

**Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования**

**«МОГИЛЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ПРОДОВОЛЬСТВИЯ»**

Кафедра физики

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ ВОЗДУХА**

Методические указания
к лабораторной работе № 15
для студентов 1 курса всех специальностей

Могилев 2015

УДК 53

Рассмотрены и рекомендованы к изданию научно-методическим семинаром кафедры физики от 14.11.08 (протокол №3)

Составитель
профессор кафедры физики
В.Л.Мальшев

Рецензент
зав. кафедрой физики
А.С. Скапцов

© Могилевский государственный университет продовольствия

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящие методические указания помимо подготовки к выполнению лабораторной работы могут быть использованы в качестве пособия для самостоятельного изучения или повторения некоторых тем раздела «Молекулярная физика и термодинамика»:

Степени свободы.

Уравнение Менделеева - Клапейрона.

Закон равнораспределения.

Идеальный газ.

Внутренняя энергия идеального газа.

Первое начало термодинамики.

Работа газа при изменении объема.

Виды теплоемкостей.

Теплоемкость идеального газа в изопроцессах.

Уравнение Майера.

Физический смысл универсальной газовой постоянной.

Адиабатические процессы.

Показатель адиабаты.

Уравнение адиабаты. Уравнение Пуассона.

Адиабатические процессы и их приложения.

При описании экспериментального метода, применяемого в данной работе, рассматриваются вопросы темы «Механические колебания и волны»:

Интерференция механических волн.

Стоячие волны.

Принцип суперпозиции волн.

Условия когерентности.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ ВОЗДУХА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

1. Изучение адиабатических процессов путем определения показателя адиабаты как важной характеристики газов.
2. Изучение состава атмосферного воздуха.

ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ: звуковой генератор, установка для изучения интерференции звуковых волн.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Степени свободы Закон равномерного распределения

Одноатомные молекулы могут двигаться только поступательно. Двух- и многоатомные молекулы кроме поступательного могут совершать также вращательное и колебательное движения. Все виды движения связаны с некоторым запасом энергии, вычислить который позволяет установленный статистической физикой закон равномерного распределения энергии по степеням свободы молекул.

Числом степеней свободы механической системы называется количество независимых величин, с помощью которых может быть задано положение системы в пространстве.

Положение материальной точки определяется значениями трех ее координат. В соответствии с этим материальная точка имеет три степени свободы.

Положение системы, состоящей из двух жестко связанных материальных точек (молекула двухатомного газа), можно определить с помощью трех координат центра масс и двух углов, определяющих направление оси системы в пространстве, т.е. такая система имеет пять степеней свободы.

Система из N материальных точек, между которыми нет жестких связей, имеет $(3 - N)$ степеней свободы. Любая жесткая связь, устанавливающая неизменное взаимное расположение двух атомов, уменьшает это число на единицу.

Абсолютно твердое тело имеет шесть степеней свободы, т.к. его положение можно определить с помощью координат (x, y, z) его центра масс и углов (α, β, γ) , указывающих ориентацию твердого тела в пространстве. При поступательном движении тела изменяются только координаты центра масс – соответствующие степени свободы называются поступательными.

Изменения углов при неподвижном центре масс обуславливаются вращением тела – соответствующие степени свободы называются вращательными. Трехатомную молекулу и многоатомную молекулу с жесткими связями можно рассматривать как твердое тело, поэтому они имеют по 3 степени свободы поступательного и 3 – вращательного движения.

Если две материальные точки соединены упругой связью, приводящей к изменениям расстояния между атомами, то такая двухатомная молекула приобретает дополнительную колебательную степень свободы. Соответственно многоатомная молекула (трех- и более) с упругими связями имеет $(3N - 6)$ колебательных степеней свободы.

При нормальных температурных условиях колебательные степени свободы не проявляются, поэтому в данной работе учитываются только поступательные и вращательные.

Таблица 1 – Количество степеней свободы молекул

Вид молекулы	Вид связи	Число степеней свободы		
		Поступательные	Вращательные	Колебательные
1-атомная	–	3	–	–
2-атомная	жесткая	3	2	–
2-атомная	упругая	3	2	1
3-атомная и более (абсолютно твердое тело)	жесткая	3	3	–
3-атомная и более	упругая	3	3	$3N-6$

Сколько бы степеней свободы ни имела молекула, 3 из них – поступательные. Поскольку ни одна из поступательных степеней свободы не имеет преимущества, то кинетическая энергия одноатомной молекулы $(3/2) kT$ равномерно распределяется на каждую из трех поступательных степеней свободы, т.е. $kT/2$. Естественно предположить, что ни один из видов движения не имеет преимущества перед другими. Тогда на любую вращательную и колебательную степень свободы многоатомных молекул должна приходиться такая же часть энергии, а именно, $kT/2$. Это утверждение представляет собой существо закона равномерного распределения энергии по степеням свободы молекулы (сокращенно – **закон равнораспределения**):

$$\omega = \frac{i}{2} kT, \quad (1)$$

где ω - средняя энергия молекулы;

$$i = i_{\text{пр}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{к}}$$

$i_{\text{пр}}$ - число поступательных степеней свободы;

$i_{\text{вр}}$ - число вращательных степеней свободы;

$i_{\text{к}}$ - число колебательных степеней свободы;

k - постоянная Больцмана ($k = 1,385 \cdot 10^{-23}$ Дж/К); T - абсолютная температура.

