**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ**

УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
**«БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**КАФЕДРА ФИЗИКИ**

# Методические указания к лабораторной работе «Изучение зависимости скорости распространения звука в воздухе от температуры»

**Брест 2022**

УДК 534.231.2

Методические указания к лабораторной работе «Изучение зависимости скорости распространения звука в воздухе от температуры» имеют традиционное содержание, в котором присутствуют разделы: название и цель работы, описание экспериментальной установки, теория метода, задания для самостоятельной работы, приложение и контрольные вопросы. При выполнении лабораторной работы студенты имеют возможность познакомиться с основными понятиями, применяемыми в термодинамике при описании звуковых волн. Методические указания к лабораторной работе «Изучение зависимости скорости распространения звука в воздухе от температуры» предназначены для студентов технических специальностей дневной и заочной форм обучения, изучающих дисциплины «Физика», «Техническая термодинамика».

Составители: Кандилян Генрик Сережаевич
Кушнер Татьяна Леонидовна,
к. ф.-м. н., заведующий кафедрой физики УО «БрГТУ»;
Чугунов Сергей Владимирович,
старший преподаватель кафедры физики УО «БрГТУ»;
Чугунова Элеонора Валерьевна,
учитель физики ГУО «Гимназии № 4 г. Бреста»

Рецензент: Демидчик А. В., к. ф.-м. н., доцент,
заведующий кафедрой общей и теоретической физики
учреждения образования
«Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина»

## ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

**Цель работы:** определить скорость распространения звуковой волны в воздухе при различных температурах.

**Приборы и принадлежности:** звуковой генератор, мультиметр, микрофон, телефон, осциллограф, стеклянная трубка, нагреватель, линейка.

### 1 Теория метода (с применением обозначений в дисциплине «Физика»)

Распространение звуковой волны в газе сопровождается процессами сжатия и разрежения в пространстве, где распространяется волна. Во время сжатия температура газа (в данном случае воздуха) повышается, а при разрежении газ охлаждается, т. к. в первом случае работу совершает внешняя сила, а во втором – сам газ. Дополнительное повышение температуры газа приводит к увеличению разности температур между областями сжатия и разрежения, что в свою очередь приводит к повышению перепада давления и увеличению скорости звуковой волны. Такого типа деформации происходят настолько быстро, что теплообменом между слоями газа можно пренебречь и считать процесс адиабатическим. Первый закон термодинамики для такого процесса ($\delta Q = 0$) запишем в виде:

$$0 = dU + \delta A, \tag{1}$$

где $dU = \frac{i}{2}\left(p \cdot dV + V \cdot dp\right)$ – изменение внутренней энергии газа; $\delta A = p \cdot dV$ – элементарная работа; $i$ – число степеней свободы молекул газа; $p$ – давление газа; $V$ – объем газа. Тогда из (1) получим:

$$0 = \frac{i}{2}\left(p \cdot dV + V \cdot dp\right) + p \cdot dV = p \cdot dV\left(\frac{i}{2} + 1\right) + \frac{i}{2}V \cdot dp. \tag{2}$$

$$\text{или} \quad -V \cdot dp = \frac{i+2}{i}\, p \cdot dV. \tag{3}$$

Величина $\gamma = \frac{i+2}{i}$ представляет собой показатель адиабаты газа.

Тогда имеем:

$$\frac{dp}{dV} = -\gamma \frac{p}{V}. \tag{4}$$

Далее рассмотрим цилиндрическую трубку длиной $l$ и площадью поперечного сечения $S$, в которой находится газ (рисунок 1).

