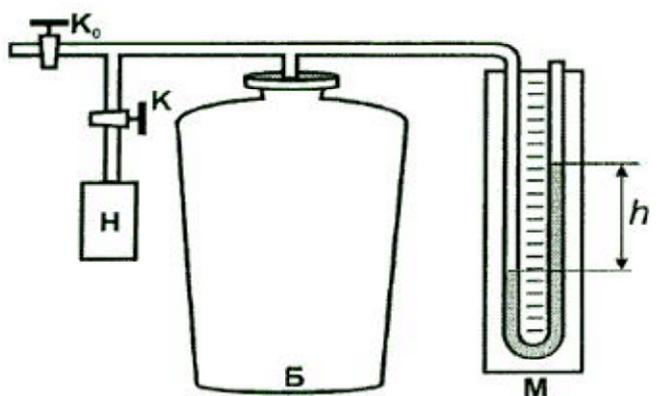


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки Клемана-Дезорма

туры, и величина  $\Delta T$  рассчитывается по росту давления газа в ходе этого процесса. Таким образом, рабочий газ фактически используется в качестве газового термометра.

Принципиальная историческая схема установки Клемана-Дезорма представлена на *рис. 1*. Она содержит стеклянный баллон Б (экспериментальный объем), который может быть соединен с атмосферой краном  $K_0$ , либо с насосом Н краном К. Водяной U-образный манометр измеряет разность между давлением в баллоне и атмосферным давлением в мм водяного столба.

Масса газа, находящегося в баллоне в начальном состоянии, выражается соотношением

$$m_0 = \frac{p_0 V_0}{RT_0} \mu, \quad (12)$$

где  $\mu$  – молярная масса газа. Как будет видно из дальнейшего, в течение всех проводимых термодинамических процессов масса газа в баллоне больше или равна  $m_0$ . Эта масса  $m_0$  все время остается в баллоне. Не ограничивая общности можно представить, что эта порция газа отделена от остального газа невесомым теплопроницаемым поршнем, не меняющим условия равновесия. Накачиваемый и выпускаемый из баллона газ служит лишь для сжатия и расширения этой рабочей массы газа, находясь с ней в термодинамическом равновесии.

Последовательность проводимых термодинамических процессов для данной выделенной порции газа представлена  $p$ – $V$ -диаграммой на *рис. 2*. Обозначим через  $p_0$ ,  $V_0$ ,  $T_0$  исходные параметры рабочей порции газа ( $p_0$ ,  $T_0$  – давление и температура окружающей атмосферы).

В исходном состоянии краны К и  $K_0$  закрыты. Задача вспомогательного процесса  $1 \rightarrow 2$  – создать в баллоне некоторое избыточное давление при комнатной температуре. Для этого в баллон накачивается насосом воздух через открытый кран К, после чего кран закрывается. При этом газ в баллоне сжимается до некого давления  $p'$ , нагреваясь до температуры  $T'$ , и далее, после отсоединения от