Число колебательных степеней свободы здесь следует удвоить, т.к. на каждую из них приходится $kT/2$ кинетической энергии и $kT/2$ потенциальной энергии.

Следует обратить внимание на то, что при нормальных условиях молекулы считают жесткими, поэтому они обладают только поступательными и вращательными степенями свободы. Колебательные степени свободы начинают проявляться лишь при очень высоких температурах, например, у водорода – при температурах свыше 2000 К.

Идеальный газ Внутренняя энергия идеального газа

Любые газы при достаточном разрежении и не очень низких температурах удовлетворяют следующим условиям:

- соударения молекул происходят практически абсолютно упруго;
- размерами молекул можно пренебречь по сравнению с межмолекулярными расстояниями, поэтому силы притяжения между ними не проявляются.

Такие газы принято считать **идеальными**.

Внутренней энергией системы называется энергия этой системы за вычетом кинетической энергии движения системы как целого и ее потенциальной энергии во внешнем поле сил. Следовательно, в понятие внутренней энергии включается кинетическая энергия молекул, потенциальная энергия взаимодействия между молекулами и атомами. По определению, молекулы идеального газа не взаимодействуют между собой, поэтому во внутреннюю энергию идеального газа потенциальная энергия вклада не дает, а учитывать следует только кинетическую энергию отдельных молекул.

Внутренняя энергия одного моля идеального газа равна произведению числа молекул на среднюю энергию одной молекулы ω :

$$U_1 = N_A \omega = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT, \quad (2)$$

где $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро (количество молекул в одном моле);

$$R = N_A \cdot k,$$

где R - универсальная газовая постоянная.

Внутренняя энергия произвольного количества вещества $\left(\frac{m}{\mu}\right)$ идеального газа:

$$U = \frac{m}{\mu} U_1 = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} RT, \quad (3)$$

где m - масса газа,
 μ - молярная масса.

Первое начало термодинамики

Первое начало (закон) термодинамики – это частный случай закона сохранения энергии, учитывающий внутреннюю энергию системы.

Количество теплоты dQ , сообщенное системе, может быть израсходовано на изменение ее внутренней энергии dU и (или) на совершение работы $(+dA)$ над внешними телами:

$$dQ = dU + dA. \quad (4)$$

Закон справедлив и относительно dU : внутреннюю энергию системы можно изменить, сообщив ей некоторое количество теплоты dQ или совершив над ней работу $(-dA)$:

$$dU = dQ - dA. \quad (5)$$

Работа газа при изменении объема

Тепловое движение молекул газа приводит к столкновениям молекул со стенками цилиндра и подвижным поршнем, вследствие чего газ в цилиндре объемом V толкает поршень площадью S с силой F (рис.1).

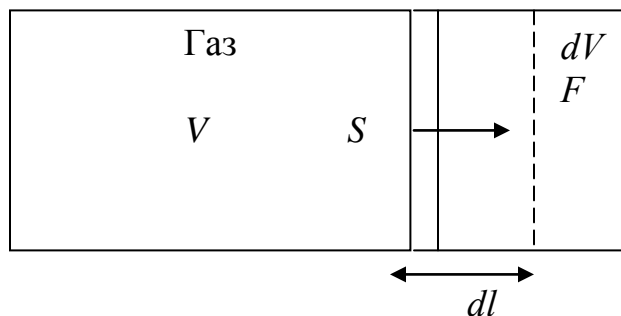


Рисунок 1–Работа газа при изменении объёма.

При этом совершается работа

$$dA = Fdl = \frac{F}{S} Sdl = PdV, \quad (6)$$

где dl - перемещение поршня;

P - давление газа;

dV - изменение объема газа.

С учетом (6) первое начало термодинамики можно записать в виде:

$$dQ = dU + PdV, \quad (7)$$

$$dU = dQ - PdV. \quad (8)$$

Виды теплоемкостей

1. **Теплоемкостью системы** (тела) называется количество теплоты, необходимое для изменения ее температуры на 1 К:

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (9)$$

$$[C] = \frac{\text{Дж}}{\text{К}}.$$

2. **Удельной** теплоемкостью вещества называется теплоемкость его единичной массы:

$$\tilde{N}_m = \frac{C}{m} = \frac{dQ}{m dT}, \quad (10)$$

$$[C_m] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

3. **Молярной** теплоемкостью называется теплоемкость одного моля данного вещества:

$$C_\mu = \frac{C}{m/\mu} = \frac{\mu dQ}{m dT} = \mu C_m, \quad (11)$$

$$[C_\mu] = \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.$$

Теплоемкость в изопроцессах

1. **Изохорический процесс.** Если нагревание вещества происходит при постоянном объеме, то согласно (6) система не совершает работы над окружающими телами, а все полученное количество теплоты расходуется на изменение ее внутренней энергии. Из (7) следует, что

$$dQ = dU.$$

Получим выражение для молярной теплоемкости одного моля идеального газа при $V = \text{const}$:

$$C_v = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU_1}{dT}. \quad (12)$$

Подставим (2) в (12):

$$C_v = \frac{i}{2} R. \quad (13)$$

Тогда внутреннюю энергию моля идеального газа можно вместо (2) записать в виде:

$$U_1 = C_v T. \quad (14)$$

2. Изобарический процесс. Запишем первое начало термодинамики (7) для одного моля идеального газа:

$$dQ = dU_1 + PdV_1. \quad (15)$$

При $\frac{m}{\mu} = 1$ моль – **уравнение Менделеева - Клапейрона**

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (16)$$

приводится к виду:

$$PV_1 = RT \rightarrow V_1 = \frac{RT}{P}. \quad (17)$$

При подстановке (14) и (17) в (15) молярная теплоемкость при постоянном давлении может быть записана в виде:

$$C_\delta = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU_1}{dT} + P \frac{dV_1}{dT} = C_v + R,$$

т.е.
$$C_p = C_v + R. \quad (18)$$

Выражение (18) называется **уравнением Майера**. Из сопоставления (18) и (15) следует **физический смысл универсальной газовой постоянной**. Она численно равна работе, совершаемой молем идеального газа при повышении его температуры на один Кельвин в изобарическом процессе ($P = \text{const}$). C_p всегда больше C_v на R , так как при нагревании газа при постоянном давлении требуется дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, чтобы обеспечить постоянство давления увеличением объема газа.

Выразим C_p через число степеней свободы i , подставив (13) в (18):

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R. \quad (19)$$

Согласно молекулярно-кинетической теории газов теплоемкость зависит от числа степеней свободы молекул и не должна зависеть от температуры. Но это оказывается справедливым только в пределах отдельных температурных интервалов.

Участки монотонного возрастания теплоемкости наблюдаются при изменении числа степеней свободы молекул. При низких температурах молекулы двигаются поступательно. С ростом температуры включаются

степени свободы вращательного движения. При еще более высоких температурах к ним добавляются колебательные степени свободы. Поэтому при нормальных условиях следует учитывать только поступательные и вращательные степени свободы.

Как видно из монотонного характера графика во вращательное, а затем и колебательное движение молекулы вовлекаются постепенно. Объяснение такого поведения теплоемкости дает квантовая механика.

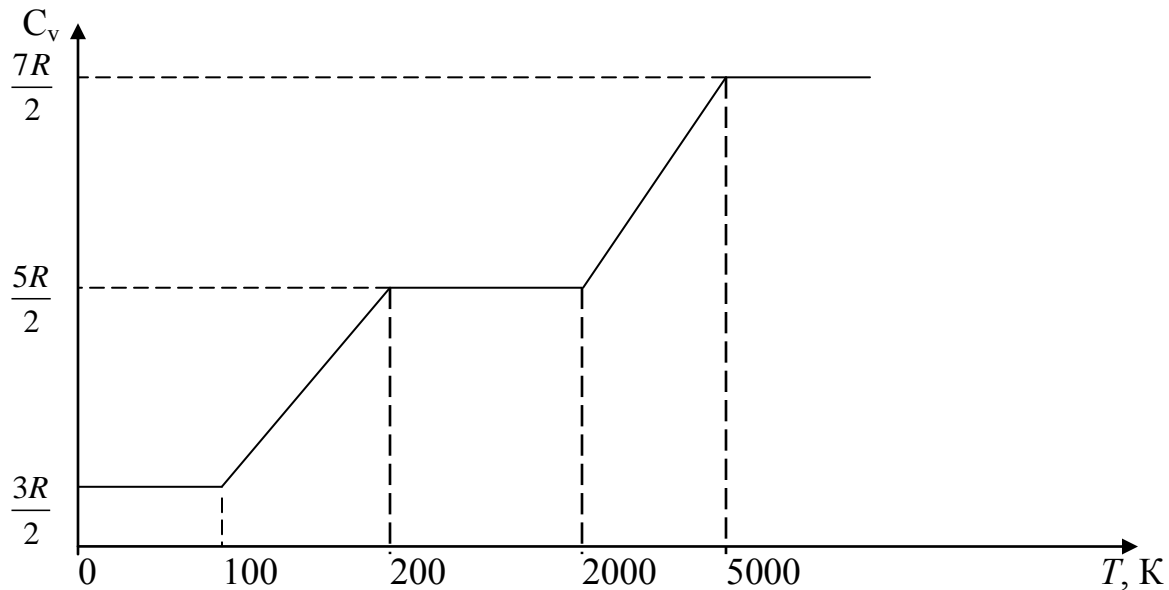


Рисунок 2– Температурная зависимость молярной теплоемкости водорода при постоянном объеме.

