ИЗУЧЕНИЕ ИЗОПРОЦЕССОВ В ГАЗЕ.

Методические указания к лабораторной работе Т-3 по курсу общей физики

Вишняков В.И., Климов Л. Н.

Под ред. А. Ф. Наумова.

МГТУ, 1990.

Описаны способы определения показателя адиабаты, основанные на взаимосвязи параметров состояния газа в различных изопроцессах и на зависимости скорости распространения звука в газе от его теплофизических свойств. Для студентов 1-го и 2-го курсов всех специальностей МГТУ им. Н. Э. Баумана.

Цель работы - изучение изопроцессов в газе на основе классической теории теплоемкостей и измерение показателя адиабаты двумя методами.

При решении различных теоретических вопросов термодинамики и теплотехники часто возникает необходимость знать значение теплоемкости вещества. Теплоемкостью вещества C_B называется физическая величина, численно равная количеству теплоты, необходимой для изменения температуры этого вещества на один Кельвин и рассчитываемая как отношение бесконечно малого количества теплоты dQ к соответствующему приращению температуры dT вещества, т.е.

$$C_B = dQ/dT \tag{1}$$

В практических расчетах удобнее пользоваться теплоемкостью, отнесенной к вполне определенному количеству вещества. С этой целью вводят такие понятия, как молярная и удельная теплоемкости вещества.

Молярной теплоемкостью какого-либо вещества называется физическая величина, численно равная количеству теплоты, которое следует сообщить одному киломолю (одному молю) этого вещества, чтобы увеличить его температуру на один градус.

Удельная теплоемкость вещества - величина, численно равная количеству теплоты, необходимой для нагревания единичной массы этого вещества на один градус.

Молярная теплоемкость **C** и удельная **c** связаны соотношением

$$C = \mu c \tag{2}$$

где μ - молярная масса вещества, численно равная массе одного киломоля (одного моля) этого вещества.

У газов теплоемкость существенно зависит от условий, в которых они нагреваются. Если при нагревании объем газа остается постоянным (V =const), то молярная теплоемкость называется изохорной молярной теплоемкостью и обозначается C_V. Если при нагревании газа сохраняется постоянным его давление (p=const), то молярная теплоемкость называется изобарной молярной теплоемкостью и обозначается C_P.

В основе классической теории теплоемкости лежит закон равновероятного распределения энергии по степеням свободы молекул. Согласно этому закону на каждую степень свободы как поступательного, так и вращательного движения молекулы, должна приходиться средняя кинетическая энергия

$$\langle E \rangle = \frac{kT}{2} \tag{3}$$

где **k** - постоянная Больцмана.

Пользуясь значением средней энергии молекулы, легко найти молярную теплоемкость идеального газа.

Действительно, энергия одного моля одноатомного идеального газа, молекулы которого имеют три степени свободы, согласно выражению (3), равна

$$U = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT \tag{4}$$

где $\mathbf{N_A}$ - число Авогадро; $\mathbf{R = N_A} \boldsymbol{k}$ - универсальная газовая постоянная.

Для нахождения молярной теплоемкости идеального газа при постоянном объеме и постоянном давлении воспользуемся первым началом термодинамики, записанным для элементарного процесса:

$$dQ = dU + dA \tag{5}$$

где dQ - количество теплоты, полученное газом; dU - изменение внутренней энергии газа; dA=pdV - работа, совершаемая газом; p - давление; dV - изменение объема газа. Тогда в соответствии с выражениями (1) и (5) можно записать

$$C_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \frac{dU}{dT} \tag{6}$$

Приведенная запись означает, что при дифференцировании уравнения (5) по температуре T объем газа следует считать неизменным. Из соотношений (4) и (6) получаем

$$C_V = \frac{3}{2}R \tag{7}$$

Аналогично для C_P запишем

$$C_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_P = \frac{dU}{dT} + p\frac{dV}{dT} = \frac{3}{2}R + R \tag{8}$$

Здесь учтено, что для одного моля идеального газа pV=RT. Из выражений (7) и (8) следует, что

$$\mathbf{C_P = C_V + R} \tag{9}$$

Соотношение (9) в термодинамике называется уравнением Майера. Из него становится, например, ясным физический смысл универсальной газовой постоянной R, как величины, численно равной работе изобарического расширения моля газа при его нагревании на один Кельвин. Значение R в системе СИ равно 8,314 Дж/моль·К.

