ББК 22.2I3
К43

Рецензент В.А.Пылаев

К43 Кириллов А.М., Климов Л.Н., Романов А.С.
Механические колебания и волны в газе: Методические указания к лабораторной работе М-8 по курсу общей физики / Под ред. Л.К.Мартинсона. - М.: Изд-во МГТУ, I992. - 20 с., ил.

ISBN 5-7038-0857-X

В методических указаниях рассмотрены звуковые волны в воздухе, описана методика измерения скорости звуковых волн двумя способами.

Для студентов I-го курса

ББК 22.2I3

ISBN 5-7038-0857-X

Цель работы - экспериментальное определение скорости звука в воздухе по параметрам стоячей звуковой волны и методом зондирования точек звуковой волны с заданной разностью фаз.

ВВЕДЕНИЕ

Звуковая волна в газе является продольной и представляет собой распространяющуюся в нем последовательность чередующихся областей сжатия и разрежения газа. Звуковые волны, т.е. волны, частота которых входит в интервал от I6 до 20 000 Гц (эти граничные значения являются условными и относятся к средненормальному слуховому восприятию), ощущаются ухом человека безболезненно, если уровень их интенсивности (и, соответственно, громкости) не превышает болевого порога, и не ощущаются совсем, если этот уровень ниже порога слышимости. Не воспринимаемые на слух волны с частотой менее I6 Гц называются инфразвуковыми, а с частотой более 20 000 Гц - ультразвуковыми.

Если обозначить давление и плотность газа при отсутствии в нем волны соответственно P_0 и ρ_0, то при наличии волны давление P и плотность ρ в каждой точке (т.е. в физически бесконечно малом объеме) газа будут определяться как

$$P = P_0 + P' \quad \text{и} \quad \rho = \rho_0 + \rho',$$

где изменение (пульсация) давления $P' \ll P_0$ и изменение (пульсация) плотности $\rho' \ll \rho_0$.

Из уравнений движения газа [2] либо непосредственно из анализа движения частиц газа в звуковой волне [I] следует уравнение, связывающее пульсации плотности ρ' и давления P':

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P'}{\partial z^2},$$

или

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \Delta P', \qquad (I)$$

где $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа; t и x, y, z - время и декартовы координаты соответственно.

Из-за малости пульсаций P' и ρ' можно приближенно считать, что они пропорциональны:

$$p' = v^2 \rho', \qquad (2)$$

где $v^2 = \mathrm{const}$ - коэффициент пропорциональности. Тогда уравнение (I) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = v^2 \Delta \rho'. \qquad (3)$$

Уравнение (3) называется волновым; постоянная v^2 является **скоростью звука, возведенной в квадрат.**

Для вычисления скорости звука необходимо предположить, в каких условиях протекает процесс сжатия-разрежения в звуковой волне. Если, например, считать, что температура газа остается постоянной, то давление и плотность связаны уравнением состояния идеального газа

$$p' = \frac{R}{\mu} \rho' T, \qquad (4)$$

где $T = \mathrm{const}$ - температура газа; μ - молярная масса газа (для воздуха μ = 28,96 кг/кмоль); R - универсальная газовая постоянная.

В этом случае $v_T = \sqrt{RT/\mu}$ называется изотермической скоростью звука.

Если же считать процесс сжатия-разрежения в звуковой волне адиабатическим (для этого надо предположить, что обмена теплом между частицами газа не происходит), то давление и плотность связаны соотношением (уравнение адиабаты)

$$p = \mathrm{const} \cdot \rho^{\gamma}. \qquad (5)$$

где γ - постоянная адиабаты (для воздуха γ = I,4).
Тогда из уравнения состояния (4) и уравнения адиабаты (5), с учетом предположения о малости пульсаций давления и плотности, можно получить адиабатическую скорость звука v_s :

$$\frac{p'}{\rho'} = v_s^2 = \gamma R T_0 / \mu, \qquad (6)$$

или

$$v_s = \sqrt{\gamma R T_0 / \mu}. \qquad (7)$$

где T_0 - температура газа в отсутствие волны.