Адиабатические процессы Показатель адиабаты

Адиабатическим называется процесс, протекающий без теплообмена с внешней средой, т.е. при $Q = const$ или $dQ = 0$.

Поскольку веществ, совершенно не проводящих тепло, не существует, количество теплоты, которым обменивается система с окружающей средой, будет тем меньше, чем быстрее протекает процесс.

Для любого газа существует характерное отношение C_p (19) к C_v (13), называемое **показателем адиабаты**:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (20)$$

Уравнение адиабаты

Найдем уравнение, связывающее параметры идеального газа при адиабатическом процессе.

В качестве исходного выражения примем первое начало термодинамики в виде (7):

$$dQ = dU + PdV.$$

Подставив в него (3) и (13), учтем, что в адиабатическом процессе у газа не происходит теплообмена с окружающей средой ($dQ=0$):

$$\frac{m}{\mu} C_v dT + PdV = 0. \quad (21)$$

Выразим P из уравнения Менделеева-Клапейрона (16):

$$P = \frac{mRT}{\mu V}. \quad (22)$$

Подставим (22) в (21):

$$\frac{m}{\mu} C_v dT + \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = 0. \quad (23)$$

Если $T \neq 0$, то можно поделить на $\frac{mC_v T}{\mu}$ обе части уравнения (23)

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_v} \cdot \frac{dV}{V} = 0.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V = \text{const}_1. \quad (24)$$

Из (18) следует, что $R = C_p - C_v$, тогда

$$\frac{R}{C_v} = \frac{C_p - C_v}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} - 1 = \gamma - 1. \quad (25)$$

Подставим (25) в (24):

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}_1.$$

После потенцирования получим уравнение адиабаты в переменных T и V :

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}_2. \quad (26)$$

Получим аналогичное уравнение в переменных P и V .

Подставим в (26) T из уравнения Менделеева-Клапейрона (16):

$$\frac{\mu PV}{mR} V^{\gamma-1} = \text{const}_2.$$

Перенеся константы в правую часть, получим

$$PV^\gamma = \text{const}_3. \quad (27)$$

Уравнение адиабатического процесса в переменных P и V (27) носит название **уравнения Пуассона**.

Из сопоставления уравнения Пуассона с уравнением изотермического процесса ($PV = \text{const}$) видно, что график адиабаты идет круче, чем изотермы (рис.3).

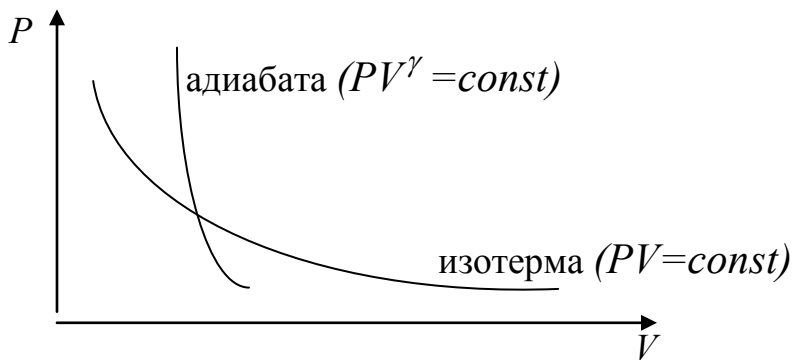


Рисунок 3 – Сравнительный вид адиабаты и изотермы

Адиабатические процессы и их приложения

1. Истечение газов из сопла ракеты

Поскольку истечение газов происходит гораздо быстрее, нежели теплообмен корпуса ракеты с окружающей средой, то можно считать процесс адиабатическим. Тогда формула критической скорости истечения газов имеет вид:

$$V_k = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} R(T_1 - T_2) \frac{1}{\mu}} .$$

2. Циклы тепловых машин

Адиабатические процессы лежат в основе циклов ряда тепловых машин, например, бензинового двигателя (цикл Отто) и двигателя внутреннего сгорания (цикл Дизеля). Показатель адиабаты входит в расчетные формулы коэффициентов полезного действия обоих циклов, например для цикла Отто:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}} .$$

3. Зависимость температуры атмосферного воздуха от высоты над поверхностью Земли

Нагретый у поверхности Земли воздух, поднимаясь в верхние слои атмосферы, где давление понижено, расширяется. Воздух плохой проводник тепла, изменение давление поднявшегося воздуха происходит практически адиабатически и поэтому сопровождается понижением температуры. Изменение температуры воздуха с высотой определяется соотношением:

$$\frac{dT}{dh} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{\mu g}{R} ,$$

которое также содержит показатель адиабаты.