Средняя кинетическая энергия двухатомной молекулы (пять степеней свободы), согласно закону равновероятного распределения энергии, равна

$$\langle \mathrm{E} \rangle = \frac{5}{2}kT$$

Отсюда для молярных теплоемкостей двухатомных газов получим

$$C_V = \frac{5}{2}R \quad ; \quad C_P = \frac{5}{2}R + R$$

Если молекула состоит из трех или большего числа атомов, имеющих между собой жесткую связь, то отвечающая ей жесткая модель обладает в общем случае шестью степенями свободы (три поступательных и три вращательных). Поэтому для такой молекулы средняя кинетическая энергия <E>=3kT, а молярные теплоемкости газов, состоящих из таких молекул, имеют значения

$$C_V = 3R \quad ; \quad C_P = 3R + R \tag{10}$$

Если обозначить число степеней свободы молекулы через *i*, то, обобщая записанные выше выражения (7), (8), (9), получаем следующие соотношения:

$$C_V = \frac{i}{2}R \quad ; \quad C_P = \frac{i+2}{2}R \tag{3}$$

Обычно на практике измеряют не сами C_P и C_V, а их отношение

$$\gamma = C_P / C_V \tag{12}$$

Параметр газового состояния γ называется показателем адиабаты, поскольку он входит в уравнение, описывающее адиабатный процесс.

Адиабатным называется такой процесс в газе, при котором газ не отдает окружающим телам тепло и не получает его извне, т.е. при этом не происходит теплообмена с окружающей средой. Этот процесс описывается уравнением Пуассона (уравнением адиабаты)

$$pV^{\gamma} = const \tag{10}$$

Для того, чтобы получить уравнение Пуассона, перепишем первое начало термодинамики в виде

$$dQ = C_V dT + pdV \tag{13}$$

где $C_V dT$ - элементарное изменение внутренней энергии одного моля газа при изменении его температуры на dT; pdV - элементарная работа одного моля газа при изменении его объема на dV при давлении p.

Для адиабатного процесса $dQ=0$. Поэтому уравнение (13) можно заменить уравнением

$$-pdV = C_V dT \tag{14}$$

Согласно уравнению Менделеева-Клапейрона (для одного моля газа) имеем

$$p = RT/V \tag{15}$$

где p, V, T - соответственно давление, объем и температура моля газа.

Подставляя значение p, определяемое равенством (15), в уравнение (14), получим

$$C_V \frac{dT}{T} = -R\frac{dV}{V} \tag{16}$$

Учитывая уравнение Майера $\mathbf{R = Cp - C_V}$, можно записать

$$C_V \frac{dT}{T} = -(C_P - C_V)\frac{dV}{V} \tag{17}$$

Разделив левую и правую части уравнения (17) на C_V и обозначив отношение C_P/C_V через γ, получим

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1)\frac{dV}{V} \tag{18}$$

Проинтегрировав левую и правую части уравнения (18), находим

$$\ln T = -(\gamma - 1)\ln V + const \tag{18}$$

Следовательно,

$$TV^{\gamma} = const \tag{19}$$

Равенство (19) показывает, в какой зависимости от объема газа находится его температура при адиабатном расширении или адиабатном сжатии. Если в уравнение (19) подставить из уравнения (15) $T=pV/R$ и принять во внимание, что $R=const$, тогда

$$pV^{\gamma} = const \tag{20}$$

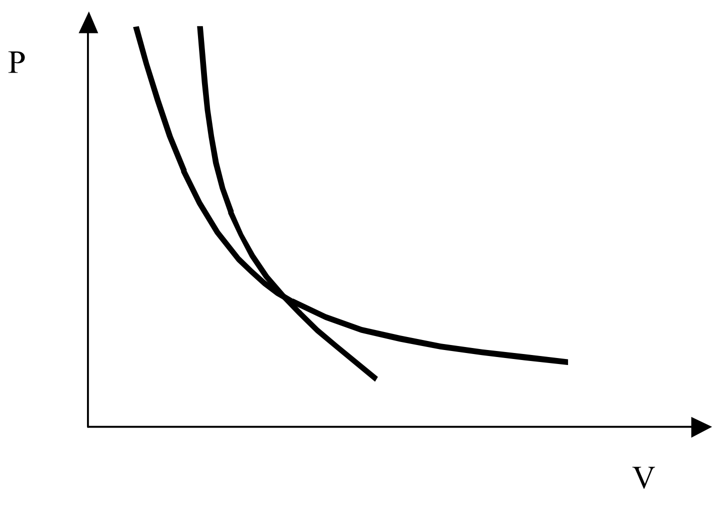

Рис.1

В связи с тем, что $C_P > C_V$ и, следовательно, $\gamma>1$, адиабата должна быть круче изотермы (рис. 1).

Крутизна адиабаты тем больше, чем больше γ.

А. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_P/C_V МЕТОДОМ КЛЕМАНА И ДЕЗОРМА.

