

Санкт-Петербургский государственный университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ ВОЗДУХА РЕЗОНАНСНЫМ МЕТОДОМ

Описание лабораторной работы № 22

ПРОБНАЯ ВЕРСИЯ

Разработчики описания: Т.В. Белопольская,
Д.Ю. Иванов

Санкт-Петербург

2014

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Некоторые вопросы теории	4
1.1. Уравнение состояния идеального газа	4
1.2. Первое начало термодинамики	5
1.3. Теплоёмкость идеального газа	6
1.4. Изотерма и адиабата идеального газа	8
1.5. Элементарная теория колебаний	9
2. Методика проведения эксперимента.....	12
2.1. Описание экспериментальной установки	12
2.2. Постановка эксперимента. Методика и техника измерений	13
3. Техника безопасности при работе с приборами	15
4. Порядок выполнения лабораторной работы	16
5. Обработка результатов эксперимента.....	18
6. Контрольные вопросы.....	19
Список рекомендованной литературы и справочные данные	20

Введение

В эксперименте, который предполагается провести в этой лабораторной работе, адиабатический процесс исследуется весьма оригинальным для него методом. Само по себе слово *адиабатический* (др. греч. ἀδιαβάτος) означает «непроходимый» и используется в качестве определения с самыми разными существительными: адиабатический инвариант, адиабатическое размагничивание, адиабатическое приближение и т.п., указывая, тем самым, на общефизический смысл этого понятия. В узком смысле, в приложении к процессу, *адиабатический* означает процесс, происходящий без теплообмена с внешней средой, что широко используется при анализе процессов, имеющих место в тепловых машинах, в атмосфере планет (и даже такой звезды, как Солнце) и в химических реакциях, и требует знания основ термодинамики.

Резонанс (фр. *résonance*, от лат. *resono* — откликаюсь) не менее, если не более, ёмкое слово. В узком смысле оно означает резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты внешнего воздействия к собственным, определяемым свойствами самой системы, частотам. Именно это позволяет считать резонансный метод — одним из наиболее мощных неразрушающих методов исследования свойств вещества. На явлении резонанса, в частности, основаны: звучание музыкальных инструментов, приём и генерация радиоволн, функционирование лазера, вся спектроскопия, такой метод медицинской диагностики, как магнитно-резонансная томография. Для понимания всей этой совокупности явлений необходимо знакомство с *теорией колебаний*. Поскольку и свет, и звук — это колебания, то можно сказать, что большую часть информации об окружающем нас мире мы получаем именно с помощью колебаний. Уже одно это обстоятельство должно оправдать те усилия, которые придётся затратить на освоение основ этой теории.

Если ещё добавить, что способ, предложенный в этой лабораторной работе для изучения адиабаты газа, можно считать для неё уникальным, то станет понятно, что вас ждёт увлекательное исследование.

1. Некоторые вопросы теории

1.1. Уравнение состояния идеального газа

К тому моменту, когда замечательный математик и физик Симеон Дени Пуассон (1781–1840) [1] приступил к изучению адиабаты, основные газовые законы уже были сформулированы. Так как при адиабатическом процессе температура непостоянна, то Пуассон понял, что изотермический закон Бойля–Мариотта $pV = \text{const}$ требует корректировки. В результате, он вывел уравнение адиабаты¹ $pV^\gamma = \text{const}$, которая теперь так и называется: *адиабата Пуассона*. Оказалось, что γ определяется через отношение теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме: $\gamma \equiv C_p / C_v$. Коэффициент γ тоже должен был бы по праву носить его имя, но... оказалось, что это название уже присвоено одному из модулей упругости, введённому Пуассоном ранее в теорию деформаций твёрдого тела (см., например, [2]). За γ утвердилось название *показатель адиабаты*, хотя иногда и его называют *коэффициентом Пуассона*.

Равновесное состояние газа, как известно, описывается тремя параметрами: давлением p , объёмом V и температурой T (см., например, [3–5]). При этом ещё, конечно, должна быть известна масса m газа. Вместо массы и объёма можно было бы сразу задать их отношение – плотность газа ρ , что физически было бы более оправдано (часто так и поступают). Однако, исторически, ввиду простоты измерений массы и объёма по отдельности, именно p , V и T чаще всего считаются параметрами состояния. Все три параметра задать произвольно нельзя, так как они связаны между собой функциональной зависимостью – уравнением состояния: $p = f(V, T)$, или $f(p, V, T) = 0$.