4. Ударная волна

Для оценки степени сжатия газов в ударной волне, которое с большой степенью точности можно считать адиабатическим, используется соотношение:

$$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)_{\mu \rightarrow \infty} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$$

5. Распространение акустических волн

Процесс распространения акустических волн, представляющий собой периодическое сжатие и расширение газа при прохождении звуковых колебаний, можно также считать адиабатическим и проходящим со скоростью:

$$V = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}. \quad (28)$$

Эта формула положена в основу определения показателя адиабаты воздуха в данной работе и заключается в измерении скорости распространения звуковых волн в атмосфере.

Механические волны

При наличии совокупности связанных между собой частиц колебание одной из них приводит к возникновению колебаний остальных частиц. Среды, способные переносить колебание в пространстве от точки к точке называются **упругими**, а сами распространяющиеся колебания – **волнами**. Однако механизм образования волн в различных средах различен. Например, при нажатии на поршень газ в цилиндре вблизи поршня уплотнится. Из области уплотнения, обладающей повышенным давлением, газ перераспределяется в область меньшего давления. Там, где первоначально было сжатие, наступает разрежение и наоборот. Таким образом, плотность и давление газа будут перераспределяться, меняясь в пространстве от точки к точке. В твердых телах колебания могут происходить и без изменения плотности вещества, передаваясь от атома к атому. Колебания среды, происходящие вдоль направления распространения волнового процесса, называются продольной волной, которой соответствует, в частности, распространение звуковых колебаний (от 16 до 20000 Гц) в газах.

Следует иметь в виду, что в газообразных и жидких средах механические волны могут быть только продольными, так как колебательное движение в них производит объемный сдвиг слоев в направлении действия силы. В твердых телах могут наблюдаться как деформации сдвига, так и упругие деформации, поэтому в них могут возникать как продольные, так и поперечные волны.

Вывод рабочей формулы

При распространении звуковой волны в газе его сжатие и расширение происходят достаточно быстро. Поэтому процесс можно рассматривать как адиабатический.

Выразим из (28) показатель адиабаты:

$$\gamma = \frac{V_0^2 \rho}{P}, \quad (29)$$

где V_0 - скорость звука;

ρ - плотность газа (воздуха);

P - давление газа.

Воспользовавшись уравнением Менделеева-Клапейрона (16), установим связь между P и ρ :

$$P = \frac{mRT}{V\mu} = \rho \frac{RT}{\mu} \rightarrow \frac{P}{\rho} = \frac{RT}{\mu}. \quad (30)$$

Подставим (30) в (29):

$$\gamma = \frac{V_0^2 \mu}{RT}, \quad (31)$$

где μ - молярная масса воздуха ;

R - универсальная газовая постоянная;

T - температура газа (воздуха).

Таким образом, для определения показателя адиабаты данного газа необходимо знать скорость распространения в нем звуковой волны.

Ее можно определить методами *интерференции* звуковых волн или *стоячей волны*.

Интерференция механических волн

В некотором объеме пространства могут одновременно распространяться несколько волн, возбуждаемых различными источниками. Еще Леонардо да Винчи заметил, что **независимые волны**, проходя через одну и ту же точку пространства **складываются, но друг друга не искажают**. В таких точках результирующее смещение частицы среды в любой момент времени представляет собой геометрическую сумму смещений, вызываемых каждой волной в отдельности. В этом наблюдении состоит существо **принципа суперпозиции волн**.

Явление суперпозиции волн различных источников, когда амплитуды результирующих колебаний различных частиц среды оказываются неодинаковыми по величине неизменными во времени, называется

интерференцией волн. Признаком интерференции является чередование не перемещающихся в пространстве зон с максимальными и минимальными амплитудами результирующих колебаний частиц среды.

Для возникновения **интерференции волн** необходимо соблюдение ряда **условий**:

- частоты (длины волн) складываемых колебаний должны быть равны друг другу;
- сдвиг фаз между складываемыми колебаниями должен оставаться неизменным (не должен зависеть от времени);
- **направления колебаний частиц среды** в интерферирующих волнах должны совпадать;
- скорости распространения складываемых волн должны быть одинаковыми.

Перечисленные условия называются **условиями когерентности**. Значит, интерферировать между собой могут только когерентные волны.

Условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов

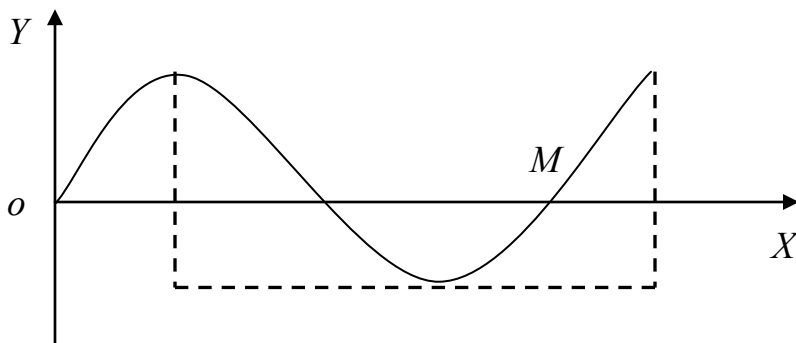
Рассмотрим результирующее колебание в т. M , возникающее при сложении двух гармонических колебаний из т.т. O_1 и O_2 , например с начальными фазами равными нулю и одинаковыми амплитудами:

$$y_1 = A \cos(\omega t - k_0 x_1),$$

$$y_2 = A \cos(\omega t - k_0 x_2).$$

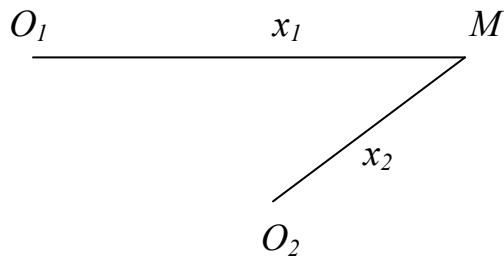
Здесь A - амплитуда волны; ω - циклическая частота волны;

t - время; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ - **волновое число**; λ - длина волны.



Y - смещение колеблющейся точки среды

Рисунок 4 – Схема распространения бегущей поперечной волны



O_1, O_2 - источники волн; x_1, x_2 - расстояния до исследуемой т. M

Рисунок 5 – Схема наложения двух когерентных волн в т. M .

Результирующее смещение т. M будет зависеть от координат x_1 и x_2 .

$$y = y_1 + y_2$$

Далее по формуле суммы косинусов:

$$y = 2A \cos \left[\frac{k_0}{2} (x_2 - x_1) \right] \cdot \cos \left[\omega t - \frac{k_0 (x_1 + x_2)}{2} \right],$$

где $2A \cos \left[\frac{k_0}{2} (x_2 - x_1) \right]$ - амплитуда результирующего колебания, не зависящая от времени и меняющаяся от точки к точке.

1. Рассмотрим условия, когда амплитуда результирующего колебания достигает максимума. Интерференционный максимум наблюдается, когда на разности хода волн укладывается четное число полуволен:

$$x_2 - x_1 = 2n \frac{\lambda}{2} = n\lambda, \quad (32)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Во всех точках пространства, для которых выполняется условие (32), будет наблюдаться **интерференционный максимум**:

$$2A \cos \left(\frac{k_0}{2} n\lambda \right).$$

Учитывая, что волновое число $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, получим $2A \cos n\pi = \pm 2A$

- максимальная амплитуда.

2. Если на разности хода волн укладывается нечетное число полуволен

$$x_2 - x_1 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (33)$$

то в таких точках пространства амплитуда результирующих колебаний будет иметь минимальное значение:

$$2A \cos\left(n\pi + \frac{\pi}{2}\right) = 0.$$

Волны как бы гасят друг друга, поэтому условие (33) называется условием **интерференционного минимума**.

Стоячие волны

Важным частным случаем интерференции волн являются стоячие волны, образующиеся при наложении двух встречных когерентных волн. Выберем начало координат таким образом, чтобы встречные волны имели одинаковые фазы, а начальный момент так, чтобы они были равны нулю. Тогда уравнение обеих волн (падающей и встречной) запишутся в виде:

$$y_1 = A \cos(\omega t - k_0 x),$$

$$y_2 = A \cos(\omega t + k_0 x).$$

Сложение двух волн по формуле суммы косинусов дает

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos k_0 x \cos \omega t.$$

Множитель $\cos \omega t$ показывает, что результирующее колебание имеет ту же частоту, что и интерферирующие. Множитель $2A \cos k_0 x$, не зависящий от времени, представляет собой амплитуду результирующего колебания. Амплитуды стоячей волны зависят от координат. Точки с нулевой результирующей амплитудой называются **узлами** (интерференционный минимум стоячей волны), а амплитуды, равные сумме амплитуд падающей и встречной волн, – **пучностями** (интерференционный максимум стоячей волны) (рис.6).

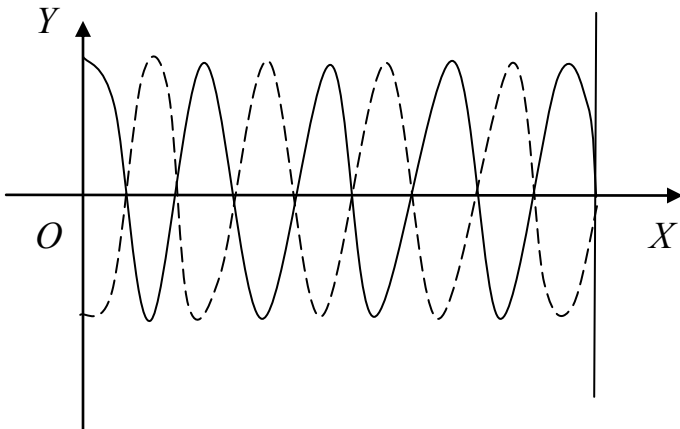


Рисунок 6 – Схема распространения (сплошная кривая) и отражения (штриховая кривая) волны, образующей при наложении стоячую волну.