Теоретическая часть

Для определения методом Клемана и Дезорма отношения C_P/C_V используют сосуд **Д**, (рис. 2), снабженный тройником. Тройник состоит из широкой трубки 1 с пробкой 4, трубки 5, соединен-

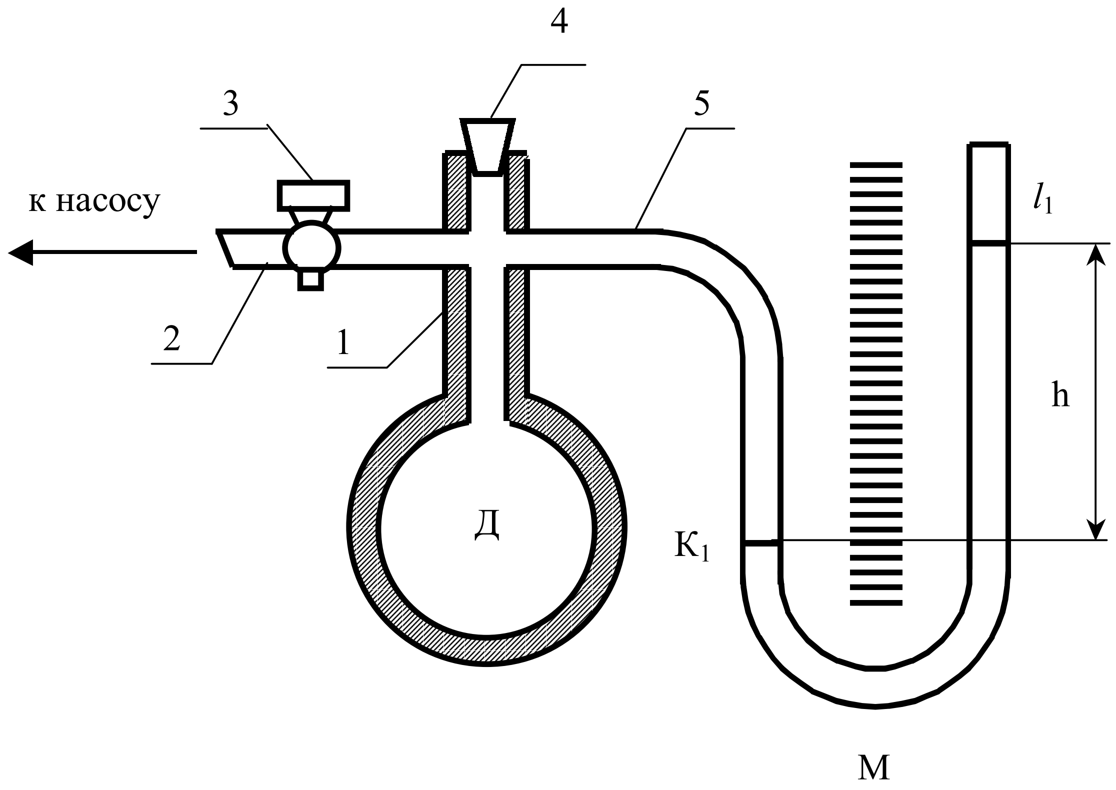

Рис. 2

ной с жидкостным нанометром М, и ведущей к насосу трубки 2 с краном 3.

Выделим мысленно внутри сосуда **Д** некоторый малый объем V_0 (для всех рассматриваемых в эксперименте состояний будем полагать, что объем выделенной массы воздуха *m* значительно меньше объема сосуда Д, т.е. выделенная масса воздуха достаточно мала) содержащий некоторую массу воздуха ***m***, и проследим за изменениями объема, температуры и давления этой массы воздуха в процессе эксперимента.

Если открыть широкую трубку 1, вынув пробку 4, то давление в сосуде **Д**, будет равно атмосферному. Обозначим его через p_0. Пусть температура воздуха в сосуде Д равна температуре окружающей среды T_0. Тогда параметрами, характеризующими состояние выделенной массы воздуха m, будут V_0, p_0, T_0.

Если закрыть пробкой 4 трубку 1 и, открыв кран 3, накачать в сосуд некоторое количество воздуха, то объем рассматриваемой массы воздуха m уменьшится, давление воздуха повысится, а его температура в зависимости от скорости накачки может несколько увеличиться. Однако через некоторое время после накачивания вследствие теплообмена температура воздуха в сосуде снова станет равной T_0. Давление при этом также изменится и будет равно

$$\mathbf{p_1=p_0+p_{h1}} \tag{21}$$

где $\mathbf{p_{h1}}$ – давление столба жидкости, заключенного между её уровнями в манометре, после прекращения теплообмена. Состояние выделенной массы m воздуха, характеризующееся параметрами V_1, p_1, T_0, будем считать начальным состоянием газа.

Если на очень короткое время с помощью пробки 4 открыть сосуд Д (при закрытом кране 3), то воздух, находящийся в сосуде, расширится. Этот процесс протекает очень быстро, и можно считать, что расширение происходит адиабатно. В этом случае воздух в сосуде охладится до некоторой температуры T_1, ибо работа, совершаемая в процессе расширения, равна убыли внутренней энергии газа (воздуха), находящегося в сосуде Д. В конце такого кратковременного расширения состояние выделенной массы воздуха m будет характеризоваться параметрами V_2, p_0,T_1. Состояние газа с этими параметрами будем называть промежуточным.

