

Доклад по задаче электрический маятник.

Подходящий шарик, подвешенный на нити, колеблется между пластинами заряженного конденсатора. Исследуйте параметры, от которых зависит период колебаний.

Параметры установки: R-Шарика 1 см, D-пластин 15 см, U- 5 Кв.

Движения обыкновенного математического маятника давно известно. В начале мы поставили вопрос, на что может повлиять электрическое поле, после размышлений мы пришли к выводу, что из-за наличия поля возникают дополнительные силы. возникает индукция, и может возникнуть ограничение движения. Понятно, что величина сил будет зависеть от:

- ✚ Параметров шарика (массы и R).
- ✚ Структуры поля.
- ✚ Величины поля.

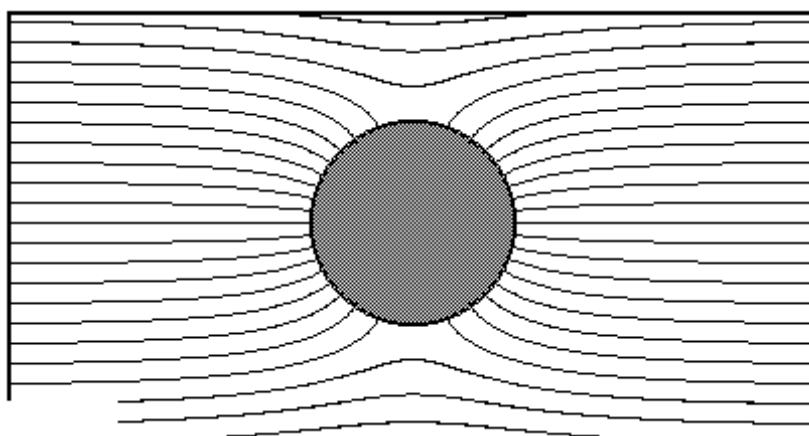
Из всевозможных вариантов физических ситуаций мы решили выбрать 3:

- A. Незаряженный шарик колеблется между пластинами заряженного конденсатора и не касается пластин.
- B. Заряженный шарик колеблется между пластинами заряженного конденсатора и не касается пластин.
- C. Заряженный шарик колеблется между пластинами заряженного конденсатора и касается пластин.

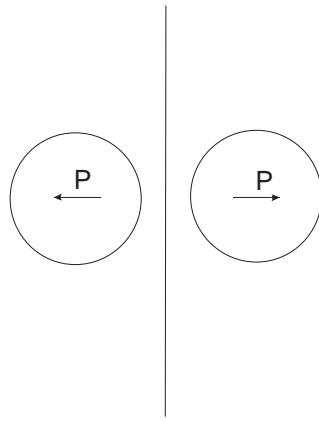
Часть А.

Шарик движется в однородном электрическом поле, т.е. расстояние между обкладками гораздо меньше их размеров $d \ll \sqrt{S}$, в таком поле шарик поляризуется и приобретает дипольный момент:

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \vec{E}$$

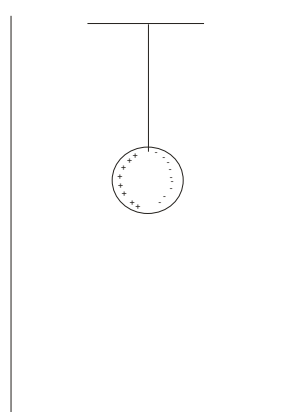


Мы провели оценку используя метод изображений:



$$E = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 x^3}, F_{El} = p \frac{dE}{dx}, F_{El} = \frac{3p^2}{2\pi\epsilon_0 x^4}, \frac{F_{El}}{mg d/2l} \sim 10^{-3}$$

Отношение очень мало $\frac{F_{El}}{mg d/2l}$, поэтому силой пренебрегаем. Если пренебрегать влиянием поля шарика на распределение зарядов на пластинах то суммарная сила, действующая на шарик равна 0. И так, если шарик не касается обкладок то влияние поля равно 0.