1. Пучности. Амплитуда стоячей волны $2A \cos k_0 x$ достигает максимума при $|\cos k_0 x| = 1$,

$$k_0 x = \pm n\pi, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots,$$

то есть пучности наблюдают в точках, отвечающих условию:

$$x = \pm \frac{n\pi}{k_0} = \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Расстояние между соседними пучностями равно половине длины волны $\lambda/2$

2. Узлы. Результирующая амплитуда стоячей волны минимальна при условии:

$$\cos kx = 0 \rightarrow k_0 x = \pm(2n+1)\frac{\lambda}{2} \rightarrow x = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2k_0} = \pm(2n+1)\frac{\lambda}{4}.$$

Расстояние между соседними узлами также оказывается равным половине длины интерференционных волн.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ЗАДАНИЕ 1. Определение показателя адиабаты атмосферного воздуха

1. **Подключить** к установке телефон и звуковой генератор. Перемещая вдоль сантиметровой шкалы подвижную часть установки, **определить** на слух среднее l между соседними интерференционными минимумами и измерить его. Этот отрезок пути акустическая волна проходит дважды, поэтому ее длина λ определяется как

$$\lambda = 2l.$$

2. Измеренная таким образом длина волны и установленная на звуковом генераторе частота позволяют рассчитать скорость звука в воздухе

$$V = \lambda\nu = 2l\nu.$$

Определить скорость звука по формуле (34) методом интерференции (рис.7) и стоячей волны (рис.8) для каждой из рабочих частот.

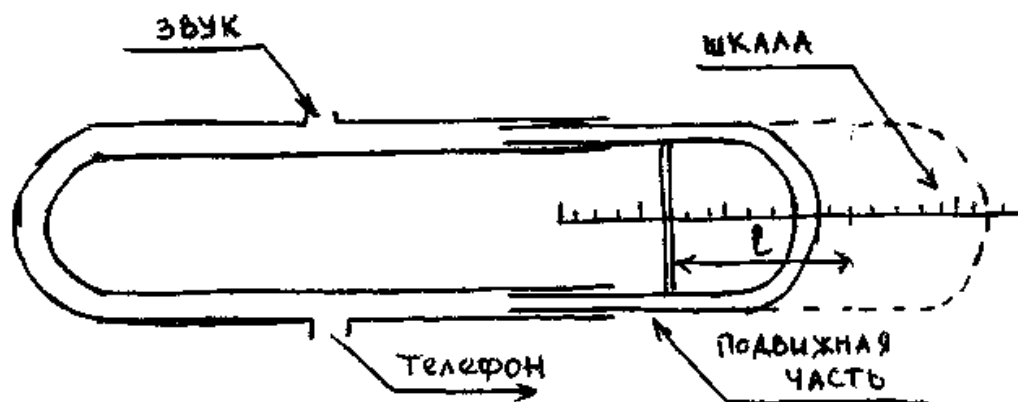


Рисунок 7 – Схема установки для исследования интерференции акустических волн.

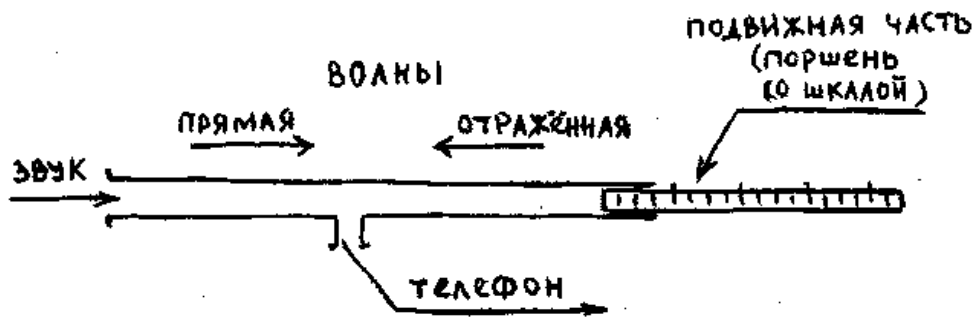


Рисунок 8 – Схема установки для исследования стоячих акустических волн.

3. Для каждой из частот **рассчитать** показатель адиабаты, используя формулу (31).

После подстановки (34) в (31) получаем расчетную формулу

$$\gamma = \frac{4l^2\nu^2\mu}{RT}, \quad (35)$$

где ν - частота, установленная на звуковом генераторе; T - температура среды; l - измеренное расстояние между соседними узлами (минимумами).

$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ - универсальная газовая постоянная,

$\mu = 0,029$ кг/моль - молярная масса воздуха.

4. Из формулы (35) **получить** выражение для расчета относительной погрешности измерений показателя адиабаты.