После этого, когда сосуд Д будет быстро закрыт пробкой 4, воздух, находящийся в нем, в результате теплообмена начнет нагреваться от T_1 доT_0. Вследствие этого давление в сосуде будет повышаться и станет

$$\mathbf{p_2=p_0+p_{h2}} \tag{22}$$

где $\mathbf{p_{h2}}$ - давление столба жидкости, заключенного между ее уровнями в манометре, после прекращения теплообмена. Состояние массы воздуха m в сосуде Д, характеризующееся параметрами, будем называть конечным.

Переход из начального состояния в промежуточное представляет собой адиабатный процесс. Поэтому на основании уравнения (20) запишем

$$(p_0 + p_{h_1})V_1^{\gamma} = p_0 V_2^{\gamma} \tag{23}$$

Поскольку в начальном и конечном состояниях температура воздуха в сосуде одинакова и равна T_0, то

$$(p_0 + p_{h_1})V_1 = (p_0 + p_{h_1})V_2 \tag{24}$$

Возведя почленно равенство (24) в степень и разделив его на уравнение (23), получим

$$\frac{(p_0 + p_{h1})^{\gamma}}{p_0 + p_{h1}} = \frac{(p_0 + p_{h2})^{\gamma}}{p_0} \quad или \quad \frac{p_0}{p_0 + p_{h1}} = \left(\frac{p_0 + p_{h2}}{p_0 + p_{h1}}\right)^{\gamma}$$

Логарифмируя полученное соотношение, находим

$$\gamma = \frac{\lg(p_0 + p_{h1}) - \lg p_0}{\lg(p_0 + p_{h1}) - \lg(p_0 + p_{h2})} \tag{25}$$

Разложим $\lg(p_0+p_{h1})$ и $\lg(p_0+p_{h2})$ в ряд Тейлора и ограничимся двумя первыми членами разложения (это вполне допустимо, так как p_{h1} и p_{h2}, значительно меньше p_0):

$$\lg(p_0 + p_{h1}) = \lg p_0 + \frac{p_{h1}}{p_0} + \ldots \quad ,$$
$$\lg(p_0 + p_{h2}) = \lg p_0 + \frac{p_{h2}}{p_0} + \ldots . \tag{26}$$

Подставляя выражения (26) в (25), получим

$$\gamma = \frac{p_{h1}}{(p_{h1} - p_{h2})}$$

Но $\mathbf{p_{h1}=\rho g h_1}$ и $\mathbf{p_{h1}=\rho g h_2}$, где $\boldsymbol{\rho}$ - плотность жидкости в манометре, $\mathbf{g}$ - ускорение силы тяжести, $\mathbf{h_1}$ и $\mathbf{h_2}$ - разности уровней жидкости в манометре, соответствующие начальному и конечному состояниям. Следовательно,

$$\gamma = \frac{h_1}{(h_1 - h_2)} . \tag{27}$$

<u>Экспериментальная часть</u>

1. Открыть широкую трубку 1 (см. рис. 2). Если жидкость манометра однородна и его шкала вертикальна, то разность уровней жидкости в манометре при открытой трубке 1 должна быть равна нулю. В противном случае надо устранить нарушение вертикальности и, если необходимо, заме-

нить жидкость.

2. Закрыть широкую трубку 1 пробкой 4 и открыть кран 3, ведущий к насосу. При накачивании воздуха довести разность уровней жидкости в манометре до 280 мм, но не более. Закрыть кран 3, когда разность уровней примет заданное значение $\mathbf{h_1}$, например $\mathbf{h_1}$=200 мм. Вследствие того, что после закрытия крана 3 из-за теплообмена разность уровней немного возрастет, необходимо, слегка открывая и закрывая кран 3, снова довести разность уровней до заданного значения $h_1=|l_1-k_1|$, где l_1 и k_1, - верхнее и нижнее положения менисков жидкости на шкале (см. рис. 2). При этом отсчет положения мениска жидкости надо делать по его нижнему краю, располагая глаз так, чтобы не было ошибки на параллакс, т.е. в горизонтальной плоскости, проходящей через мениск. Необходимо также учитывать, что знаки у l_1 и k_1 будут одинаковые, если ноль шкалы будет выше или ниже обоих уровней, и противоположными, если ноль шкалы окажется между ними.

Примечание. Возможно, что на время доводки уровней насос понадобится отсоединить.

3. При установившейся разности уровней $\mathbf{h_1}$ вынуть пробку 4 на очень короткое время, в течение которого воздух в сосуде расширится до такой степени, что его давление сравняется с атмосферным p_0. Практически, это малое время можно оценить на слух по продолжительности звука, сопровождающего выход воздуха из сосуда. Кратковременность расширения воздуха позволяет считать процесс расширения адиабатным.