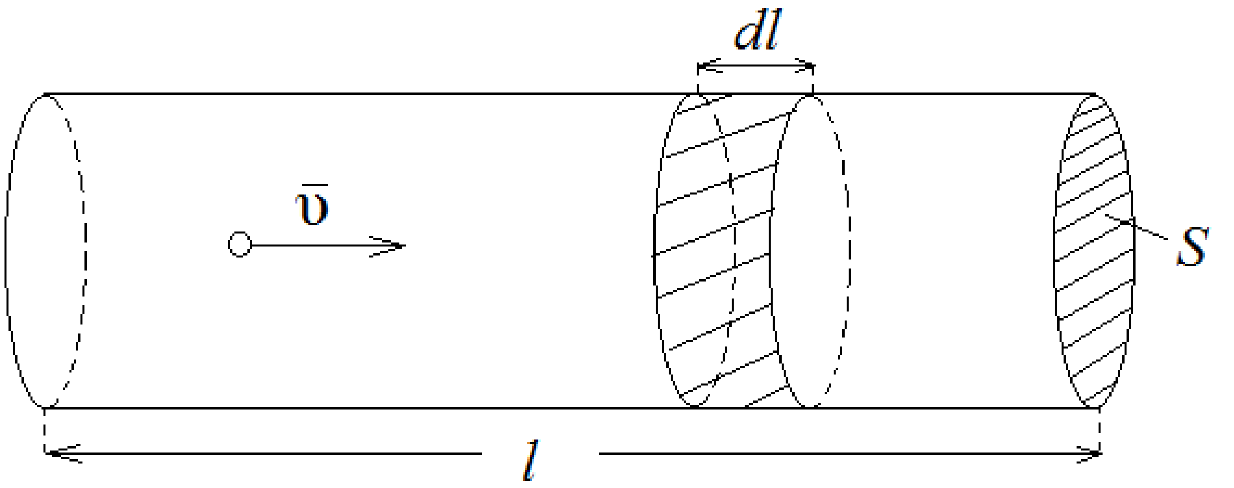


***Рисунок 1 – К описанию распространения звука в газовой среде***

Вследствие продольных колебаний газ будет испытывать деформацию

$$dl = -l\,\frac{dp}{E_ю}, \tag{5}$$

где $E_ю$ – модуль Юнга (модуль продольной упругости).

Умножая обе части выражения (5) на площадь поперечного сечения трубы $S$, получим:

$$dV = -V\,\frac{dp}{E_ю}, \text{ откуда } E_ю = -V\,\frac{dp}{dV}, \tag{6}$$

или с учетом (4):

$$E_ю = \gamma \cdot p. \tag{7}$$

Скорость продольных волн в газах напишем согласно формуле Лапласа:

$$\upsilon = \sqrt{\frac{E_ю}{\rho}}, \tag{8}$$

где $\rho$ – плотность газа.

Из уравнения состояния идеального газа (Менделеева-Клапейрона) имеем:

$$p = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{\mu}, \tag{9}$$

где *R = 8,31 Дж/(моль·К)* – универсальная газовая постоянная; $T$ – абсолютная температура; $\mu$ – молярная масса газа. Совместно решая (7), (8) и (9), получим:

$$\upsilon^2 = \frac{\gamma \cdot p}{\rho} = \frac{\gamma \cdot R \cdot T}{\mu}. \tag{10}$$

Для упрощения выражения (10) введем коэффициент $b$:

$$b = \frac{\gamma \cdot R \cdot}{\mu}. \tag{11}$$

Получим связь между скоростью звуковой волны $\upsilon$ и температурой $T$ в виде:

$$\upsilon^2 = b \cdot T. \tag{12}$$

Скорость звука $\upsilon$ определим по хорошо известному методу стоячих волн. Воспользуемся экспериментальной установкой, показанной на рисунке 2, описание которой приведено ниже.

## 2 Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 2. Установка состоит из звукового генератора ГЗ (1), телефона Т (2), стеклянной трубки (3), в которой образуются стоячие волны, подвижного поршня с микрофоном М (4). Звуковые волны в трубке преобразуются в электрические сигналы и подаются на вход электронного осциллографа ЭО (5). Температура воздуха измеряется термопарным датчиком и выводится на экран мультиметра МА (6). Температура воздуха в трубке повышается с помощью нагревателя (7).