Конкретный вид этой зависимости определяется описываемой моделью. Для идеального газа таким уравнением является уравнение Клапейрона–Менделеева:

¹ Вывод уравнения адиабаты приведён в п. 1.4.

$$pV = \frac{m}{M} RT, \quad (1)$$

где $R = 8,314 \text{ Дж} \times \text{моль}^{-1} \times \text{К}^{-1}$ – универсальная газовая постоянная; m и M – масса и молярная масса газа, соответственно. Напомним, что между молекулами идеального газа не действуют силы притяжения, и они не имеют собственных размеров.

Для получения уравнения адиабаты знание уравнения состояния необходимо, но не достаточно. Требуется принять во внимание ещё и основные положения термодинамики, в частности, её *первое начало*.

1.2. Первое начало термодинамики

Законом сохранения энергии для систем, в которых существенное значение имеют тепловые процессы, является *первое начало термодинамики*: теплота (Q), сообщённая системе, расходуется на изменение её внутренней энергии (U) и на совершение этой системой работы (A) против внешних сил: $Q = \Delta U + A$. Более важной является дифференциальная форма этого закона:

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

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы, δA – элементарная работа, δQ – бесконечно малое количество теплоты. Различие дифференциалов (d и δ) обусловлено различием смысла функций: внутренняя энергия является функцией состояния ($\oint dU = 0$), а теплота и работа – функциями процесса ($\oint \delta Q \neq 0$; $\oint \delta A \neq 0$).

Внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от объёма, ни от давления: $U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT$, где i – число степеней свободы одной молекулы этого газа, а его работа – $A = \int p dV$. Что же касается теплоты (Q), то для её описания требуется ввести новое понятие – теплоёмкость.

1.3. Теплоёмкость идеального газа

Теплоёмкостью называется величина, равная отношению количества теплоты δQ , сообщаемого телу при бесконечно малом изменении его состояния в каком-либо процессе, к соответствующему изменению dT температуры этого тела: $C_{\text{тела}} = \delta Q/dT$. Если эта величина рассчитывается на единицу массы, теплоёмкость называется *удельной* (измеряется в Дж \times кг $^{-1}\times$ К $^{-1}$), если же расчёт ведётся на 1 моль вещества, теплоёмкость называется *молярной* (измеряется в Дж \times моль $^{-1}\times$ К $^{-1}$).

Из определения теплоёмкости видно, что она, так же как и δQ , является функцией процесса, и, следовательно, теплоёмкость не определена до тех пор, пока не заданы условия, при которых к система подводится тепло. Таких условий, а значит, и теплоёмкостей существует бесчисленное множество. Наиболее часто применяемые из них (но не единственно возможные) – теплоёмкости при постоянном объёме C_V и постоянном давлении C_p . Важно, что, как только условия подвода тепла *фиксированы*, теплоёмкость превращается из функции процесса в *функцию состояния*, что позволяет вычислять её с помощью частных производных: $C_x = (\partial Q/\partial T)_x$ ². Здесь « x » – параметр, постоянство которого определяет условия подвода тепла, в частности, таким параметром может быть объём V или давление p [6].

В расчёте на один моль внутренняя энергия идеального газа имеет вид: $U = i/2 RT$. Так как в изохорическом процессе ($V = \text{const}$) газ работы не совершает ($A = \int p dV = 0$), то, исходя из уравнения (2), получим $C_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$. Но поскольку внутренняя энергия идеального газа зависит *только* от температуры, то последнюю частную производную можно заменить на обычную, и тогда молярная теплоёмкость при постоянном объёме опреде-

² Читается: dQ по dT при постоянном x .