4. При закрытом сосуде Д наблюдать увеличение разности уровней в манометре. Максимальное значение разности уровней принять за $\mathbf{h_2}$.

Процесс увеличения давления воздуха в закрытом сосуде до p_0+p_{h2} можно считать изохорным, так как приращение объема воздуха в колене манометра, соединенном с сосудом Д, пренебрежимо мало.

Разность уровней $\mathbf{h_2}$ определяют по формуле $h_2=|l_2-k_2|$

5. Эксперимент проделать n раз (рекомендуется положить n=10), добиваясь при помощи крана 3 в каждом случае одного и того же значения $\mathbf{h_1}$, т.е. значений l_1 и k_1, установленных в п. 2. Полученные **n** значений l_{2i} и k_{2i} занести в табл. 1.

Таблица 1

i	l_{2i}, мм	Δl_{2i}, мм	$(\Delta l_{2i})^2$, мм^2	k_{2i}, мм	Δk_{2i}, мм	$(\Delta k_{2i})^2$, мм^2
1 2 3 …						

$\bar{l}_2$	$\Delta S_{\bar{l}_2}$	$\Delta l_2 = t_\alpha(n)\Delta S_{\bar{l}_2}$	$\bar{k}_2$	$\Delta S_{\bar{k}_2}$	$\Delta k_2 = t_\alpha(n)\Delta S_{\bar{k}_2}$

Случайный разброс l_{2i} и k_{2i} вызван тем, что после адиабатного расширения воздуха (см. п.3) давление его может незначительно отличаться от атмосферного (больше или меньше в зависимости от положения колеблющейся жидкости в манометре или от несвоевременного закрытия пробкой трубки 1).

В эту же таблицу внести $\bar{l}_2$ и $\bar{k}_2$, - средние арифметические значения соответствующих отсчетов, $\Delta S_{\bar{l}_2}$ и $\Delta S_{\bar{k}_2}$ - среднеквадратические погрешности их определения, Δl_2 и Δk_2 - значения полуширины доверительных интервалов, полагая, что надежность (доверительная вероятность) α=0,68. Необходимый для этого расчета коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n)$ определяют по справочной таблице. Так, при n=10 и α= 0,68 коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n)=1$.

6. Вычислить значение γ по формуле (27), подставив в нее

$$h_1 = |l_1 - k_1| \qquad и \qquad \bar{h}_2 = |\bar{l}_2 - \bar{k}_2|$$

7. Вычислить абсолютную погрешность $\Delta\gamma$ по формуле

$$\Delta\gamma = \frac{\sqrt{h_2^2(\Delta h_1)^2 + h_1^2(\Delta h_2)^2}}{(h_1 - h_2)^2}$$

Вследствие того, что имеем

$$h_1 = |l_1 - k_1| \quad u \quad \overline{h}_2 = |\overline{l}_2 - \overline{k}_2|$$

имеем

$$\Delta h_1 = \sqrt{(\Delta l_1)^2 + (\Delta k_1)^2} \quad u \quad \Delta h_2 = \sqrt{(\Delta l_2)^2 + (\Delta k_2)^2}$$

Поскольку значения l_1 и k_1, в течение всего эксперимента не изменялись, можно полагать, что Δl_1=Δk_1=δ. Приближенно можно считать, что погрешность шкалы прибора δ=±1 мм, следовательно, $h_1 \approx \pm\sqrt{2}$ мм. Для расчета Δh_2 надо вычислить Δl_2 и Δk_2, используя правила нахождения полуширины доверительного интервала непосредственно измеряемых значений l_2 и k_2, считая, что надежность (доверительная вероятность) α= 0,68.

8. Окончательный результат дать в виде $\gamma\pm\Delta\gamma$ и указать относительную погрешность $(\Delta\gamma/\gamma)\cdot 100\%$.

Примечание. Поскольку уравнение адиабаты (23) применимо для обратимого процесса, который должен быть достаточно медленным (квазистатическим), а в условиях нашего эксперимента адиабатный процесс необратим, протекает быстро с неизбежным образованием конвекционных потоков воздуха, кинетическая анергия которых переходит в теплоту, значение h_2 оказывается заниженным из-за недостаточного охлаждения воздуха при расширении. Отсюда заниженным оказывается и значение γ.

Б. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_P/C_V МЕТОДОМ СТОЯЧИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Определение отношения C_P/C_V методом стоячих звуковых волн основано на том, что скорость волн, распространяющихся в газе, зависит от показателя $\gamma= C_P/C_V$ его адиабаты и от температуры этого газа.

Для выяснения этой зависимости рассмотрим распространение звуковых волн в упругой среде.