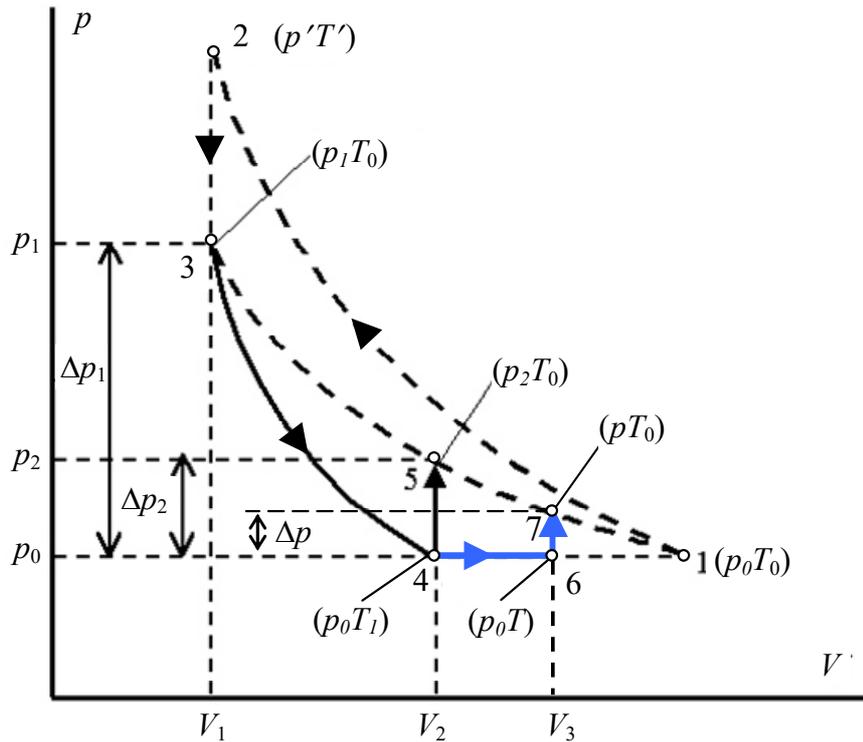


Рис.2.  $p$ - $V$ -диаграмма процессов в газе

насоса, изохорически остывает до начальной комнатной температуры  $T_0$  (процесс 2→3), приобретая некоторое избыточное давление  $p_1$ .

Затем начинается основной процесс адиабатического расширения. Краном  $K_0$  баллон соединяется с атмосферой, и газ расширяется, выходя наружу (процесс 3→4). Его давление падает до атмосферного  $p_0$ , а температура уменьшается до  $T_1$ .

В момент достижения давления  $p_0$  кран  $K_0$  перекрывается, и газ далее изохорически нагревается за счет теплообмена с окружающей средой до комнатной температуры (процесс 4→5). В конечном состоянии давление газа  $p_2 > p_0$ , а температура равна  $T_0$ .

Запишем для рабочей порции газа уравнение адиабатического процесса между точками 3→4 и уравнение состояния, связывающее начальную (3) и конечную (5) точки процесса 3→4→5:

$$\begin{aligned} p_1 V_1^\gamma &= p_0 V_2^\gamma, \\ p_1 V_1 &= p_2 V_2. \end{aligned}$$

Из этой системы уравнений получается

$$\gamma = \frac{\ln \frac{p_1}{p_0}}{\ln \frac{p_1}{p_0} - \ln \frac{p_2}{p_0}}. \quad (13)$$

Введем обозначения  $\Delta p_1 = p_1 - p_0$  и  $\Delta p_2 = p_2 - p_0$ . В соответствии с этим определением,  $\Delta p$  и  $\Delta p_1$  положительны. Для малых изменений давлений ( $\Delta p_1 \ll p_0$  и  $\Delta p_2 \ll p_0$ ) можно оставить первый член разложения логарифма в ряд  $\ln(1 + x) \approx x$ , откуда окончательно получаем

$$\gamma = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}. \quad (14)$$

Таким образом, нахождение  $\gamma$  сводится к измерению двух интервалов давлений  $\Delta p_1$  и  $\Delta p_2$  в указанном процессе.

В данном методе необходимо выполнение следующих условий:

1. Время протекания процесса 3→4 должно быть намного меньше, чем время тепловой релаксации баллона с окружающей средой, чтобы теплообменом с окружающим воздухом можно было пренебречь.
2. В процессе 3→4 кран баллона должен быть перекрыт точно в тот момент, когда давление в баллоне станет равным  $p_0$ .

Практически эти условия выполняются приближенно.

**Условие 1** противоречиво. С одной стороны, чем быстрее проходит процесс расширения, тем он ближе к адиабатическому. С другой стороны, ускорение этого процесса удаляет его реальное неравновесное протекание от квазистатического приближения всей рассмотренной теории, которое подразумевалось при выводе (9).

Большую адиабатичность процесса расширения можно обеспечить дополнительной термоизоляцией баллона, но это привело бы к увеличению времени установления теплового равновесия с окружающей средой в последующем изохорном участке процесса и сильному возрастанию общего времени измерений.

Несмотря на это, при разумном выборе параметров (объем, форма и материал сосуда и скорость выпуска воздуха) данный метод приводит к результатам, достаточно близким к реальности.

### Условие 2.

Предположим, что после достижения давления  $p_0$  кран  $K_0$  останется открытым еще некоторое время  $t$  (время задержки). За это время произойдет изобарический нагрев (процесс 4→6) за счет теплообмена газа со стенками баллона, а также уход части газа из баллона, вызванный расширением газа из-за этого нагрева.