Как видно, адиабатическая и изотермическая скорости звука при фиксированной температуре связаны соотношением $v_s = \sqrt{\gamma}\, v_T$.

В силу малой теплопроводности воздуха в обычных условиях и быстроты протекания процессов сжатия-разрежения в звуковой волне скорость звука в воздухе должна быть близкой к адиабатической v_s.

Непосредственной проверкой можно убедиться, что функция вида

$$\rho' = \xi(t - x/v) \qquad (8)$$

удовлетворяет уравнению (3); она называется плоской волной.
В частности, плоская волна может быть монохроматической, тогда функция имеет вид $\xi = \xi_0 \cos[\omega(t - x/v)]$, где $\xi_0 = \mathrm{const} > 0$, $\omega = \mathrm{const} > 0$. Именно на измерении параметров плоской монохроматической волны основано измерение скорости звука в настоящей работе. Скорость (фазовая) звуковой волны v, длина волны λ и частота колебаний ν связаны соотношением $v = \lambda\nu$.

А. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ ПО ПАРАМЕТРАМ СТОЯЧЕЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Теоретическая часть

Незатухающая монохроматическая волна, бегущая в направлении x, описывается уравнением

$$\xi = \xi_0 \cos[\omega(t - \frac{x}{v})] = a\cos(\omega t - \frac{2\pi}{vT}x) =$$
$$= a\cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x) = a\cos(\omega t - kx), \qquad (9)$$

где $a = \xi_0$ - амплитуда (максимальное смещение частицы от ее положения равновесия); ω - круговая частота колебаний, t - текущее время, x - координата точки положения равновесия колеблющейся частицы, v - фазовая скорость волны, T - период колебаний, λ - длина волны, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

В приведенной записи уравнение (9) не содержит начальной фазы колебаний, что вполне возможно при соответствующем выборе начал отсчета x и t.

При наложении двух встречных (бегущей и отраженной) незатухающих волн с одинаковыми амплитудой a и круговой частотой ω :

$$\xi_1 = a \cos(\omega t - kx),$$

$$\xi_2 = a \cos(\omega t + kx)$$

возникает стоячая волна, уравнение которой имеет вид

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = a \cos(\omega t - kx) + a \cos(\omega t + kx) =$$

$$= 2a \cos kx \cos \omega t = A \cos kx \cos \omega t. \qquad (10)$$

Из соотношения (10) следует, что в отличие от бегущей волны в стоячей волне амплитуда $| A \cos kx |$ есть функция координаты x.

В точках, где

$$kx = 2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \; (n = 0, 1, 2 \ldots), \qquad (11)$$

амплитуда стоячей волны достигает максимального значения. Эти точки называются пучностями стоячей волны.

В точках, где

$$kx = 2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm (n + \tfrac{1}{2})\pi \; (n = 0, 1, 2 \ldots), \qquad (12)$$

амплитуда стоячей волны обращается в нуль. В этих точках колебания отсутствуют, и они называются узлами.

Из (11) и (12) следует, что расстояние ($x_{n+1} - x_n$) между соседними пучностями (или соседними узлами) равно половине длины волны:

$$x_{n+1} - x_n = (n+1)\frac{\lambda}{2} - n\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}.$$

В настоящей работе предлагается измерить скорость звука v по параметрам стоячей звуковой волны, возникающей в столбе воздуха длиной ℓ , заключенном в трубу, закрытую с обоих концов. В этом случае должно быть выполнено условие $\ell = k\frac{\lambda}{2}$, где λ - длина волны и $k = 1, 2, 3 \ldots$. Очевидно, наименьшая разность длин двух столбов воздуха ℓ_{min} , в которых возникает стоячая волна,

$$\ell_{min} = \ell_{k+1} - \ell_k = (k+1)\frac{\lambda}{2} - k\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}. \qquad (13)$$

Согласно (12), ℓ_{min} - это расстояние между соседними узлами. Таким образом, в данном случае $\lambda = 2\ell_{min}$. С учетом соотношения $v = \lambda\nu$ получаем

$$v = 2\nu\ell_{min}. \qquad (14)$$

Сопоставляя численное значение скорости звука в воздухе, которое будет найдено по формуле (14) при выполнении эксперимента, со значением, рассчитанным по формуле (7), можно заключить, что в первом приближении воздух можно принять за идеальный газ, а скорость звука в нем при обычных условиях считать адиабатической.

