ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА:
ЧАСТЬ 1. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Практикум для вузов

Составители:
В.И. Кукуев,
В.В. Чернышев,
И.А. Попова

Издательско-полиграфический центр
Воронежского государственного университета
2009

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА
МЛ-1/1

ИЗУЧЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ

Цель работы – определение декремента, логарифмического декремента и коэффициента затухания крутильных колебаний тела при наличии линейного сопротивления среды.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Рассмотрим систему с одной степенью свободы, совершающую малые колебания при наличии в среде вязкого трения. Колебания в такой среде со временем затухают. Силы вязкого трения, вообще говоря, довольно сложным образом зависят от скорости, однако во многих случаях, когда скорость движения тела достаточно мала, можно считать, что сила сопротивления зависит от скорости линейно. Обозначив через x смещение тела из положения равновесия и учитывая, что возвращающая сила равна $-kx$, можно уравнение движения тела записать следующим образом:

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x}\,, \tag{1}$$

где r – коэффициент сопротивления среды. Вводя обозначения

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}\,, \qquad \delta = \frac{r}{2m}\,, \tag{2}$$

перепишем уравнение (1) в виде

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0\,. \tag{3}$$

Решение линейного дифференциального уравнения (3) в случае малого трения ($\delta < \omega_0$) имеет вид (проделайте это решение сами)

$$x = a_0 e^{-\delta t}\cos(\omega t + \alpha), \tag{4}$$

где a_0 и α – постоянные, определяемые из начальных условий, а величина ω равна

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}\,. \tag{5}$$

Движение, подчиняющееся закону (3), можно лишь условно рассматривать как периодическое с частотой (5) и периодом

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}\,, \tag{6}$$

т. к. амплитуда колебаний уменьшается со временем по экспоненциальному закону

$$a = a_0 e^{-\delta t}\,. \tag{7}$$

Из последнего выражения виден смысл постоянной a_0 – это амплитуда колебания в начальный момент $t = 0$. Вторая постоянная α в законе движения (4), очевидно, имеет смысл начальной фазы затухающего колебания.

Результаты заносятся в таблицу 2, аналогичную таблице 1.

7. В заключение следует представить D, Θ, δ совместно с их погрешностями для колебаний тела в воздухе и в воде. Сравнить полученные значения, сформулировать выводы.

Таблица 1

№	t, с	$\langle T \rangle$, с	a, см слева	D слева	a, см справа	D справа	$\langle D \rangle$	$\langle \Theta \rangle$	$\langle \delta \rangle$, с$^{-1}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс физики / И.В. Савельев. – М., 1989. – Т. 2. – С. 264–267.

2. Стрелков С.П. Механика / С.П. Стрелков. – М., 1975. – С. 432–437.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Колебания при наличии сил вязкого трения. Уравнение движения и закон движения. Графики зависимостей $x(t)$ и $a(t)$.
2. Частота и период затухающего колебания.
3. Построить уравнение движения для крутильных колебаний тела в вязкой среде, записать закон движения.
4. Основные величины, характеризующие процесс затухания. Физический смысл коэффициента затухания и логарифмического декремента.
5. Методика измерений, их точность. Нахождение погрешностей для D, Θ, δ.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА
МЛ-1/2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ

Цель работы – изучение явления интерференции звуковых волн, измерение скорости звука в воздухе методом Квинке.

ВВЕДЕНИЕ

Если в некотором месте первоначально однородной воздушной среды создать небольшое возмущение плотности или давления, например, сжать воздух, а затем предоставить его самому себе, то сжатая область начнет расширяться, приводя в движение соседние частицы газа, которые, в свою очередь, возмущают частицы, находящиеся за ними, и т. д. Процесс распространения возмущения в сжимаемой среде называется волной. Скорость распространения, как показывает опыт, при малых возмущениях зависит только от физических свойств среды и называется скоростью звука.

В более узком смысле звук представляет собой колебания упругой среды, воспринимаемые нашими органами слуха. Частота звуковых волн лежит в пределах примерно от 10 до 20 000 Гц. Так как газы и жидкости обладают лишь объемной упругостью, но не упругостью формы, то звуковая волна в газообразных и жидких средах может быть только продольной.

Рассмотрим простой случай волны, распространяющейся в одном направлении *Ox*, например, волну в трубе, наполненной воздухом, создаваемую колеблющимся поршнем. Волновыми поверхностями в этом случае будут, очевидно, плоскости, перпендикулярные к направлению распространения. Такие волны называются плоскими.

Поршень совершает гармонические колебания с циклической частотой ω по закону

$$\xi(t) = a\cos(\omega t),$$

где $\xi(t)$ – смещение поршня из положения равновесия.

Смещение $\xi(x,t)$ частиц, находящихся на расстоянии x от поршня, происходит с запаздыванием на время $\tau = x/c$, где c – скорость звука, необходимая для распространения волны на расстояние x:

$$\xi(x,t) = a\cos\omega(t-\tau) = a\cos\omega\left(t-\frac{x}{c}\right) = a\cos(\omega t - kx) = a\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right). \quad (1)$$

Здесь λ – длина волны, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Выражение (1) в любой из написанных выше форм задает закон движения частиц воздуха в трубе при прохождении в ней плоской синусоидальной волны.

Если в среде распространяется несколько волн одновременно, то каждая частица участвует в нескольких колебательных движениях. Волны называются когерентными, если они имеют одинаковую длину и постоянную разность фаз. При наложении когерентных волн в пространстве возникает устойчивое, не меняющееся со временем распределение интенсивности звука: в каждой точке имеет место либо усиление, либо ослабление громкости. Такое явление называется интерференцией.

Согласно принципу суперпозиции, при интерференции двух плоских когерентных волн суммарное смещение произвольной частицы среды может быть представлено в виде

$$\xi(x,t) = a_1 \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x_1) + a_2 \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x_2), \tag{2}$$

где a_1 и a_2 – амплитуды складывающихся колебаний, x_1 и x_2 – расстояния от первого и второго источников волн до наблюдаемой частицы.

Можно показать, что амплитуда a результирующего колебания определяется амплитудами a_1 и a_2 и разностью фаз интерферирующих волн согласно формуле

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta)}\ . \tag{3}$$

Величина $\Delta = x_1 - x_2$ называется разностью хода волн.

Из формулы (3) легко получить, что максимум результирующей амплитуды наблюдается в тех точках, для которых выполняется условие

$$\Delta = 2n\frac{\lambda}{2}\ , \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots\ , \tag{4}$$

т. е. разность хода равна четному числу полуволн или целому числу длин волн.

Аналогично, в точках, для которых на разности хода укладывается нечетное количество полуволн, наблюдается минимальный уровень звука:

$$\Delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2}\ , \qquad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots\ . \tag{5}$$

Смысл условий (4) и (5) очевиден: в первом случае волны приходят в точку наблюдения в одинаковых фазах и максимально усиливают друг друга, во втором – в противоположных фазах, происходит максимальное ослабление. При $a_1 = a_2$ минимальная амплитуда, согласно (3), становится равной нулю (звук в точках минимума вообще не слышен).

Скорость звука в идеальном газе впервые была вычислена Ньютоном, считавшим процесс распространения звука изотермическим. Ньютон не получил удовлетворительного согласия с экспериментом. Хорошее совпадение с опытными данными дает формула Лапласа, показывающая, что волновой процесс в газе следует считать адиабатическим:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu_0}}\ . \tag{6}$$

Здесь T – температура газа, μ_0 – молярная масса, R – универсальная газовая постоянная, $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.