лится как

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2}R. \quad (3)$$

Чтобы отыскать молярную теплоёмкость идеального газа для изобарического процесса ($p = \text{const}$), нужно использовать, кроме первого начала термодинамики, ещё и уравнение состояния (1). Тогда для одного моля

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{dU}{dT} + p \left(\frac{R}{p} \right),$$

или

$$C_p = C_V + R. \quad (4)$$

Это уравнение впервые было получено Р. Майером (1814–1878), немецким врачом и естествоиспытателем, и носит его имя. Именно Майеру также принадлежит заслуга открытия первого начала термодинамики (1840). Обратим внимание на то, что соотношение (4) справедливо в таком виде только для **молярных** теплоёмкостей. С учётом (3) выражение для C_p можно также представить через число степеней свободы молекул газа:

$$C_p = \frac{i+2}{2}R. \quad (5)$$

Важным соотношением между теплоёмкостями C_p и C_V (не обязательно молярными) является уже упоминавшееся выше их отношение:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}. \quad (6)$$

Как видно, в случае идеального газа γ зависит только от числа степеней свободы молекулы, которое можно определить как число её возможных *независимых* движений. Поскольку материальная точка может совершать только поступательное движение вдоль трёх пространственных осей, то число степеней свободы, присущее ей, а значит, и одноатомной молекуле, равно трём ($i = 3$, $\gamma = 5/3$). Для двухатомной молекулы добавляются ещё вращения вокруг двух взаимно перпен-

дикулярных осей, проходящих через её центр инерции, но не совпадающих с линией, соединяющей центры атомов ($i = 5$, $\gamma = 1,4$). Наконец, при трёх и более атомах в молекуле все ограничения на возможные движения снимаются ($i = 6$, $\gamma = 4/3$). Подчеркнём тот факт, что всё сказанное относительно числа степеней свободы справедливо только для *жёстких*, движущихся как целое, молекул, т.е. молекул, атомы которых не совершают колебаний.

1.4. Изотерма и адиабата идеального газа

Рассмотрим изменение состояния идеального газа при адиабатическом изменении его объёма. *Адиабатическим* процессом, как уже было сказано, называется процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой ($\delta Q = 0$). При этом первое начало термодинамики (2) для одного моля примет вид:

$$pdV = -\frac{i}{2}RdT, \quad (7)$$

т.е. газ при адиабатическом изменении объёма совершает работу только за счёт своей внутренней энергии. Как следует из уравнения (7), при расширении ($pdV > 0$) он будет охлаждаться ($dT < 0$), а при сжатии – нагреваться.

Дифференцирование уравнения (1), записанного для одного моля, даст:

$$pdV + Vdp = RdT. \quad (8)$$

Решая совместно (7) и (8), с учётом (6) получим:

$$\gamma pdV + Vdp = 0. \quad (9)$$

Поделив (9) на pV , после интегрирования придём к уравнению адиабаты для идеального газа, впервые полученному С. Пуассоном (1823).

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (10)$$

Так как $\gamma > 1$, то кривая $p = f(V)$ (рис. 1) для адиабаты ($pV^\gamma = \text{const}$) круче, чем для изотермы ($pV = \text{const}$). Более резкое падение давления с увеличением объёма при адиабатическом процессе объясняется тем, что в этом случае давление газа уменьшается не только за счёт увеличения объёма, но и вследствие понижения температуры. Чем меньше показатель адиабаты γ , тем ближе адиабата к изотерме.

Для обеспечения адиабатичности процесса необходимы либо хорошая теплоизоляция системы, либо настолько быстрое его протекание, чтобы теплообмен между системой и окружающей средой просто не успевал произойти.

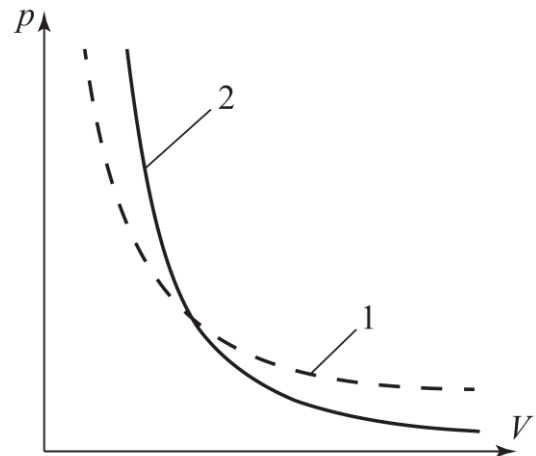


Рис. 1. Зависимость $p = f(V)$ для изотермы (1) и адиабаты (2).