После того как по истечении времени  $t$  кран  $K_0$  закроется (точка 6), произойдет изохорический нагрев (процесс 6→7). Давление в баллоне достигнет величины  $p_0 + \Delta p$ . Конечное состояние (точка 7) лежит на той же изотерме, что и точка 5, но изменение давления  $\Delta p$ , очевидно, будет меньше величины  $\Delta p_2$ , требуемой в формуле (14).

Оценки показывают, что время протекания процесса адиабатического расширения 3→4 для нашей установки имеет порядок десятых долей секунды. Точно выдержать это время при ручном открывании-закрывании крана невозможно. Выходом является проведение серии измерений при точно заданных временах задержки закрытия крана с дальнейшей экстраполяцией результата к нулевому времени.

Найдем зависимость  $\Delta p$  от времени задержки  $t$ . Рассмотрим процесс изобарного расширения (4→6). Тепловой поток от баллона описывается законом Ньютона

$$dQ = \alpha(T - T_0)dt,$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, который зависит от многих факторов: площади баллона, теплопроводности материала стенок и самого газа и т.д. Так как процесс идет при постоянном давлении  $p_0$ , уравнение теплового баланса для *всего* газа, находящегося в баллоне, имеет вид

$$mc_p dT = -\alpha(T - T_0)dt, \tag{15}$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении,

$$m(T) = \frac{p_0 V_0}{RT} \mu = m_0 \frac{T_0}{T}$$

– масса газа в баллоне, меняющаяся в ходе процесса ввиду выхода газа из баллона из-за его расширения при росте температуры,  $\mu$  – молярная масса газа,  $T(t)$

– текущая температура газа,  $m_0 = \frac{p_0 V_0}{RT_0} \mu$  – полная масса газа в баллоне перед

началом всех процессов (в точке 1 на рис.2). Разделяя переменные в (15), получим

$$\frac{T_0}{T(T - T_0)} dT = -\frac{\alpha}{m_0 c_p} dt$$

или

$$\left( \frac{1}{T - T_0} - \frac{1}{T} \right) dT = -\frac{dt}{\tau},$$

где введено время релаксации  $\tau = \frac{m_0 c_p}{\alpha}$ . Интегрируя это уравнение, получим

$$\frac{T - T_0}{T} = A e^{-t/\tau}. \quad (16)$$

Константу интегрирования  $A$  найдем из начального условия в точке 4: при  $t = 0$   $T = T_1$ , т.е.

$$A = \frac{T_1 - T_0}{T_1} = \frac{\Delta T_1}{T_1}.$$

Обозначив  $\Delta T(t) = T(t) - T_0$ , окончательное получим

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta T_1}{T_1} e^{-t/\tau}, \quad (17)$$

В соответствии с определением,  $\Delta T$  и  $\Delta T_1$  здесь отрицательны.

Выразим изменения температуры  $\Delta T$  и  $\Delta T_1$  через соответствующие им изменения давления  $\Delta p$  и  $\Delta p_1$ . Из уравнения изохоры для участка 6→7 следует, что

$$\frac{-\Delta T}{T} = \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (18)$$

Считая, что изменения давления и температуры  $\Delta p_1$  и  $\Delta T_1$  малы ( $\Delta T_1 \ll T_0$ ,  $\Delta p_1 \ll p_0$ ), для адиабатического процесса 3→4 из соотношения (11) следует

$$\frac{\Delta T_1}{T_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left( \frac{-\Delta p_1}{p_0} \right). \quad (19)$$

Подставляя в (17) выражения для  $\Delta T/T$  (18) и  $\Delta T_1/T_1$  (19), получаем

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p(t)} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} e^{t/\tau}.$$

График зависимости  $\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p(t)}$  является линейной функцией  $t$ :

$$\ln \left( \frac{\Delta p_1}{\Delta p(t)} \right) = \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} + \frac{t}{\tau}. \quad (20)$$

Если экстраполировать этот график до  $t = 0$ , то он отсечет на оси ординат отрезок

$$\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p(0)} = \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} = b.$$

Из последнего выражения следует

$$\gamma = \frac{e^b}{e^b - 1}. \quad (21)$$

## Эксперимент

### Экспериментальная установка

Общий вид установки показан на *рис.3*, блок-схема – на *рис.4*. Рабочий баллон Б сделан из оргстекла в виде цилиндра и установлен на квадратном основании. В центре баллона расположен полупроводниковый датчик ДТ, измеряющий температуру  $T$  внутри баллона. Под основанием расположен полупроводниковый датчик ДТ0, измеряющий температуру окружающей среды  $T_0$ , и электромагнитный клапан  $K_0$ , соединяющий баллон с атмосферой. Через кран К баллон соединяется с расположенным в блоке Н насосом Нс, который включается светящейся клавишей (Кл), а тумблер (Тб) включает электромагнитный клапан для впуска воздуха, индикатором открытия которого является красный светодиод КД (см. *рис.5*).