Экспериментальная часть

Экспериментальная установка

Установка для определения скорости звука в воздухе по параметрам стоячей звуковой волны (рис. 1) представляет собой широкую стеклянную трубу 1 с миллиметровой шкалой 4. Внутри трубы свободно перемещается поршень 2. Вблизи конца трубы, противоположного поршню, присоединен телефонный капсюль 5, обращенный мембраной внутрь трубы. Катушки его электромагнита подключены к выходным клеммам звукового генератора 3, задающего звуковые колебания и имеющего для этой цели лимб частот Λ и регулятор громкости R .

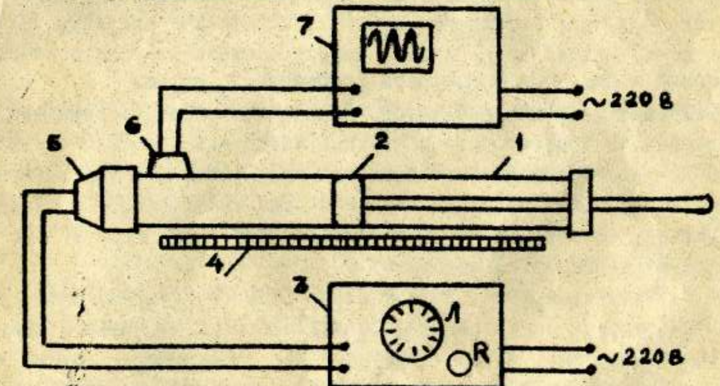

Рис. 1

Возбуждаемые мембраной телефонного капсюля 5 звуковые волны, пройдя через небольшое отверстие в основании трубы, отражаются от поршня. Перемещая поршень, можно добиться появления стоячей звуковой волны в трубе. В этом случае колебания воздуха в трубе резонируют на колебания мембраны капсюля 5. Этот резонанс обнаруживается с помощью осциллографа 7, на вход которого подаются колебания от телефонного капсюля 6 (аналогичного капсюлю 5), укрепленного на боковой стенке трубы I. В случае резонанса звуковых колебаний воздуха, заключенного в трубу, т.е. в случае возникновения стоячей звуковой волны, на экране осциллографа 7 резко возрастает амплитуда колебаний светящегося следа электронного луча.

Выполнение эксперимента

I. Включить звуковой генератор 3 в сеть и установить с помощью лимба Λ частоту 1000 Гц. Регулятор громкости R поставить в такое положение, при котором звук не будет слышен в аудитории, т.е. установить, по возможности, слабый звук.

Примечание. Большая громкость первоначального звука недопустима потому, что при ней в столбе воздуха колебания основного тона (колебания I-й гармоники) могут сопровождаться появлением довольно сильных колебаний других гармоник, для которых расстояние между соседними узлами будет меньше (например, для 2-й гармоники – в два раза меньше, чем для I-й).

2. Приблизить поршень 2 к телефонному капсюлю 5 и при слабом сигнале на экране осциллографа 7 медленно отодвигать поршень 2 до тех пор, пока сигнал на экране не станет максимальным. В этом случае отражающая волну стенка поршня окажется в узле стоячей звуковой волны. **Зафиксировать положение ℓ_1 поршня** по миллиметровой шкале 4 трубы. Необходимо обратить внимание на следующее. В том, что при найденном положении ℓ_1 поршня частота 1000 Гц является частотой основного тона (частотой I-й гармоники), а не частотой 2-й гармоники при основной частоте 500 Гц, можно убедиться, если временно установить лимб Λ на частоту 500 Гц и при этом резонанса не обнаружить.