1.5. Элементарная теория колебаний

Уравнение колебаний. *Колебания* – это движения или процессы, обладающие той или иной степенью повторяемости во времени. Особая роль принадлежит т.н. *гармоническим* колебаниям, так как они очень часто реализуются на практике (различные виды маятников, например) и просты в математическом описании, но главным образом потому, что любое, сколь угодно сложное, колебательное движение может быть представлено в виде суперпозиции простых гармонических составляющих (см., например, [7]).

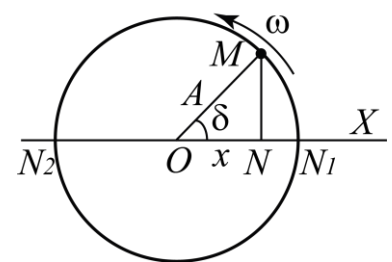


Рис. 2. Геометрический «генератор» колебаний.

Кинематическое уравнение колебаний можно получить с помощью своеобразного геометрического «генератора» колебаний (рис. 2). Проведём окружность радиуса A , выберем на ней точку M так, чтобы радиус OM первоначально составил с горизонтальной осью X угол δ . Если теперь заставить точку M совершать движение против часовой стрелки по окружности с угловой скоростью ω , то точка N – проекция точки M на горизонталь-

ную ось, будет совершать колебания между точками N_1 и N_2 вдоль этой оси. При этом смещение x колеблющейся точки от положения равновесия будет зависеть от времени t следующим образом:

$$x = A \cos(\omega t + \delta), \quad (11)$$

здесь A – максимальное значение смещения, или его *амплитуда* ($A > 0$); выражение, стоящее в скобках – *фаза* колебания, где ω – *циклическая (круговая) частота*, а δ – *начальная фаза*.

Кинематическое уравнение (11) и есть аналитическое описание гармонического колебательного движения. Важно отметить, что уравнение (11) представляет собой универсальное описание такого движения, поскольку под смещением x можно понимать любую физическую величину, участвующую в таком процессе (силу, заряд, напряжение, и др.).

Динамическое уравнение механических колебаний. При наличии в системе единственной неуравновешенной силы (F), пропорциональной отклонению системы от положения равновесия ($F = -\alpha x$) и направленной в его сторону, в системе установится колебательный процесс, проходящий по гармоническому закону. Силы, удовлетворяющие такому закону, бывают либо упругими (как, например, в случае пружинного маятника, где действует закон Гука), либо, хотя и неупругими по своей природе, но похожими на них, – *квазиупругими* (например, равнодействующая сил тяжести и натяжения нити в случае математического маятника). Оба этих случая можно описать с помощью объединяющей их универсальной модели – *гармонического осциллятора с одной степенью свободы*.

Простейший вариант такого осциллятора – материальная точка массы m , совершающая колебания под действием упругой или квазиупругой силы. Если записать второй закон Ньютона для этого случая:

$$F = -\alpha x = ma, \quad (12)$$

а затем учесть, что ускорение – это вторая производная от смещения по времени, получим дифференциальное уравнение гармонических колебаний³:

$$\ddot{x} + \frac{\alpha}{m}x = 0. \quad (13)$$

Легко убедиться, что при условии $\frac{\alpha}{m} = \omega^2$ решением (13) является уравнение (11). После такой замены мы получаем, наконец, каноническое дифференциальное уравнение колебаний гармонического осциллятора с одной степенью свободы:

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0. \quad (14)$$

³ Производные по времени принято обозначать точками наверху: \dot{x} , \ddot{x} и т.п.