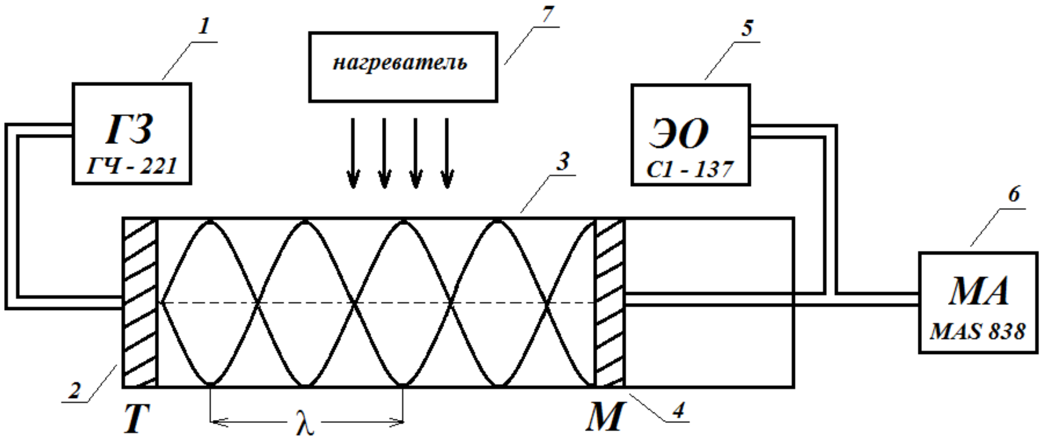


***Рисунок 2 – Схема экспериментальной установки***

## 3 Порядок выполнения работы

Начинайте опыт при комнатной температуре.

1. По согласованию с преподавателем установите на звуковом генераторе частоту из диапазона 1000÷2000 Гц.

2. Медленно передвигая микрофон внутри трубки, зафиксируйте с помощью линейки последовательные положения точек, в которых наблюдаются максимумы стоячей звуковой волны. В точках максимума на экране осциллографа наблюдается резкое увеличение амплитуды колебаний. Координаты описанных точек занесите в таблицу 1.

3. Рассчитайте значения $\Delta x_i$ между соседними положениями максимумов и усредните результат.

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\sum_i \Delta x_i}{N},$$

где $N$ – количество значений $\Delta x_i$ при одинаковой температуре. Среднее значение $\langle \Delta x \rangle$ занесите в таблицу 1.

Таблица 1 – Результаты измерений и вычислений

| Температура, °С | $x_1$, м | $x_2$, м | $x_3$, м | $\langle \Delta x \rangle$, м | $\upsilon$, м/с |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | |
| | | | | | |
| | | | | | |
| | | | | | |

4. Вычислите длину звуковой волны. Поскольку расстояние между соседними резонансными точками равно половине длины волны, справедливо равенство

$$\lambda = 2 \cdot \langle \Delta x \rangle. \qquad (13)$$

5. Рассчитайте скорость звука по формуле

$$\upsilon = \lambda \cdot \nu, \qquad (14)$$

где $\nu$ – установленная частота звукового генератора.

6. Включите электрический нагреватель. Выполните пункты 2–5 при различных температурах в диапазоне от 20 °С до 60 °С (по согласованию с преподавателем).

7. Постройте график зависимости $\upsilon^2$ от $T$ (пример графика на рисунке 3).

8. Из графика определите коэффициент пропорциональности

$$b = tg\alpha. \qquad (15).$$

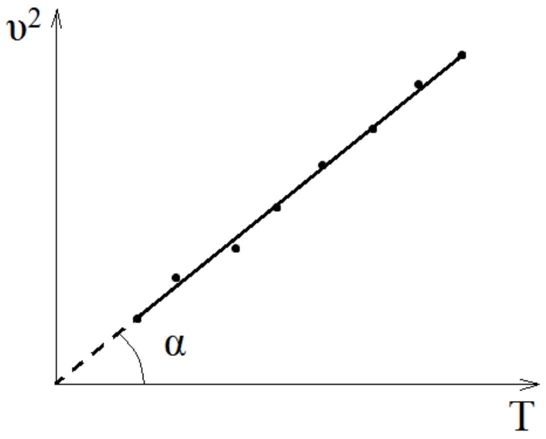


***Рисунок 3 – Пример зависимости $\upsilon^2$ от $T$***

9. Оцените значение универсальной газовой постоянной. Принимая во внимание уравнение (11), выразим универсальную газовую постоянную

$$R = \frac{b \cdot \mu}{\gamma}. \qquad (16)$$

Учитывая равенства (15) и (16), рассчитайте экспериментальное значение универсальной газовой постоянной.

10. Изучив приложение, выполните пункты 1–9 и запишите все формулы с учетом принятых обозначений в дисциплине «Техническая термодинамика».

## ПРИЛОЖЕНИЕ

**Теоретические сведения (с применением обозначений в дисциплине «Техническая термодинамика») [3, с. 271]**

Как известно, скоростью звука называют скорость распространения в среде малых возмущений (малыми называются такие возмущения среды, в которых местное изменение давления среды в точке возмущения, т. е. амплитуда давления, пренебрежимо мало по сравнению с общим давлением).