3. Отодвигая при той же частоте 1000 Гц поршень далее, уловить и отметить по шкале 4 его положение ℓ_2, в котором снова возникает максимум звука. Следует обратить внимание, что в этом случае частота 1000 Гц будет частотой 2-й гармоники, так как в резонирующем столбе воздуха будут содержаться две полуволны (см. рис. 2, на котором изображены несколько гармоник собственных частот колебаний воздушного столба при трех положениях поршня: ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3). Теперь I-я гармоника будет иметь частоту 500 Гц, в чем легко убедиться, временно установив лимб Λ на 500 Гц и обнаружив при этом резонанс. Если же при установленной вначале частоте 1000 Гц передвинуть поршень в следующий узел ℓ_3, то 1000 Гц окажутся частотой 3-й гармоники резонирующего столба воздуха (см.рис. 2). Очевидно в этом положении поршня I-й гармонике (основному тону) будет соответствовать частота 1000/3 Гц $\approx$ 333 Гц, а 2-й гармонике – частота $2 \cdot (1000/3)$ Гц $\approx$ 666 Гц, что легко обнаружить с помощью лимба Λ и осциллографа 7.

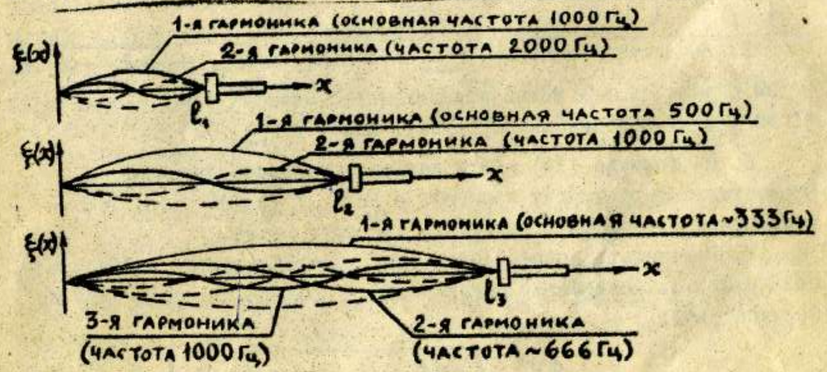

Рис. 2

4. Каждое из положений поршня ℓ_1 (см.п.2) и ℓ_2(см.п.3) найти n раз (например, 10). При этом каждый раз улавливать максимум звука надо только по изображению сигнала на экране осциллографа 7, не глядя на положение поршня по шкале 4. Значения ℓ_{1i} и ℓ_{2i} занести в табл.I. Подсчитать и внести в табл.I значения $\bar{\ell}_1$ и $\bar{\ell}_2$ – средние арифметические значения соответствующих отсчетов; среднеквадратические погрешности $\Delta S_{\bar{\ell}_1}$ и $\Delta S_{\bar{\ell}_2}$; значения полуширины доверительных интервалов $\Delta \ell_1$ и $\Delta \ell_2$, полагая, что надежность (доверительная вероятность) $\alpha = 0,68$. Необходимый для этого расчета коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n)$ определяют по справочной таблице. Так, при $n = 10$ и $\alpha = 0,68$ коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n) = 1$. Если окажется, что и $\Delta\ell_1$ и $\Delta\ell_2$ меньше погрешности шкалы трубы δ, равной I мм, то следует

приближенно принять $\Delta \ell_1 = \Delta \ell_2 = \delta = \pm 1$ мм.