2. Методика проведения эксперимента

2.1. Описание экспериментальной установки

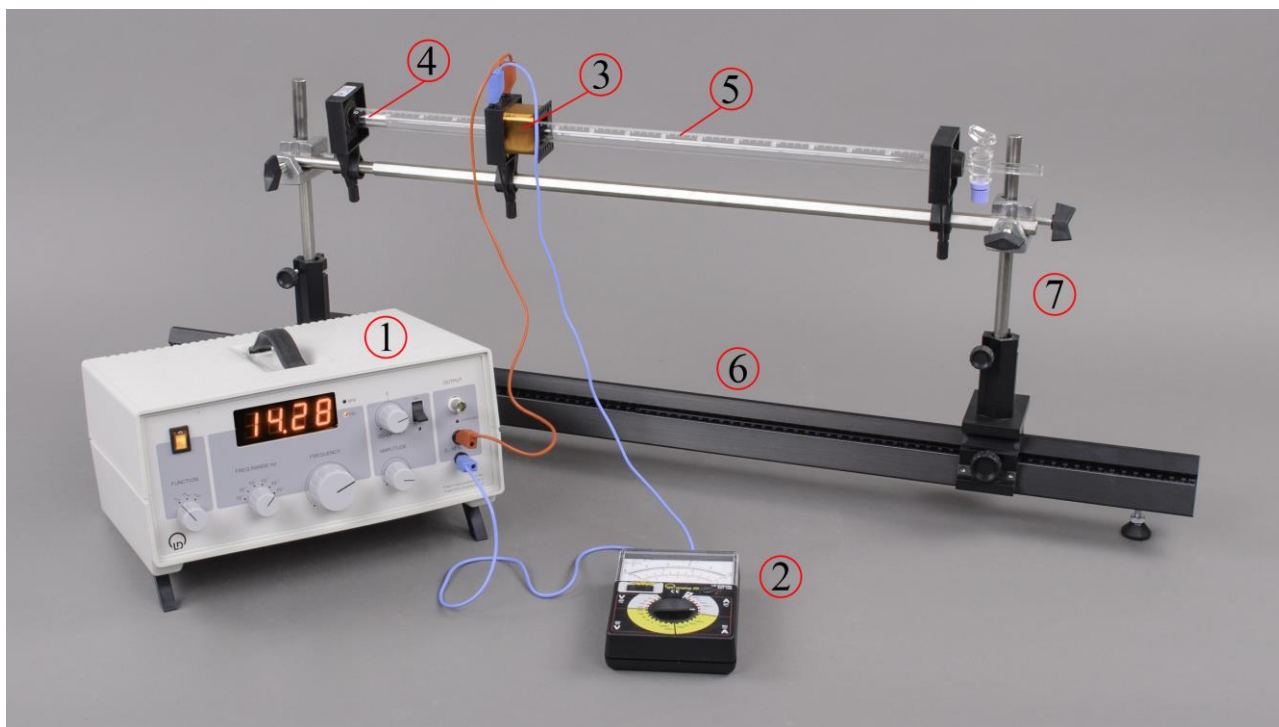


Рис. 3. Экспериментальная установка.

Используемый в работе прибор для изучения упругого резонанса газов представлен на рис. 3. Ток переменной амплитуды и частоты задаётся функциональным генератором (1). Сила тока измеряется мультиметром (2). К генератору подключён короткий соленоид (3), резко неоднородное магнитное поле которого приводит в колебательное движение магнитный поршень (4), помещённый в стеклянную трубку (5), закреплённую горизонтально. Вся установка смонтирована на оптическом рельсе (6) с помощью вертикальных стоек (7) со специальными зажимами.

Стеклянная трубка (5) с площадью поперечного сечения S , проградуирована в единицах объёма (цена деления $0,2 \text{ см}^3$). Каждые 5 делений (1 см^3) оцифрованы от 0 до 80. С одного конца трубка заканчивается краном (см. рис. 3), который имеет два положения: рабочее – закрытое, и вспомогательное – открытое. Другой конец трубки открыт на атмосферу. Со стороны этого, открытого, конца трубки в неё вставляется магнитный поршень. Это удастся сделать только при

открытом кране на противоположном конце трубки.

Объём, занимаемый исследуемым газом: $V = S h$ (см. рис. 4, кран на этом схематичном рисунке не показан) с одной стороны ограничен тем концом трубки, который заканчивается краном, а с другой – торцом поршня, расположенным на расстоянии h от дна трубки (рис. 4).

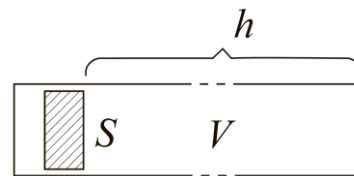


Рис. 4. Положение поршня в трубке

Важно: для того, чтобы поршень мог свободно двигаться, внутренняя поверхность стеклянной трубки обязательно должна быть очищена (безворсовой тканью, смоченной в спирте, например) от любого типа загрязнений. Чтобы не оставлять следов жира на поверхности поршня, не следует прикасаться к ней голыми руками.