Выясним, как связана скорость звука в данной среде с термодинамическими параметрами этой среды.

Для этого рассмотрим процесс распространения слабого возмущения в сжимаемой среде. Пусть в трубу, в которой находится неподвижная сжимаемая среда (газ или жидкость, имеющие давление $p$ и плотность $\rho$), вводится поршень. В некоторый момент времени этот поршень начинает двигаться со скоростью $d\omega$. Поскольку рассматриваемый газ сжимаем, он не будет сразу же перемещаться по трубе со скоростью поршня (как это было бы, если бы вместо газа поршень проталкивал, например, помещенный в трубу металлический цилиндр). В данном случае слой газа, непосредственно прилегающего к поршню, сжимается и давление газа в этом слое несколько повышается до величины $p + dp$; затем сжимается слой газа, прилегающего к первому слою, и т. д. Иными словами, в газе распространяется так называемая слабая волна сжатия, которую можно представить себе в виде перемещающегося вдоль газа сечения, перед которым газ неподвижен и имеет давление $p$ и плотность $\rho$ (невозмущенная область); позади этого сечения газ, движущийся со скоростью $d\omega$, имеет давление $p + dp$ и плотность $\rho + d\rho$ (возмущенная область). Скорость перемещения этого сечения вдоль газа, т. е. скорость распространения рассматриваемого нами слабого возмущения, обозначим $a$. За время $d\tau$ сечение, отделяющее невозмущенную область от возмущенной, переместится на расстояние $a \cdot d\tau$. Масса невозмущенного газа $dM_H$, которая будет захвачена этим сечением за время $d\tau$, будет, очевидно, равна

$$dM_H = \rho \cdot \Sigma \cdot a \cdot d\tau, \qquad \text{(П. 1)}$$

то есть произведению пути, пройденного сечением, на площадь сечения трубы $\Sigma$ и на плотность невозмущенного газа $\rho$. Масса возмущенного газа $dM_B$, которую сечение оставит за собой за это время, будет равна

$$dM_B = (\rho + d\rho) \cdot \Sigma \cdot (a - d\omega) \cdot d\tau . \qquad \text{(П. 2)}$$

Важно подчеркнуть, что вместо скорости $a$ уравнения (П.1) здесь необходимо использовать величину $a - d\omega$; поскольку возмущенный газ перемещается со скоростью $d\omega$, он стремится «догнать» рассматриваемое сечение, которое перемещается относительно этого возмущенного газа со скоростью, равной $a - d\omega$, а не $a$. Из соображений неразрывности заключенной в трубе массы газа следует, что $dM_H = dM_B$, отсюда с учетом (П. 1) и (П. 2) получаем:

$$\rho \cdot a = (\rho + d\rho) \cdot (a - d\omega). \qquad \text{(П. 3)}$$

В этом уравнении две неизвестные величины: $\omega$ и $a$. Для того чтобы определить интересующую нас скорость распространения слабого возмущения $a$, это уравнение необходимо дополнить еще одним, содержащим неизвестные $\omega$ и $a$. В качестве такого уравнения удобно использовать известное из механики уравнение импульсов, в соответствии с которым изменение количества движения тела с массой $M$ равно импульсу, полученному этим телом под действием силы $F$.

За время $d\tau$ захваченная сечением масса невозмущенного газа $dM_H$, определяемая уравнением (П. 1), изменила свою скорость от нуля до $d\omega$. Таким образом, изменение количества движения этой массы за время $d\tau$ равно $d\omega \cdot dM_H$. Сила, действующая на эту массу газа, равна произведению площади поперечного сечения трубы $\Sigma$ на разность давлений слева и справа от рассматриваемой массы газа, т. е. на величину $dp$. Следовательно, импульс силы будет равен $\Sigma \cdot dp \cdot d\tau$. Упомянутое выше уравнение импульсов будет с учетом (П. 1) выглядеть следующим образом:

$$\Sigma \cdot dp \cdot d\tau = \rho \cdot \Sigma \cdot a \cdot d\tau \cdot d\omega, \qquad (\text{П. } 4)$$

отсюда

$$dp = \rho \cdot a \cdot d\omega. \qquad (\text{П. } 5)$$

Совместно решая уравнения (П. 3) и (П. 5) и пренебрегая при этом бесконечно малыми величинами второго порядка, получаем:

$$dp = a^2 \cdot d\rho. \qquad (\text{П. } 6)$$

Отсюда следует, что скорость распространения малых возмущений (скорость звука в среде) определяется соотношением

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}. \qquad (\text{П. } 7)$$

Для расчета скорости звука в газах это уравнение впервые было применено в 1687 г. Ньютоном. Для того чтобы воспользоваться уравнением (П. 7), нужно знать, как происходит процесс распространения звуковых волн, то есть для каких условий следует вычислять производную $dp / d\rho$.