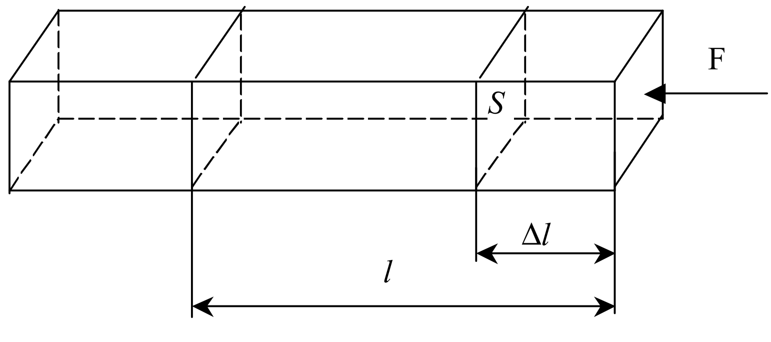

Рис. 3

Звуковые волны в газах являются продольными волнами сжатия и разряжения. Следовательно, скорость распространения звуковой волны зависит от упругости среды.

Рассмотрим сначала распространение волны в каком-либо твердом упругом теле, например в стержне. Пусть на конец стержня перпендикулярно его поперечному сечению S действует сила F (рис. 3).

За некоторый малый промежуток времени Δt под действием этой силы конец стержня будет иметь малое смещение Δl. Возникшее в результате деформации возмущение за время Δt распространится вдоль стержня на расстояние l. Следовательно, скорость продольной волны в стержне будет $v=l/\Delta t$, а скорость движения частиц стержня $v=\Delta l/\Delta t$.

Согласно закону Гука, деформирующая сила F и смещение Δl связаны соотношением

$$F = E \cdot S \frac{\Delta l}{l}, \tag{28}$$

где E - модуль упругости (модуль Юнга), характеризующий упругие свойства вещества; S - площадь поперечного сечения стержня; $\Delta l/l$ - относительное удлинение части стержня длиной l.

Умножив обе части равенства (28) на Δt получим выражение для импульса деформирующей силы:

$$F\Delta t = E \cdot S \frac{\Delta l}{l} \Delta t, \tag{29}$$

Вследствие того, что $l/\Delta t = \mathrm{v}$ запишем

$$F\Delta t = E \cdot S \frac{\Delta l}{\mathrm{v}}, \tag{30}$$

Кроме того, под действием импульса деформирующей силы часть стержня длиной l получит количество движения $m\mathrm{v}_m$, т.е.

$$F\Delta t = m\mathrm{v}_m, \tag{31}$$

где массу частиц m, пришедших в движение за время Δt, определяем по формуле

$$m = \rho S l. \tag{32}$$

Здесь ρ - плотность стержня до деформации. Учитывая выражение (32), можно записать

$$m\mathrm{v}_m = \rho S l \frac{\Delta l}{\Delta t} = \rho S \mathrm{v} \Delta l. \tag{33}$$

Подставив (33) в (31)

$$F\Delta t = \rho S \mathrm{v} \Delta l \tag{34}$$

и сравнив выражения (29) и (34) получим

$$\mathrm{v} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \tag{35}$$

Из формулы (35) видно, что скорость продольной волны пропорциональна корню квадратному из модуля упругости среда (модуля Юнга).

Если стержень деформируется так, что изменением поперечного сечения можно пренебречь, то относительное удлинение равно относительному изменению объема, т.е.

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{S\Delta l}{Sl} = \frac{\Delta V}{V} \tag{36}$$

где V - объем части стержня длиной l; ΔV - изменение объема при смещении Δl.

Тогда, согласно (28), и учитывая, что F/S=p, получаем

$$E = V \frac{p}{\Delta V} \tag{36}$$

Рассмотрим теперь распространение звуковой волны в газе, находящемся в закрытом сосуде постоянного сечения.

Полагая изменение объема и давления газа бесконечно малым и, принимая во внимание, что увеличению давления соответствует уменьшение объема, перепишем выражение (36) в виде

$$E = -V \frac{dp}{dV} \tag{37}$$

При распространении волн в газовой среде происходит изменение температуры различных участков вследствие сжатия и разряжения газа. При распространении волн достаточно высокой частоты, в частности звуковых, температура отдельных участков газа не успевает выравниваться за время одного колебания, если длина волны велика по сравнению с длиной свободного пробега молекул. В этих условиях ничтожная утечка теплоты в звуковой волне не влияет на скорость звука. Такое изменение состояния газа удовлетворяет уравнению Пуассона (20), дифференцируя которое получаем

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

откуда

$$\frac{dp}{dV} = -\gamma \frac{p}{V} \qquad (38)$$

Подставив (38) в формулу (.37), получим

$$E = \gamma p \qquad (39)$$

В соответствии с уравнением (15) плотность газа

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT} \qquad (40)$$

Подставляя выражения (39) и (40) в (35), получим

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$$

откуда

$$\gamma = \frac{\mu v^2}{RT} \qquad (41)$$

Из уравнения (41) видно, что определение показателя адиабаты γ сводится к измерению абсолютной температуры T газа и скорости звука v в нем.