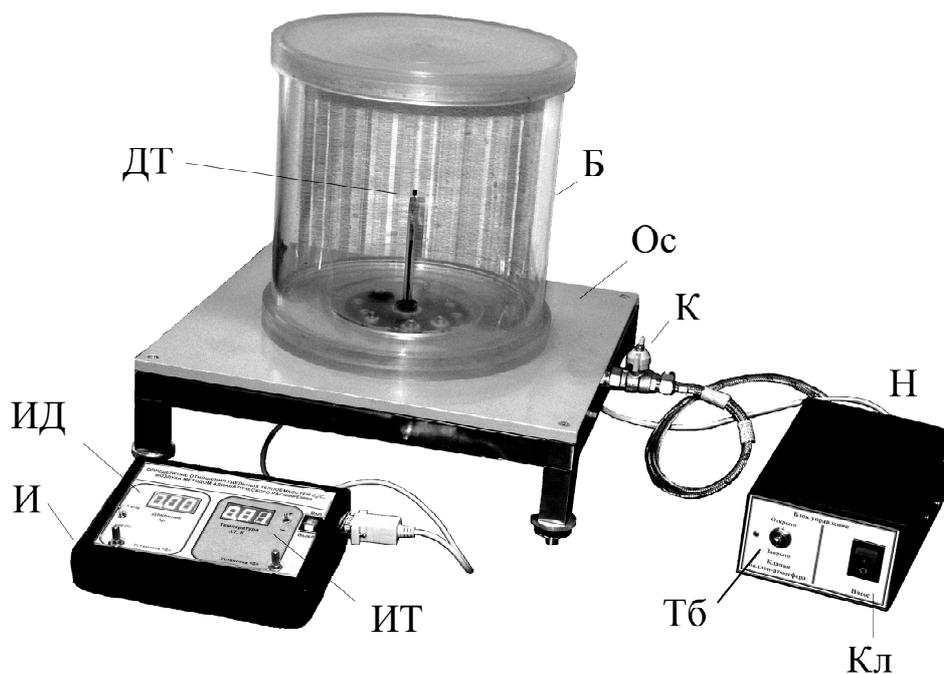


Рис.3. Общий вид экспериментальной установки

Измерительный блок И (см. рис.6) содержит индикаторы измеряемых параметров: левый индикатор ИД показывает разность давлений внутри баллона и в атмосфере  $p - p_0$  (диапазоны  $\times$  кПа и  $\times 100$  Па), правый – ИТ – температуру окружающей атмосферы  $T_0$  и разность температур внутри баллона и атмосфере