Ньютон считал, что процесс распространения звука в газе происходит в изотермических условиях. Воспользовавшись уравнением Бойля-Мариотта для изотермического процесса в идеальном газе $p\upsilon = const$, из которого следует, что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = \frac{p}{\rho}. \qquad (\text{П. } 8)$$

Ньютон вычислил скорость звука в воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре (при этих параметрах воздух с хорошим приближением можно рассматривать как идеальный газ). Однако в прямых измерениях скорости звука в воздухе было получено значение $a$, примерно на 20 % превосходящее скорость, найденную Ньютоном.

Причина этих расхождений была установлена Лапласом, который отметил, что поскольку звуковые колебания в среде распространяются очень быстро, сколько-нибудь заметного теплообмена между зонами разрежения и сжатия звуковой волны и окружающей средой не успевает произойти, поэтому колебания среды при распространении звуковой волны можно считать адиабатными. Поэтому производную, стоящую в уравнении (П. 7), следует брать при условии $s = const$, то есть

$$a = \sqrt{\left(\partial p / \partial \rho\right)_S}. \tag{П. 9}$$

Уравнение (П. 9) носит название уравнения Лапласа. Это уравнение позволяет по известной величине $\left(\partial p / \partial \rho\right)$ вычислить скорость распространения звука в среде.

Величину $a$, получающуюся в результате вычисления по уравнению Лапласа, иногда называют термодинамической скоростью звука, или скоростью звука нулевой частоты. Дело в том, что, при распространении в газе или жидкости звуковых колебаний достаточно высоких частот, перестает быть справедливым предположение об изоэнтропном характере звуковых колебаний; при этих частотах скорость звука уже зависит от частоты и несколько отличается от величины $a$, определяемой уравнением Лапласа. Однако для широкого интервала частот, представляющих практический интерес, уравнение Лапласа дает значения $a$, совпадающие с экспериментально измеренными в пределах сотых долей процента.

С учетом того, что $\rho = \frac{1}{\upsilon}$, запишем уравнение Лапласа (П.9) в следующем виде:

$$a = \sqrt{-\upsilon^2 \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \upsilon}\right)_S}, \tag{П. 10}$$

где $\left(\partial p / \partial \upsilon\right)_S$ – величина, обратная адиабатной сжимаемости вещества.

Поскольку величины $\upsilon$ и $\left(\partial p / \partial \upsilon\right)_S$ являются функциями состояния, скорость звука $a$, определяемая уравнением Лапласа, также является термодинамической функцией состояния.

Заметим, что уравнение Лапласа справедливо для любых сжимаемых однородных сред, в том числе и для твердых тел, имеющих малую по сравнению с газами и жидкостями, но тем не менее вполне конечную сжимаемость. Так, если для водяного пара при температуре 100 °С и атмосферном давлении адиабатная сжимаемость равна $\left(\partial \upsilon / \partial p\right)_S = -0{,}1259 \cdot 10^{-4}\,\text{м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2$, для воды при температуре 20 °С и том же давлении $\left(\partial \upsilon / \partial p\right)_S = -0{,}4434 \cdot 10^{-12}\,\text{м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2$, то для железа при 20 °С $\left(\partial \upsilon / \partial p\right)_S \approx -6{,}14 \cdot 10^{-16}\,\text{м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2$, а скорость звука в каждой из этих сред составляет 471 м/с, 1505 м/с и 5130 м/с соответственно. У абсолютно несжимаемой среды $\left(\frac{\partial \upsilon}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial \upsilon}{\partial p}\right)_\text{т} = 0$, и скорость распространения звука в такой среде равна бесконечности.