Таблица I

i	ℓ_{1i}, мм	$\Delta \ell_{1i}$, мм	$(\Delta \ell_{1i})^2$, мм^2	ℓ_{2i}, мм	$\Delta \ell_{2i}$, мм	$(\Delta \ell_{2i})^2$, мм^2
I 2 3 ⋮						

$\bar{\ell}_1$	$\Delta S_{\bar{\ell}_1}$	$\Delta \ell_1 = t_\alpha(n) \Delta S_{\bar{\ell}_1}$	$\bar{\ell}_2$	$\Delta S_{\bar{\ell}_2}$	$\Delta \ell_2 = t_\alpha(n) \Delta S_{\bar{\ell}_2}$

5. Вычислить значения $\ell_{min} = |\bar{\ell}_2 - \bar{\ell}_1|$ и $\Delta \ell_{min} = \sqrt{(\Delta \ell_2)^2 + (\Delta \ell_1)^2}$. В том случае, когда можно приближенно принять $\Delta \ell_1 = \Delta \ell_2 = \delta = \pm 1$мм (I мм - цена деления шкалы трубы), имеем $\Delta \ell_{min} = \sqrt{2}$ мм.

6. По формуле (I4) найти значение скорости звука ϑ. Окончательный результат записать в виде $\vartheta \pm \Delta\vartheta$, где $\Delta\vartheta$ - абсолютная погрешность измерения скорости звука.

7. Рассчитать погрешность $\Delta\vartheta$. Предварительно необходимо подсчитать относительную погрешность ε скорости, найденной по формуле (I4):

$$\varepsilon = \frac{\Delta\vartheta}{\vartheta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \ell_{min}}{\ell_{min}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2}.$$

Первый член под корнем вычисляется по данным, полученным в соответствии с п.5, второй берется по паспорту звукового генератора (для генератора Г3-33 $\Delta\nu / \nu = \pm 0{,}02$). По ε можно оценить и значение погрешности $\Delta\vartheta$: $\Delta\vartheta = \varepsilon\vartheta$.

<u>Примечание</u>. Выполнение эксперимента можно проводить и при большей частоте, например, при I200 или I500 Гц. Задавать частоту, меньшую I000 Гц, не рекомендуется, так как для трубы небольшой длины при малой частоте длина полуволны может оказаться сравнимой с длиной трубы или больше нее.

Контрольные вопросы

I. От каких параметров зависит скорость распространения звуковой волны в идеальном газе?

2. При какой частоте колебаний возникает стоячая звуковая волна с наименьшим числом узлов и пучностей (основной тон) в трубе длиной ℓ, закрытой с обоих концов и заполненной воздухом? Скорость звука в воздухе ϑ.

Как изменится ответ на вопрос, если труба будет закрыта только с одного конца?

3. На рис. 2 показано, какими должны быть в положениях поршня ℓ_2 и ℓ_3 резонансные частоты, меньшие I000 Гц. На какие, превышающие I000 Гц, частоты будет резонировать воздух в трубе при положениях поршня ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 ? Назовите по две такие частоты для каждого случая. Как надо изменять длину воздушного столба (увеличивать или уменьшать и во сколько раз) при проверке на резонанс этих частот?

4. Столб воздуха в закрытой с обоих концов трубе резонирует на частоту I200 Гц. Этот столб воздуха может резонировать и на меньшие частоты, но только на две. Будет ли он резонировать на частоты I600 и I680 Гц?

5. Как изменится ответ на 4-й вопрос, если труба будет закрыта только с одного конца? Должны ли в рассматриваемых случаях (см.вопросы 4 и 5) отличаться длины труб? Верно ли утверждение, что длина открытой с одного конца трубы должна быть при этом короче длины ℓ закрытой с обоих концов трубы на $\ell/6$ (или длиннее на $\ell/6$)?

Б. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ МЕТОДОМ СЛОЖЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ

Теоретическая часть

Если материальная точка совершает гармонические колебания вдоль прямой, то ее отклонение от положения равновесия описывается соотношением

$$\xi = \xi_0 \sin(\omega t + \varphi_0).$$

где ξ_0 - амплитуда колебаний; ω - круговая частота колебаний; φ_0 - начальная фаза.

Если точка одновременно совершает гармонические колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях z и y, то результирующая траектория точки (фигура Лиссажу) будет зависеть от амплитуд, частот и начальных фаз колебаний.