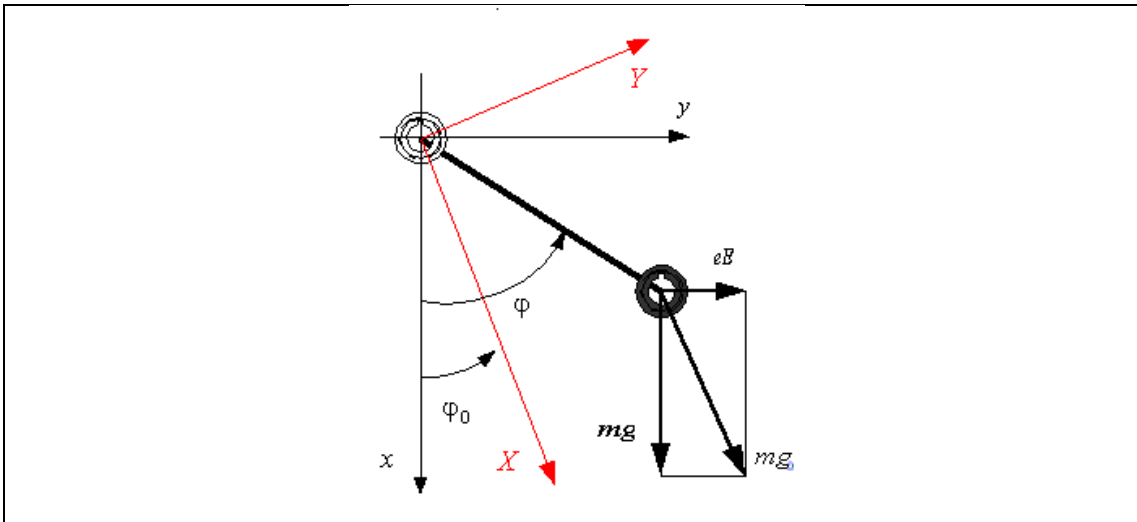


И период колебаний равен периоду колебаний математического маятника:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Часть В.

Теперь рассмотрим случай, когда мы зарядили шарик, но в процессе движения он не достигает обкладок. Электрическое поле однородно. Аналитически решая задачу находим период:

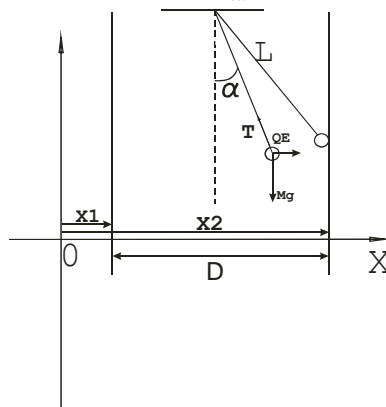


$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{\sqrt{(g)^2 + \left(\frac{qE}{m}\right)^2}}}$$

Сделаем оценку влияния индукции в этом случае с помощью метода изображений: $F_{El} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}$, $\frac{F_{El}}{mg \frac{x}{l}} \approx 1,8 \cdot 10^{-2}$. Сила мала, поэтому ей также пренебрегаем. Оказалось что отношение силы со стороны электрического поля к силе тяжести $\frac{qE}{mg} \approx 2,25 \cdot 10^{-3}$, тоже мало, поэтому, даже если взять шарик массой 2 грамма, то отношение станет $2,25 \cdot 10^{-2}$. Поэтому мы не проводили экспериментальную оценку т.к она меньше погрешности наших измерений.

Часть С.

Теперь перейдем к самому интересному, с нашей точки зрения, режиму, когда шарик постоянно сталкивается с обкладками. Во-первых, говорить о периоде можно лишь тогда когда будет установившийся режим, т.е когда потери энергии при ударе и на сопротивление воздуха компенсируются разгоном шарика электрическим полем, т.е когда E_{Mex} восстанавливается.



Что же будет происходить в момент касания шарика с обкладкой конденсатора? Когда шарик коснулся стенки то он перезарядился. Но возникает вопрос, успеет ли он перезарядиться за время удара. Время удара $\tau \approx 10^{-6} \text{ с}$, $\frac{D}{u}$ (диаметр шарика на скорость звука), а время перезарядки, Максвелловское время релаксации $\tau = \frac{1}{\rho \epsilon_0}$ порядка 10^{-10} с поэтому он успевает перезарядиться. Движение шарика описывается следующим уравнением

$$\ddot{x} + \frac{g}{l} x = \frac{qE}{m}$$

Следует отметить, что в момент касания происходит изменение заряда по знаку а, следовательно, перенос положения равновесия из одной точки в другую, которые находятся симметрично относительно центра обкладок и смещенного на угол:

$$\varphi_0 = \text{arctg} \frac{qE}{mg}$$

Решением уравнения движения шарика между обкладками является:

$$x = c + A \cos \omega t + B \sin \omega t$$

И мы имеем начальные условия:

$$x(0) = x_1, v(0) = v_1$$

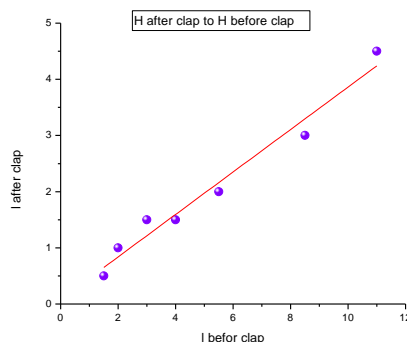
когда шарик долетел до второй обкладки, то начальные условия изменились:

$$x(\tau) = x_2, v(\tau) = v_2$$

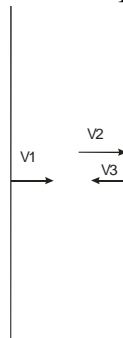
мы считаем что удар неупругий в противном случае частота возрастает неограниченно, т.к поле постоянно разгоняет шарик. Поэтому мы вводим коэффициент восстановления после удара, как отношения скорости до удара к скорости после удара. Для определения которого, мы провели следующий эксперимент: шарик подвешенный на нити, мы отклоняли на угол α_0 и смотрели на какой угол он отклонился после удара. И корень из отношения:

$$k = \sqrt{\frac{1 - \cos \alpha}{1 - \cos \alpha_0}} = \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}{1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0}}} = 0,35$$

есть искомый коэффициент восстановления. На слайде вы можете увидеть график зависимости:



Как видно из графика точки ложатся на прямую следовательно гипотеза Ньютона верна т.е коэффициент восстановления не зависит от величин скоростей а зависит только от свойств материала.



Используя коэффициент восстановления, получаем $|\vec{v}_1| = |\vec{v}_3| = k |\vec{v}_2|$

Подставляя начальные условия в выражение, получаем систему из двух уравнений, в которых неизвестно искомое время пролета между обкладками и начальная скорость:

$$x_2 = \frac{qEl}{mg} + \left(x_1 - \frac{qEl}{mg} \right) \cos \omega t + \frac{v_1}{\omega} \sin \omega t$$

$$\frac{v_1}{k} = - \left(x_1 - \frac{qEl}{mg} \right) \omega \sin \omega t + v_1 \cos \omega t$$

решая систему уравнений, находим время движения, удвоив его, получим период.

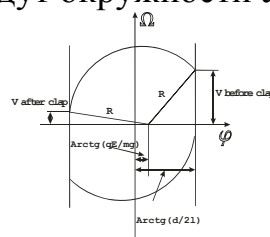
$$T = 4 \sqrt{\frac{l}{g}} \operatorname{Arctg} \left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{1-k^2}{8k^2 \frac{qUl}{mgd^2}}} \right)$$

Также мы нашли период если считать $k=0$ т.е удар абсолютно неупругий

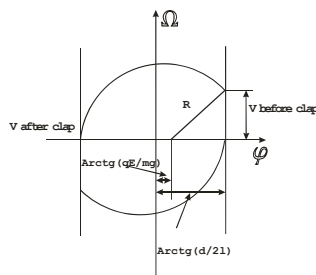
$$T = \frac{\operatorname{Arc} \cos \left(\frac{\frac{qUl}{mgd} - \frac{d}{2}}{\frac{qUl}{mgd} + \frac{d}{2}} \right)}{\omega}$$

Как видно формулы выдерживают предельные переходы, если U равно 0 то получаем период математического маятника аналогично если d стремится бесконечности.

Также мы предлагаем второй способ для определения периода. Для этого введем фазовую плоскость. На которой мы перешли безразмерному времени, а следовательно на плоскости будут окружности а не эллипсы.



Эта фазовая плоскость показывает, если удар неупругий, а шарик отскакивает с какой-то начальной скоростью, следующая фазовая плоскость показывает что удар абсолютно неупругий:



Как видно во всех пунктах доклада фигурирует заряд, поэтому мы предлагаем два способа по его определению:

- ✚ Оценить теоретически, когда шарик прикоснулся $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \varphi_{PI} = U/2$,

откуда $q = 2\pi\epsilon_0 R U$ в нашем случае $q \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}$, эта оценочная формула, которая не учитывает индукцию шарика. Поэтому мы предлагаем определить заряд вторым способом.