Показатель изоэнтропы может быть определен следующим образом:

$$k = -\frac{\upsilon}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial \upsilon}\right)_S. \tag{П. 11}$$

Из (П. 10) и (П. 11) очевидно, что

$$a = \sqrt{k \cdot p \cdot \upsilon}\,. \qquad (П. 12)$$

Уравнение (П. 12) позволяет определить величину $a$ по известным значениям давления $p$, удельного объема среды $\upsilon$ и показателя изоэнтропы (адиабаты) $k$.

С учетом уравнения Клапейрона $p\upsilon = RT$ получаем для идеального газа:

$$a = \sqrt{k \cdot R \cdot T}\,. \qquad (П. 13)$$

Отсюда следует, что для идеального газа скорость звука пропорциональна $\sqrt{T}$, причем коэффициент пропорциональности различен для разных идеальных газов (различные $k$ и $R$).

Следует также заметить, что газовая постоянная для конкретного газа

$$R = \frac{8{,}314}{\mu}\ \text{Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \qquad (П.14)$$

где $\mu$ – молярная масса газа. Из (П. 13) следует, что скорость звука в газе тем больше, чем меньше молярная масса газа (см. таблицу 2).

Численные значения скорости звука в газах, приведенные в таблице, подсчитаны с помощью уравнения (П. 13) при температуре 20 °С.

Подчеркнем еще раз, что уравнение (П. 12) справедливо и для идеальных, и для реальных газов (в том числе и для жидкостей), и для твердых тел, тогда как уравнение (П. 13) справедливо только для идеальных газов [2].

Таблица 2 – Скорость звука в некоторых газах при температуре 20 °С

| Газ | $\mu$, $10^{-3}$ кг/моль | $R$, Дж/(кг·К) | $k$ | $a$, м/с |
|---|---|---|---|---|
| Водород | 2,016 | 4124 | 1,41 | 1305 |
| Гелий | 4,003 | 2077 | 1,66 | 1005 |
| Водяной пар | 18,016 | 461,4 | 1,33 | 424 |
| Азот | 28,016 | 296,8 | 1,40 | 349 |
| Воздух | 28,960 | 287,0 | 1,40 | 343 |
| Кислород | 32,000 | 259,8 | 1,40 | 327 |
| Двуокись углерода | 44,010 | 188,9 | 1,31 | 269 |
| Фреон-12 ($CCl_2F_2$) | 120,920 | 69,28 | 1,14 | 152 |

## 5 Контрольные вопросы

1. Какие волны называются продольными? Какие волны называются поперечными?
2. Какие волны называются звуковыми?
3. Какой процесс называется адиабатным?
4. Какая величина называется показателем адиабаты? Напишите несколько формул, позволяющих определить данный показатель.
5. Что показывает число степеней свободы молекул газа? Чему равен этот показатель для одноатомного, двухатомного, трехатомного (многоатомного) газов?
6. Почему распространение звуковой волны в газе можно считать адиабатным?
7. От каких параметров зависит скорость звука в газах?

8. Опишите методику проведения эксперимента.

9. Опишите методику обработки полученных экспериментальных данных.

10. Опишите и проведите вычисления прямых и косвенных погрешностей в данной лабораторной работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, 2006. Т. 2 : Термодинамика и молекулярная физика. – 544 с.

2. Техническая термодинамика: учебник: в 2-х ч. / Б. М. Хрусталев [и др.]. – Минск : УП «Технопринт», 2003. – Ч. 1 – 474 с.

3. Кириллин, В. А. Техническая термодинамика: учебник для вузов / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – 5-е изд. перераб. и доп. – М. : Издательский дом МЭИ, 2008. – 496 с.

Учебное издание

***Составители:***
*Кандилян Генрик Сережаевич*
*Кушнер Татьяна Леонидовна*
*Чугунов Сергей Владимирович*
*Чугунова Элеонора Валерьевна*

# Методические указания к лабораторной работе «Изучение зависимости скорости распространения звука в воздухе от температуры»

Ответственный за выпуск: Кушнер Т. Л.
Редактор: Митлошук М. А.
Компьютерная верстка: Рогожина Ю. А.
Корректор: Дударук С. А.

---

Подписано в печать 06.07.2022 г. Формат 60x84 $^{1}/_{16}$. Бумага «Performer».
Гарнитура «Times New Roman ». Усл. печ. л. 0,69. Уч. изд. л. 0,75. Заказ № 621.Тираж 20 экз.
Отпечатано на ризографе учреждения образования «Брестский государственный технический университет». 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/235 от 24.03.2014 г.