Скорость звука в данной экспериментальной установке определяют методов стоячих волн. Если изучаемый газ поместить в трубу, закрытую с обоих концов, и вблизи одного из них прикрепить вибратор - источник звуковых колебаний, то вдоль трубы в столбе газа возникнет звуковая волна. При известных условиях падающая и отраженная от противоположного конца трубы волны, интерферируя, могут образовать стоячую волну, т.е. может возникнуть резонанс звуковых колебаний столба газа.

В закрытом с обоих концов столбе газа длиной l, может возникнуть стоячая волна при $l=k\lambda/2$, где λ - длина волны звука, k=1,2,3,..., т.е. на концах данного газового столба будут узлы стоячей волны, между которыми образуется целое число k полуволн.

Наименьшая разность длин двух газовых столбов l_{min}, в которых возникает резонанс звука, равна

$$l_{min} = l_k - l_{k-1} = k\frac{\lambda}{2} - (k-1)\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}$$

Таким образом, $\lambda=2l_{min}$. Учитывая, что длина звуковой волны λ связана со скоростью звука v и частотой ν зависимостью $\lambda=v/\nu$, получаем

$$v=2\nu l_{min} \qquad (42)$$

Экспериментальная часть

Схема установки для экспериментального определения скорости звука в воздухе приведена на рис.

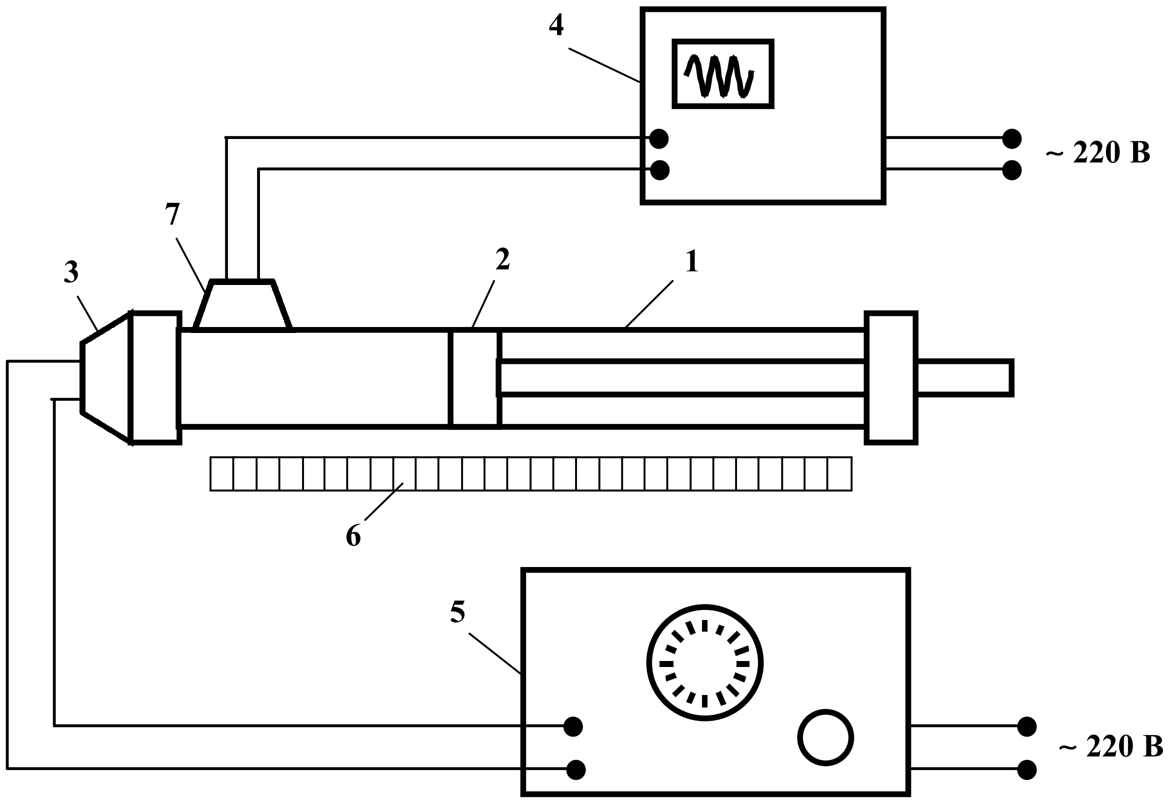

Рис. 4

4.