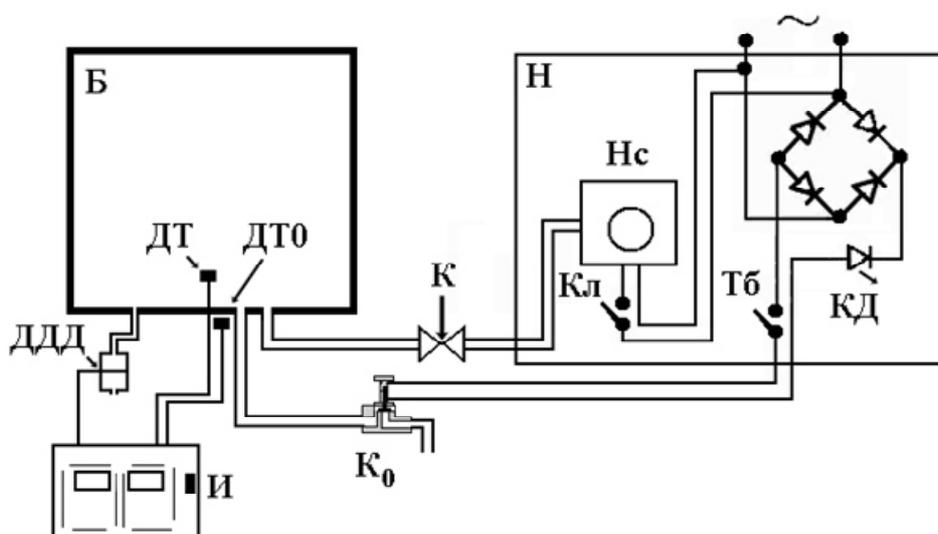


Рис. 4. Блок-схема экспериментальной установки



Рис. 5. Элементы управления насосного блока Н

$\Delta T = T - T_0$  в Кельвинах. Ручки "Установка <0>" служат для корректировки нулей датчиков давления и температуры перед началом измерений. Тумблер Тб1 переключает диапазоны измерений давления 100 Па ↔ 1 кПа, Тб2 – режим работы индикатора температуры.

В качестве дифференциального датчика давления в экспериментальной установке используется аналоговый сенсор 26PC15SMT фирмы HONEYWELL,

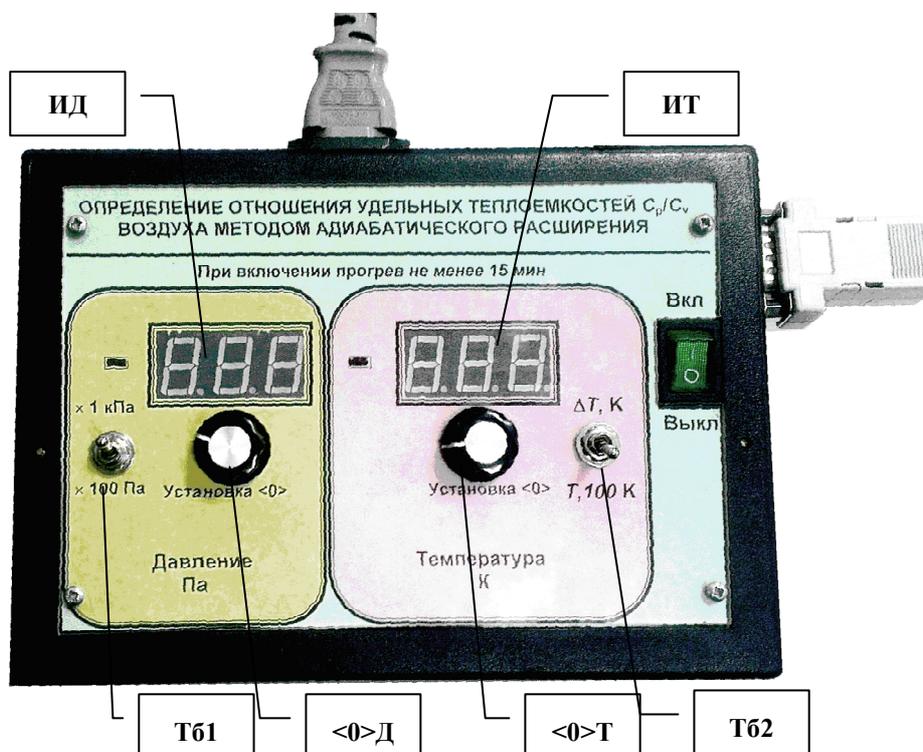
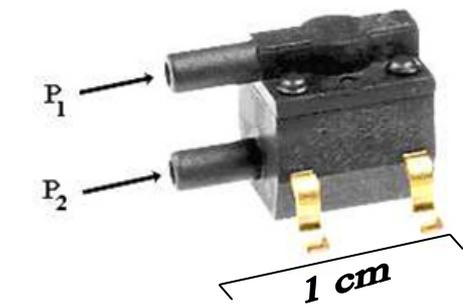


Рис.6. Элементы управления измерительного блока (И)

внешний вид которого представлен на *рис.7*.