2.2. Постановка эксперимента. Методика и техника измерений

Рассмотрим поведение поршня в трубке, закрытой с одного конца. Пусть поршень массы m фиксирует объём газа V (рис. 4). Так как с одной стороны поршня трубка открыта, то давление p , под которым находится исследуемый газ в трубке, равно $p = p_0$, где p_0 – атмосферное давление. Направим ось x от поршня вправо (рис. 4) вдоль оси симметрии трубки и резко сместим его в этом же направлении на расстояние dx , уменьшив объём газа на $dV = Sdx$. Благодаря быстрой перемещению поршня, малой теплопроводности газа и стенок стеклянной трубки, процесс сжатия газа можно считать адиабатическим (см. п. 1.4). Продифференцировав уравнение (9), получим выражение для избыточного давления:

$$dp = -\frac{\gamma p dV}{V} = -\frac{\gamma p S}{V} dx. \quad (15)$$

В результате, на поршень, площадь основания которого S_1 , будет действовать сила $dF = S_1 dp = -S_1 \frac{\gamma p S}{V} dx$. Интегрируя это уравнение, получим выражение для силы в зависимости от смещения поршня:

$$F = -\frac{\gamma p S S_1}{V} x. \quad (16)$$

Сила оказывается не только пропорциональной смещению поршня, но и направленной в сторону его равновесного положения. Как следует из теории, поршень в этом случае будет вести себя как гармонический осциллятор с одной степенью свободы, т.е. совершать гармонические колебания, круговая частота которых определяется уравнением (13). Вследствие уравнения (16), в рассматриваемом случае

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma p_0 S S_1}{m V}} \quad \text{или} \quad f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\gamma p_0 S S_1}{m V}}, \quad (17)$$

где учтено, что $p = p_0$.

Формула (17) показывает, что, зная частоту собственных колебаний поршня в трубке, можно установить однозначную связь с показателем адиабаты γ исследуемого газа. Частоту можно определить, воспользовавшись явлением резонанса – резким увеличением амплитуды колебаний при совпадении частот внешнего воздействия и собственных колебаний поршня. Условие полного совпадения частот при резонансе оказывается справедливым, только если силами трения в системе можно пренебречь. Для идеально чистых поверхностей причина возникновения силы трения – вязкость газа. Проведённая оценка⁴ показывает, что в этом эксперименте сила вязкого трения на несколько порядков меньше силы F (16), действующей на поршень со стороны упруго сжатого газа, и ею действительно можно пренебречь.

⁴ Попробуйте выполнить её самостоятельно.

3. Техника безопасности при работе с приборами

- Трубка должна быть идеально чистой внутри.
- Стекланные детали, как всегда, требуют к себе осторожного, аккуратного и бережного отношения.
- Сила тока от функционального генератора не должна превышать 1 А.

4. Порядок выполнения лабораторной работы

Формула (17) показывает, что при прочих равных условиях резонансная частота зависит только от объёма газа под поршнем. Поэтому эксперимент следует поставить так, чтобы получить зависимость между этими двумя параметрами. Для этого:

1. соберите установку так, как показано на рис. 3. Один из концов трубки должен быть полностью открыт, к другому её концу нужно присоединить двухходовой кран для возможности соединения объёма газа с атмосферой;
2. по настенному барометру в лаборатории определите точное значение атмосферного давления p_0 ;
3. аккуратно вставьте цилиндрический магнитный груз – поршень – в трубку. Пока кран на конце трубки закрыт, сделать это, по понятным причинам,⁵ не удастся. Кран следует открыть, после чего поршень можно будет перемещать внутри трубки с помощью постоянного магнита. Установив поршень в желаемом месте трубки, следует закрыть кран;
4. действуя так, как указано в п. 3, установите поршень так, чтобы объём V газа (воздуха) в трубке был максимально возможным.
5. Соленоид по отношению к поршню закрепите так, чтобы они касаясь своими торцами, продолжали друг друга;
6. плавно изменяя частоту функционального генератора, питающего соленоид, по максимальной амплитуде колебаний поршня определите резонансную частоту, соответствующую установленному объёму газа;
7. амплитуда колебаний при резонансе зависит от силы тока, подаваемого на катушку от генератора. Отрегулируйте силу тока так, чтобы амплитуда была 5–7 мм. Запишите в таблицу показания резонансной частоты (f) и объёма (V , рис. 4) газа в трубке;

⁵ Кстати, почему?