Установка представляет собой широкую стеклянную трубу 1 с миллиметровой шкалой 6. Внутри трубы свободно перемещается поршень 2. К концу трубы, противоположному поршню, присоединен телефонный капсюль 3, обращенный мембраной внутрь трубы. Катушки его электромагнита подключены к выходным клеммам звукового генератора 5, задающего звуковые колебания. Возбуждаемые мембраной телефонного капсюля 3 звуковые волны распространяются в трубе и отражаются от поршня. Перемещая поршень, можно добиться резонанса. Этот резонанс обнаруживается с помощью осциллографа 4, на вход которого подаются колебания от телефонного капсюля 7 (аналогичного капсюлю 3), укрепленного на боковой стенке трубы 1. В случае резонанса звуковых колебаний в трубе на экране осциллографа 4 резко возрастает амплитуда колебаний светящегося следа электронного луча.

Порядок проведения эксперимента следующий:

1. Включить звуковой генератор 5 в сеть и установить с помощью лимба частоту $\nu = 1000$ Гц. Регулятор громкости поставить в такое положение, при котором звук был бы не слышен в аудитории.

2. Задвинуть поршень 2 до соприкосновения с телефонным капсюлем 3 и затем отодвигать поршень 2 обратно до тех пор, пока не наступит первый резонанс звуковых колебаний, что обнаруживается на экране осциллографа. В случае резонанса стенка поршня, отражающая волну, окажется в узле стоячей звуковой волны. Отметить положение l_1 стенки поршня на миллиметровой шкале 6.

3. Отодвигая поршень далее, уловить и отметить на шкале 6 положение l_2, при котором наблюдается второй резонанс колебаний.

4. Опыт повторить n раз, например 10. Значения l_{1i} и l_{2i} занести в таблицу 2, аналогичную таблице 1. Таблица 2 будет отличаться от таблицы 1 только тем, что вместо значений k_2 должны быть значения l_1. Вычислить и записать в таблицу средние арифметические значения $\bar{l}_1$ и $\bar{l}_2$, среднеквадра-

тические погрешности $\Delta S_{\bar{l}_1}$ и $\Delta S_{\bar{l}_2}$, значения полуширины доверительных интервалов Δl_1 и Δl_2, полагая, что надежность (доверительная вероятность) α=0,68. Если окажется, что Δl_1 и Δl_2 меньше погрешности шкалы трубы δ, то приближенно принять $\Delta l_1=\Delta l_2=\delta$.

5. Вычислить значения

$$l_{\min} = \left|\bar{l}_2 - \bar{l}_1\right| \quad \text{и} \quad \Delta l_{\min} = \sqrt{\left(\Delta l_1\right)^2 + \left(\Delta l_2\right)^2}$$

В том случае, когда можно приближенно принять $\Delta l_1=\Delta l_2=\delta=1$ мм (1 мм- цена деления шкалы трубы), получаем

$$\Delta l_{\min} = \pm\sqrt{2} \quad мм$$

6. Вычислить значение γ. Из соотношений (41) и (42) следует

$$\gamma = \frac{4\mu\nu^2 l_{\min}^2}{RT} \qquad (43)$$

где μ=28,96 кг/кмоль - молярная масса воздуха; ν - резонансная частота; $l_{\min}$ - наименьшая разность длин резонирующих столбов воздуха; T - температура воздуха по шкале Кельвина; $R=8{,}31\cdot10^3$ Дж/(кмоль·К) - универсальная газовая постоянная.

7. Подсчитать относительную погрешность ε по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \sqrt{4\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta l_{\min}}{l_{\min}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}. \qquad (43)$$

В качестве ΔT можно приближенно взять цену деления шкалы термометра. По паспортным данным звукового генератора предельная относительная погрешность его частоты составляет 0,02. Поэтому можно принять $\Delta\nu/\nu$=0,02. Значение $\Delta\gamma$ определить по формуле

$$\Delta\gamma=\varepsilon\gamma$$

8. Окончательный результат записать в виде $\gamma\pm\Delta\gamma$ и указать относительную погрешность $(\Delta\gamma/\gamma)\cdot100\%$.

Контрольные вопросы

1. Что называется теплоемкостью, удельной и молярной теплоемкостью?
2. Почему теплоемкость при постоянном давлении больше, чем теплоемкость при постоянном объеме?
3. Почему при адиабатном расширении газа его температура понижается?
4. Почему при адиабатном расширении газа падение давления будет более резким, чем при изотермическом?
5. Как связана скорость распространения колебаний с упругостью среды?
6. Почему можно применять уравнение адиабатного процесса к газу, в котором распространяется звуковая волна?
7. Как возникают стоячие волны?

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. - М.: Наука, 1989. Т. 1, - 350 с.
2. Кикоин А. К., Кикоин И. К. Молекулярная физика. - М.: Наука, 1976. - 420 с.
3. Горелик Г.С. Колебания и волны. - М.: Физматгиз, 1959. - 572 с.