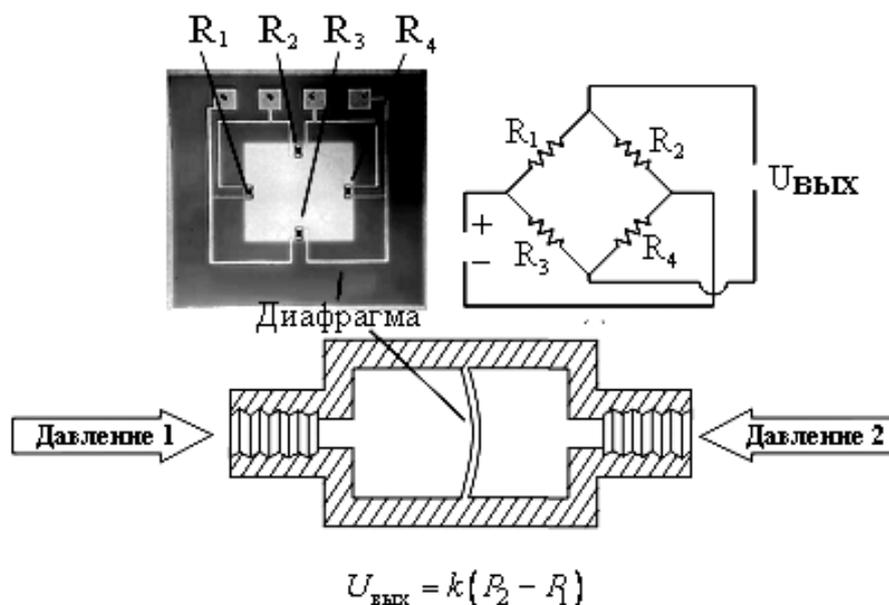
Основой датчиков давления такого типа является чувствительный элемент, состоящий из четырех пьезорезисторов, внедренных в тонкую кремниевую диафрагму и образующих измерительный мост (*рис.8*). Диафрагма сформирована путем вытравливания квадратной площадки на кремниевой пластине с обратной стороны от пьезорезистивного моста (см. верхнюю часть *рис.8*). Невытравленная часть пластины является жесткой несущей для диафрагмы и одновременно участком для реализации схем калибровки, термокомпенсации и усиления.



*Рис.7. Внешний вид датчика давления*

Мостовая резистивная структура сформирована так, что одно из плеч моста находится в зоне наибольшей деформации мембраны под действием разности давлений. Сигнал разбаланса моста  $U_{\text{ВЫХ}}$ , который пропорционален разности давлений, поступает на схему обработки сигнала. Корпус датчика выполнен из пластмассы с двумя портами для подвода воздуха.

Мостовая резистивная структура сформирована так, что одно из плеч моста находится в зоне наибольшей деформации мембраны под действием разности давлений. Сигнал разбаланса моста  $U_{\text{ВЫХ}}$ , который пропорционален разности давлений, поступает на схему обработки сигнала. Корпус датчика выполнен из пластмассы с двумя портами для подвода воздуха.