Запишем уравнения колебания точки для случая, когда колебания вдоль осей z и y происходят с одинаковой частотой (разность фаз определяется углом φ_0):

$$z = z_0 \sin(\omega t + \varphi_0),$$

$$y = y_0 \sin \omega t.$$

Исключая из этих уравнений время t, можно после несложных преобразований получить уравнение траектории колеблющейся точки в виде

$$\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 - \frac{2zy}{z_0 y_0}\cos\varphi_0 = \sin^2\varphi_0.$$

При разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_0 = (2m+1)\frac{\pi}{2}$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, имеем уравнение эллипса

$$\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 = 1.$$

В частном случае при $|z_0| = |y_0|$ имеем уравнение окружности радиуса z_0: $z^2 + y^2 = z_0^2$.

Если разность фаз примет значения $0, \pi, 2\pi, \dots$, будем иметь уравнения типа

$$\left(\frac{z}{z_0} \pm \frac{y}{y_0}\right)^2 = 0,$$

откуда $y = \pm \frac{y_0}{z_0} z$, т.е. траектория вырождается в прямую линию.

Сложение взаимно перпендикулярных колебаний можно наблюдать на экране электронного осциллографа. В электронно-лучевой трубке осциллографа создается фокусированный пучок электронов, который, достигая экрана, оставляет на нем светящийся след. На пути электронного луча располагаются две взаимно перпендикулярные пары параллельных пластин (рис. 3), на которые может быть подано электрическое напряжение

$$U_z = U_{0z}\sin(\omega t + \varphi_0); \quad U_y = U_{0y}\sin \omega t.$$

Попадающий в электрическое поле электронный луч испытывает воздействие двух взаимно перпендикулярных электрических полей, и в результате на экране высвечивается фигура Лиссажу.

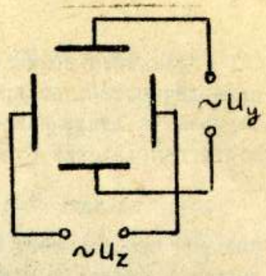

Рис. 3

При изменении разности фаз $\Delta\varphi$ от нуля до 2π (для указанных U_z и U_y $\Delta\varphi = \varphi_0$) мы можем наблюдать последовательные стадии изменения фигур Лиссажу на экране (рис. 4).

$\Delta\varphi$, рад.	0	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2}{3}\pi$	π	$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{3}{2}\pi$	$\frac{5}{3}\pi$	2π	$\frac{7}{3}\pi$	$\frac{5}{2}\pi$

Фигура Лиссажу

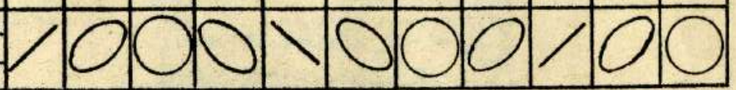

Рис. 4

В предлагаемом эксперименте колебания от звукового генератора ЗГ подаются на динамик Д и на горизонтально отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки осциллографа ЭО (рис. 5). К вертикально отклоняющим пластинам подключен через усилитель низкой частоты УНЧ микрофон М. Таким образом, электронный луч осциллографа принимает участие во взаимно перпендикулярных колебаниях одинаковой частоты. Разность фаз этих колебаний зависит от расстояния между динамиком Д (источником звука) и микрофоном М (приемником звука).

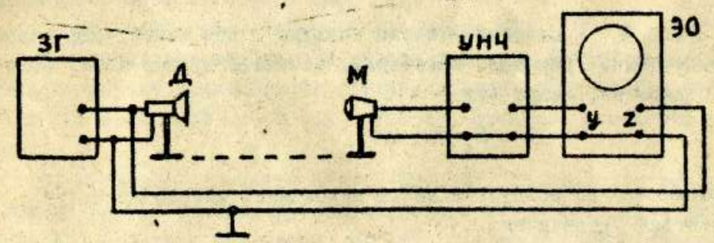

Рис. 5

Уравнение волны отличается от уравнения колебаний двойной периодичностью: по времени и по пространству. Если волна распространяется вдоль некоторого направления x , то для любой точки этого направления будет справедливо уравнение

$$\xi = \xi_0 \sin(\omega t - kx),$$

которое представляет собой уравнение волны. Здесь $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число; λ - длина волны.