8. повторите измерение резонансной частоты для этого же объёма газа три раза;
9. повторите измерения по п.п. 5–8 для 10–12 положений поршня внутри трубки. Полученные экспериментальные значения резонансной частоты (f_i), соответствующей объёму (V_i) исследуемого газа, занесите в таблицу, удобную форму которой выберите сами;
10. после окончания эксперимента, убедитесь в адекватности полученных данных, построив **предварительный** график зависимости $\ln f = \varphi(\ln V)$ или $f^2 = \varphi(1/V)$. В обоих случаях график должен представлять собой прямую линию.

5. Обработка результатов эксперимента

Формулу (17) связи между резонансной частотой и объёмом исследуемого газа можно представить в эквивалентном виде:

$$f^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\gamma p_0 S S_1}{mV} = \gamma \frac{p_0 d^2 d_1^2}{64m} \frac{1}{V} = \gamma \frac{C}{V}. \quad (18)$$

Константа C определяется набором постоянных параметров эксперимента

$C = \frac{p_0 d^2 d_1^2}{64m}$, где: $d = (14,00 \pm 0,01)$ мм – внутренний диаметр трубки;

$d_1 = (13,97 \pm 0,01)$ мм – диаметр поршня; $m = (8,80 \pm 0,26)$ г – масса поршня.

Экспериментальные данные обрабатывайте следующим образом:

1. рассчитайте константу C ;
2. рассчитайте по полученным экспериментальным данным и занесите в таблицу значения f^2 и $\theta \equiv \frac{C}{V}$;
3. постройте график зависимости $f^2 = \varphi(\theta)$. Функция $f^2 = \varphi(\theta) = \gamma \frac{C}{V} = \gamma \theta$ представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой равен γ – показателю адиабаты воздуха;
4. найдите γ по методу наименьших квадратов;
5. сравните полученное значение с теоретическим;
6. определите число степеней свободы исследованного газа;
7. сделайте выводы по результатам проведённого эксперимента.

6. Контрольные вопросы

1. Что такое адиабатический процесс?
2. Что такое идеальный газ?
3. Предложите несколько принципиальных отличий идеального газа от реального.
4. Сформулируйте первое начало термодинамики.
5. Дайте определение теплоёмкости тела.
6. Объясните, почему C_p всегда больше чем C_v .
7. Объясните, почему линия адиабаты в координатах $p - V$ идёт круче, чем изотерма.
8. Напишите кинематическое и динамическое уравнения гармонических колебаний и объясните физический смысл входящих в них величин.
9. Выведите расчётную формулу (17) для определения показателя адиабаты резонансным методом.
10. Как изменится формула (17), если трубка будет закрыта с обеих сторон?

Список рекомендованной литературы и справочные данные

1. Араго Ф. *Биографии знаменитых астрономов, физиков и геометров*. Т. I – 493 с; Т. II, III – 463 с. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. (первое издание СПб., 1860)
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Т. VII. *Теория упругости*. М.: Наука. 1987. 248 с.
3. Млодзеевский А.Б. *Краткий учебник молекулярной физики*. М.–Л.: ГТТИ, 1934. 248 с.
4. Кикоин И.К, Кикоин А.К. *Молекулярная физика*. М.: Наука, 1976. 478 с.
5. Сивухин Д.В. *Общий курс физики / Том II. Термодинамика и молекулярная физика*. М.: Наука, 1979. 592 с.
6. Кричевский И.Р. *Понятия и основы термодинамики*. Изд-во «Химия». 1970. 440 с.
7. Крауфорд Ф. Берклеевский курс физики. Т. 3. *Волны*: Пер. с англ./Под ред. А.И. Шальникова и А.О. Вайсенберга 3-е изд. М.: Наука. 1984. 512 с.

Параметры экспериментальной установки:

<i>Стеклянная трубка:</i>	<i>Магнитный поршень:</i>	<i>Соленоид:</i>
внутренний диаметр: (14, 00 ± 0,01) мм;	масса: (8,8±0,26) г;	количество витков: 500;
внешний диаметр: 18 мм;	диаметр: (13,97 ± 0,01) мм;	сопротивление: 4,2 Ом;
длина: 535 мм;	длина: 20 мм.	максимальный ток: 1 А.
цена деления: 0,2 см ³ ;		
объем трубки: 80 см ³ .		