*Рис.8. Устройство дифференциального датчика давления*

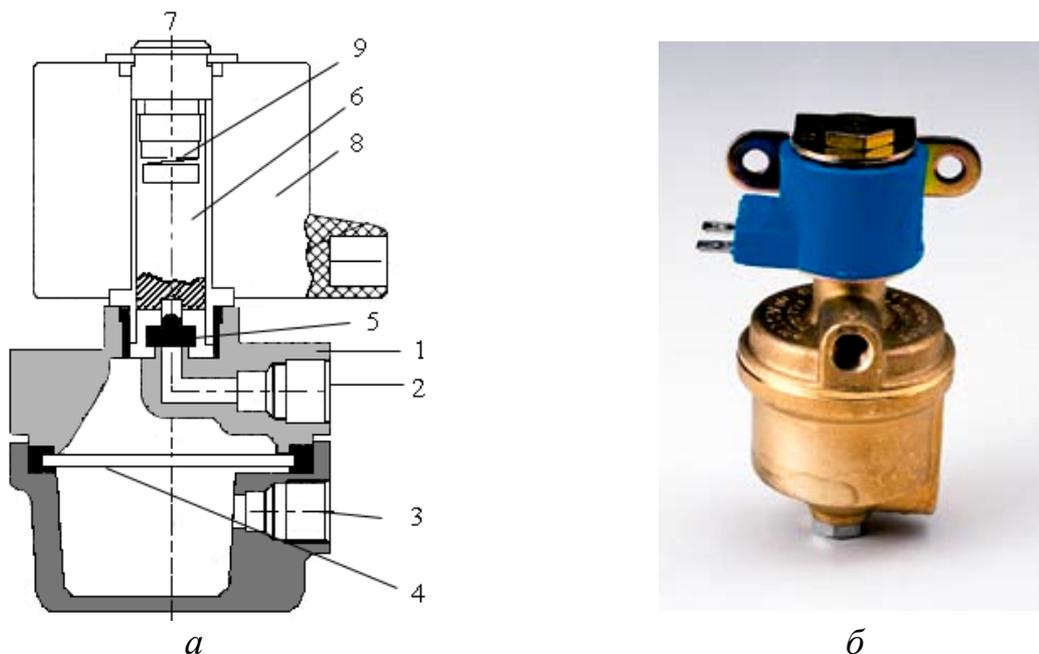


Рис. 9. Устройство (а) и внешний вид (б) электромагнитного газового клапана.

Для увеличения скорости открывания и закрывания крана, запускающего воздух в баллон Б, в экспериментальной установке вместо ручного воздушного крана применяется газовый электромагнитный клапан фирмы Lovato. Устройство этого клапана показано на рис.9а. В корпусе 1 клапана имеется входной 2 и выходной 3 каналы для подключения к воздушной магистрали. Соединение/разъединение входного и выходного каналов осуществляется заглушкой 5, которая связана с якорем 6, движущимся в направляющей втулке 7 внутри соленоида 8.

При подаче на соленоид 8 напряжения магнитное поле втягивает железный якорь 6, и заглушка 5 открывает канал между входом и выходом клапана. При выключении напряжения под действием пружины 9 заглушка 5 перекрывает этот канал. Внешний вид электромагнитного клапана показан на рис.9 б.

### Подготовка к измерениям

1. Подготовьте таблицу для записи результатов (см. Приложение).
2. Проверьте исходные состояния органов управления: электромагнитный клапан  $K_0$  закрыт (светодиод на блоке Н не горит), кран К закрыт (ручка перпендикулярна оси крана).

3. Перед началом измерений включить измерительный блок для прогрева в течение не менее 15 минут.
4. После прогрева блока установить нуль на индикаторе температуры ИТ.
5. Соединить баллон с атмосферой, включив тумблером Тб клапан К<sub>0</sub> (при этом загорится светодиод на блоке Н) и установить нуль на индикаторе давления ИД (ручки корректировки нулей индикаторов находятся на передней панели измерительного блока). Корректировку нуля индикатора давления ИД проводить на диапазоне  $\times 100$  Па, затем переключить на рабочий диапазон  $\times$ кПа. При установке нулей допускается отклонение на 1-3 единицы младшего разряда.

## Измерения

1. Отсоединить баллон от атмосферы, закрыв клапан К<sub>0</sub> тумблером Тб (светодиод погаснет).
2. Открыть кран подачи воздуха от насоса К, повернув его ручку *вдоль* его оси.
3. Включить насос клавишей Кл на насосном блоке Н, и накачать в баллон воздух (процесс 1→2) так, чтобы величина давления  $\Delta p_1$ , показываемая манометром ИД, составляла около 6 кПа. Закрывать кран К и затем выключить насос.
4. Выждать не менее пяти минут, пока температуры воздуха в баллоне и окружающем пространстве не станут одинаковыми (процесс 2→3), при этом величина  $\Delta p_1$  перестанет меняться. После этого записать установившееся значение величины  $\Delta p_1$ .
5. Соединить баллон с атмосферой (процесс 3→4), открыв клапан К<sub>0</sub> тумблером Тб (светодиод загорится). **Одновременно** включить секундомер. По характерному свистящему звуку приблизительно оценить длительность выхода воздуха из баллона. По индикатору температуры можно убедиться в уменьшении температуры внутри баллона при выходе газа наружу на

адиабатическом участке (3→4), и в последующем увеличении ее на участке изобарного расширения (4→6). Спустя  $t = 5$  с (точка 6 на *рис.2*) снова закрыть кран.

6. Через некоторое время (не менее 5 минут, а лучше 10), необходимое для поднятия температуры газа до комнатной (процесс 6→7), записать в таблицу установившееся показание манометра  $\Delta p$ .
7. Провести аналогичные измерения  $\Delta p(t)$  согласно п.п. 1-6 для времени выдержки  $t = 6, 8, 10, 15, 20, 30$  секунд.