Продифференцировав дважды уравнение волны по времени t (считая координату x неизменной) и по координате x (считая неизменным время t), получим

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\xi_0^2 \omega^2 \sin(\omega t - kx),$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -\xi_0^2 k^2 \sin(\omega t - kx).$$

Отсюда следует

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{k^2}{\omega^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

Учитывая, что $\omega = 2\pi/T$, $k = 2\pi/\lambda$ и скорость волны $v = \lambda / T$, получим дифференциальное уравнение волны (волновое уравнение), аналогичное уравнению (3):

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

Пусть ξ - смещение частиц воздуха в том месте, где находится динамик. Уравнение колебаний, соответствующее этому положению динамика, имеет вид

$$\xi = \xi_0 \sin \omega t .$$

Колебания частиц воздуха в месте нахождения микрофона будут описываться уравнением

$$\xi = \xi_0 \sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x),$$

где x - расстояние между динамиком и микрофоном.

Перемещение микрофона на расстояние, равное длине волны $x = \lambda$, равносильно изменению фазы на 2π:

$$\xi = \xi_0 \sin[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(x+\lambda)] = \xi_0 \sin[(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}) - 2\pi].$$

Поскольку звуковые колебания от микрофона подаются через УНЧ на вертикально отклоняющие пластины осциллографа ЭО, разность фаз $\Delta\varphi$ взаимно перпендикулярных колебаний (по осям x и y) светящейся точки на экране осциллографа изменится также на 2π . Следовательно, перемещая микрофон и наблюдая за изменениями фигур Лиссажу при изменении разности фаз $\Delta\varphi$ на 2π (см.рис. 4), можно экспериментально определить длину генерируемой динамиком звуковой волны λ . Скорость звука определяется формулой $v = \lambda\nu$, где ν - частота колебаний.

Экспериментальная часть

Экспериментальная установка

Установка состоит из звукового генератора ЗГ, электронного осциллографа ЭО с усилителем УНЧ, между которыми могут передвигаться вдоль скамьи динамик Д и микрофон М (см.рис. 5).

Выполнение эксперимента

I. Включить осциллограф ЭО и вращением ручек "Перемещение X", "Перемещение У" получить световое пятно в центре экрана.

2. Включить звуковой генератор ЗГ. Выходное напряжение должно соответствовать частоте 2000 Гц.

3. Включить усилитель низкой частоты УНЧ.

4. Передвигая микрофон М вблизи динамика Д, добиться появления на экране осциллографа фигуры Лиссажу, соответствующей разности фаз колебаний $\Delta\varphi = 0$ (см. рис. 4). Отметить положение микрофона ℓ_1 .

5. Наблюдая изменение фигуры Лиссажу, передвинуть микрофон в положение ℓ_2 , которому соответствует изменение разности фаз на 2π . При этом напряжение от УНЧ, подаваемое на осциллограф, в случае необходимости следует регулировать.

Примечание к пп.4 и 5. Если наблюдаемая вначале фигура Лиссажу соответствует разности фаз $\Delta\varphi \neq 0, \pi, 2\pi, 3\pi...$, то следующая такая же наблюдаемая фигура при перемещении микрофона и, соответственно, увеличении разности фаз на 2π регистрируется не при первом ее появлении (после начального), а при втором (см. рис. 4, где видно, что увеличению разности фаз на 2π соответствуют изменения фигуры, например, от $\Delta\varphi=\pi/3$ до $\Delta\varphi=\frac{7}{3}\pi$, а не от $\Delta\varphi=\frac{\pi}{3}$ до $\Delta\varphi=\frac{5}{3}\pi$).