Рассчитать средние значения показателя адиабаты и погрешностей его измерения. **Записать** окончательный результат в виде

$$\gamma = \gamma_{\text{нб}} \pm \Delta\gamma,$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta\gamma}{\gamma_{\text{нб}}} \cdot 100\%.$$

5. **Сравнить** полученное экспериментально значение γ с теоретическими значениями для двух- и трехатомных газов при помощи формулы (20).

ЗАДАНИЕ 2. Определение состава атмосферного воздуха

Атмосферный воздух представляет собой смесь газов и паров. Ориентировочное представление о составе воздуха можно получить из следующей таблицы, в которой представлены наиболее распространенные компоненты.

Таблица 2– Состав атмосферного воздуха

Газ	Содержание, %	
	объёмное	массовое
Азот	78,1	75,5
Кислород	21	23,1
Водяной пар	1,6	1
Аргон	0,93	1,28
Двуокись углерода	0,033	0,05
Водород	0,011	0,00076
Неон	0,0018	0,0012

Эти данные соответствуют условиям на уровне моря и до высоты порядка 100км меняются незначительно. Показатели водяного пара приведены для температуры 298 K и влажности 50%.

Однако в производственных и жилых помещениях, особенно расположенных вблизи неблагоприятных в экологическом отношении предприятий, часто обнаруживается повышенное содержание трех- и более атомных газов. Количество водяных паров в закрытых помещениях также непостоянно и зависит от места, времени и влажности атмосферного воздуха.

Считая молекулы воздуха в основном двухатомными ($i_2=5$) с примесью более тяжёлых газов (трёх- и более атомных) и пренебрегая содержанием в атмосфере одноатомных газов, **оценить** относительную концентрацию ε_3 в помещении более тяжёлых молекул ($i_3 =6$) по формуле

$$\varepsilon_3 = \frac{\gamma - \gamma_3}{\gamma_2 - \gamma_3}.$$

(36)

Для подстановки в (36)

- γ – **измерить** на экспериментальной установке ($1,3 < \gamma \leq 1,4$);

- γ_2, γ_3 – показатели адиабаты двух и трехатомных газов **рассчитать** по

(20), где i **определяется** из таблицы 1.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Степени свободы.
2. Закон равнораспределения.
3. Идеальный газ.
4. Внутренняя энергия идеального газа.
5. Работа газа при изменении объема.
6. Первое начало термодинамики.
7. Теплоемкость. Удельная и молярная теплоемкости. Единицы измерения.
8. Теплоемкость при постоянном объеме.
9. Теплоемкость при постоянном давлении.
10. Уравнение Менделеева - Клапейрона.
11. Уравнение Майера. Физический смысл универсальной газовой постоянной.
12. Адиабатические процессы в природе и технике.
13. Уравнение Пуассона с выводом.
14. Показатель адиабаты. Его выражение через число степеней свободы.
15. Расчет показателя адиабаты для одно-, двух- и трехатомного газа.
16. Принцип суперпозиции волн.
17. Образование продольных механических волн в упругой среде.
18. Интерференция механических волн.
19. Условия когерентности. Волновое число.
20. Условия интерференционных максимума и минимума.
21. Уравнение стоячей волны.
22. Характеристики волновых процессов (смещение, амплитуда, циклическая частота, волновое число, длина волны). Определения и единицы измерения.
23. Состав атмосферного воздуха.
24. Расчетная формула и выражение относительной погрешности показателя адиабаты.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ЦЕЛЬ РАБОТЫ. ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ	4
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ	
Степени свободы. Закон равнораспределения	4
Идеальный газ. Внутренняя энергия идеального газа	6
Первое начало термодинамики	7
Работа газа при изменении объема	7
Виды теплоемкостей	8
Теплоемкость в изопроцессах	8
Адиабатические процессы. Показатель адиабаты	10
Уравнение адиабаты	10
Адиабатические процессы и их приложения	12
Механические волны	13
Вывод рабочей формулы	14
Интерференция механических волн	14
Условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов	15
Стоячие волны	17
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ	
ЗАДАНИЕ 1. Определение показателя адиабаты атмосферного воздуха	18
ЗАДАНИЕ 2. Определение состава атмосферного воздуха	29
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	21

Учебное издание

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ ВОЗДУХА**

Методические указания

Составитель Малышев Владимир Львович,
канд. физ.-мат. наук, профессор

Редактор Т.Л. Матеуш

Технический редактор А.А. Щербакова

Подписано в печать Формат 60x84 1/16
Бумага офсетная. Гарнитура Таймс. Печать трафаретная.
Усл. печ. л. 1,4 Уч.-изд. л. 1,5
Тираж 80 экз. Заказ

Учреждение образования
«Могилёвский государственный университет продовольствия».

212027, Могилёв, пр-т Шмидта, 3.

ЛИ №02330/0131913 от 08.02.2007.

Отпечатано на ризографе редакционно-издательского отдела
учреждения образования
«Могилёвский государственный университет продовольствия».

212027, Могилёв, пр-т Шмидта, 3.