*Перед началом каждого цикла измерений необходимо проверять и при необходимости скорректировать установку нуля индикатора давления.*

### Обработка результатов

1. Используя полученные данные, построить график зависимости  $\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p(t)}$  от времени  $t$ .
2. Используя МНК, аппроксимировать график прямой линией

$$\ln \left( \frac{\Delta p_1}{\Delta p(t)} \right) = b + At$$

и найти параметры  $A$ ,  $b$  и их стандартные погрешности. По величине отрезка  $b$ , отсекаемого на оси ординат, рассчитать величину  $\gamma$  согласно формуле (21):

$$\gamma = \frac{e^b}{e^b - 1}.$$

и найти ее погрешность  $S_\gamma$  по формуле для косвенных измерений. Сравнить результат с теоретическим значением  $\gamma$  для воздуха.

3. По найденной величине  $\gamma$  рассчитать молярную теплоемкость  $C_V$  (в единицах  $R$ ) и найти число степеней свободы молекул воздуха.
4. Найти коэффициент теплоотдачи баллона  $\alpha$ . Для этого учтем, что тангенс угла наклона графика построенной зависимости (20)  $A = 1/\tau = \alpha/m_0 c_p$ . Исполь-

зую эти данные, найти время тепловой релаксации  $\tau$ , величину  $\alpha$  и их погрешности. Необходимую для расчета массу воздуха в баллоне  $m_0 = \rho_{\text{возд}} V_0$  можно найти, воспользовавшись табличными значениями плотности воздуха  $\rho_{\text{возд}}$  при заданном атмосферном давлении и температуре в лаборатории, либо рассчитать ее из уравнения Менделеева-Клапейрона (5), считая средний молекулярный вес воздуха равным 29.0 г/моль. Объем баллона  $V_0$  приведен на установке.

Сравнить найденную величину  $\tau$  с наблюдавшимся временем процесса адиабатического расширения газа и с рекомендованным временем выдержки для установления теплового равновесия. Сделать выводы.

### **Контрольные вопросы**

1. Что такое удельная и молярная теплоемкость газа? Какова размерность этой физической величины? От чего зависит теплоемкость газа? Может ли она быть отрицательной?
2. Какова связь между  $C_V$  и числом степеней свободы молекул газа?
3. Сколько степеней свободы у молекул газов He, H<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>? Какие это степени свободы?
4. Нарисовать качественно зависимость теплоемкости двухатомного газа, например H<sub>2</sub>, от температуры.
5. Нарисовать качественно зависимость теплоемкости трехатомного газа, например CO<sub>2</sub>, от температуры.
6. В каком газе величина  $\gamma$  имеет наибольшее значение — в H<sub>2</sub>, He, CH<sub>4</sub>?
7. Почему в данном эксперименте целесообразно использовать сосуд возможно большего диаметра?
8. Имеются ли ограничения, накладываемые на величину начального давления в баллоне?
9. Какие явления нарушают адиабатичность расширения газа?
10. Как повлияет на ход эксперимента и результат наличие паров воды в воздухе?

11. Как повлияет на ход эксперимента неравновесность адиабатического процесса расширения? В какую сторону будет ошибка в определении  $\gamma$ ?
12. В чем преимущества и недостатки метода Клемана-Дезорма для измерения  $\gamma$ ?
13. Как оценить время вытекания газа под избыточным давлением из сосуда известного объема по заданной трубке, считая, что течение по ней описывается формулой Пуазейля?

### **Литература**

#### *Основная*

- 1 Матвеев А.Н. Молекулярная физика. 4-е издание. М.: Бинوم, 2010. § 17, 18.
- 2 Сивухин Д.В. Общий курс физики. В 5 томах. Том 2. Термодинамика и молекулярная физика М.: Физматлит, 2006, §21, 22.

#### *Справочно-историческая*

3. Clément N., Desormes Ch. B. Du zéro absolu et du calorifique spécifique des gaz. Journal de Delamétherie, v. 89, 1819.

**ПРИЛОЖЕНИЕ.** Образец таблицы для записи результатов

Таблица 1  
Экспериментальные результаты

$t$ с	$\Delta p_1$ кПа	$\Delta p$ кПа	$\ln(\Delta p_1 / \Delta p)$
5			
6			