6. Результаты занести в табл. 2.

Таблица 2

i	ℓ_{1i}, мм	$\Delta\ell_{1i}$, мм	$(\Delta\ell_{1i})^2$, мм^2	ℓ_{2i}, мм	$\Delta\ell_{2i}$, мм	$(\Delta\ell_{2i})^2$, мм^2
I						
2						
3						
.						
.						
.						

$\bar{\ell}_1$	$\Delta S_{\bar{\ell}_1}$	$\Delta\ell_1 = t_\alpha(n)\Delta S_{\bar{\ell}_1}$	$\bar{\ell}_2$	$\Delta S_{\bar{\ell}_2}$	$\Delta\ell_2 = t_\alpha(n)\Delta S_{\bar{\ell}_2}$

7. Выключить звуковой генератор ЗГ, усилитель низкой частоты УНЧ и осциллограф ЭО.

8. В табл. 2 внести также средние арифметические значения отсчетов $\bar{\ell}_1$ и $\bar{\ell}_2$, среднеквадратические погрешности $\Delta S_{\bar{\ell}_1}$ и $\Delta S_{\bar{\ell}_2}$, значения полуширины доверительных интервалов $\Delta\ell_1$ и $\Delta\ell_2$, полагая, что надежность (доверительная вероятность) α = 0,68. Необходимый для этого расчета коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n)$ определяют по справочной таблице. Так, при n = IO и α = 0,68 коэффициент Стьюдента $t_\alpha(n)$ = I. Если окажется, что $\Delta\ell_1$ и $\Delta\ell_2$ меньше погрешности δ шкалы линейки, которой измеряют расстояние, то приближенно можно принять $\Delta\ell_1 = \Delta\ell_2 = \delta = \pm$ I мм (I мм - цена деления шкалы линейки).

9. Вычислить значения

$$\lambda = |\bar{\ell}_2 - \bar{\ell}_1| \quad \text{и} \quad \Delta\lambda = \sqrt{(\Delta\ell_2)^2 + (\Delta\ell_1)^2}.$$

В том случае, когда можно принять $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \delta = \pm$ I мм, получаем $\Delta\lambda = \pm\sqrt{2}$ мм.

IO. Рассчитать скорость звука по формуле $v = \lambda\nu$ и относительную погрешность ее измерения ε по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta v}{v} \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2}.$$

По паспортным данным звукового генератора предельная относительная погрешность генерируемой им частоты составляет 0,02. Поэтому можно принять $\Delta\nu / \nu$ = 0,02. Значение Δv можно найти по формуле $\Delta v = \varepsilon v$.

II. Окончательный результат записать в виде $v \pm \Delta v$ и указать относительную погрешность $\frac{\Delta v}{v} \cdot$ 100%.

I2. Изменить рекомендуемую в п.2 частоту (например, задать частоту 2500 или 3000 Гц) и повторить для нее все измерения.

Контрольные вопросы

I. Чем отличаются уравнение колебаний и уравнение волны?

2. На какое расстояние (в долях длины звуковой волны λ) надо передвинуть микрофон, чтобы разность фаз колебаний, образующих фигуру Лиссажу на экране осциллографа, изменилась от $\pi/2$ до $3\pi/2$?

3. В каком случае на экране осциллографа наблюдается прямая, эллипс, окружность? От чего зависит наклон прямой, эллипса?

ЛИТЕРАТУРА

I. Савельев И.В. Курс общей физики: В 3 т. Т.2. М.: Наука, 1988. 496 с.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: В 10 т. Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высш.шк., 1989. 607 с.

4. Кириллов А.М., Климов Л.Н., Расторгуева А.В. Изучение механических колебаний и волн. М.: МВТУ, 1983. 16 с.

5. Зеленцова Н.Ф., Романов А.С., Соколова И.Н. Определение скорости звука методом сложения колебаний. М.: МВТУ, 1980. 6 с.

СОДЕРЖАНИЕ