- ✚ Определить заряд экспериментально:

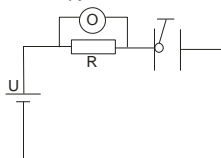
- ✓ Первый способ Механический: подносили шарик к пластине он заряжался и мы пытались определить заряд по углу отклонения, но результат получался лежащим в погрешности измерения

- ✓ Второй способ определение заряда с помощью осциллографа: Когда шарик касается пластин в цепи возникает электрический ток, заряд который протечет, \approx равен заряду шарика для этого нами была собрана следующая экспериментальная установка: через резистор подключался осциллограф с помощью которого мы определяли ток, К нашему удивлению вместо одного импульса мы увидели затухающие колебания, с характерным периодом 0,3 микро секунды и временем затухания 3,4Т, но после анализа мы пришли к выводу что наша система обладает «паразитной» индуктивностью. Решая уравнения для силы тока в колебательном контуре по амплитуде тока мы определяем заряд шарика:

$$U_c = \epsilon + \frac{q_0}{c} \cos \gamma t, \text{ как известно } I = \frac{dq}{dt} = \frac{d(cU_c)}{dt} = \frac{q_0 c}{c} \gamma \sin \gamma t = q_0 \gamma \sin \gamma t, \text{ где}$$

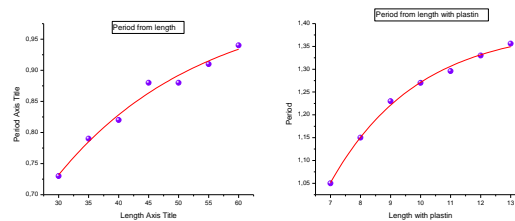
амплитудное значение $q_0 \gamma$ и есть амплитудное значение тока

$$\text{поэтому получаем } q_0 = \frac{U_{\max} T}{2\pi R} \approx 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}$$



Перейдем к описанию эксперимента: Нами была собрана экспериментальная установка, и были проведены следующие эксперименты: измерена зависимость периода от длины нити, от расстояния между обкладками. На слайде вы можете

увидеть графики зависимости периода от длины нити и расстояния между обкладками:



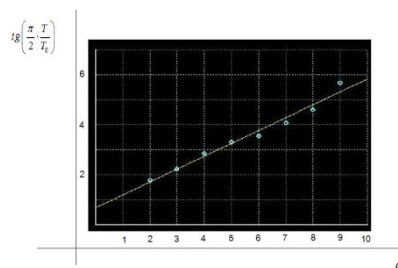
Перейдем к сравнению теории с экспериментом: ниже приведена формула зависимости отношения периода к периоду математического маятника:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctg} \left(\sqrt{\frac{1-k^2}{8k^2} \frac{qUl}{mgd_0^2}} \cdot \frac{d}{d_0} \right)$$

где d_0 - Расстояние между обкладками измеренная в 10 см d -расстояние в см, можно заметить что тангенс отношения линейно зависит от отношения d к d_0 . Мы обработали результаты методом наименьших квадратов:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{T}{T_0} \right) = \sqrt{\frac{1-k^2}{8k^2} \frac{qUl}{mgd_0^2}} \cdot \frac{d}{d_0} = A \frac{d}{d_0}$$

Получилось что коэффициент $A=6$ а $B=0$, ниже вы можете увидеть экспериментальные точки и прямую проведенную методом наименьших квадратов:



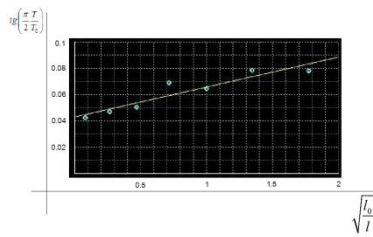
А, В получилось что

$$A = 5,14 \pm 1,6, B = 1,8 \pm 1,8$$

Ниже вы можете увидеть формулу зависимости отношения периода к периоду математического маятника от отношения длин нитей. Также приведенная к линейному виду:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{T}{T_0} \right) = \sqrt{\frac{1-k^2}{8k^2} \frac{qUl_0}{mgd^2}} \sqrt{\frac{l_0}{l}} = A \sqrt{\frac{l_0}{l}}$$

Ниже на графике вы можете увидеть экспериментальные точки и прямую проведенную методом наименьших квадратов:



Теоретически получилось что коэффициент $A = 13$
 Экспериментально получается

$$A = 3,3 \pm 1,7, B = 0,5 \pm 0,8$$

Как видно во втором случае погрешность гораздо больше.

Итак, подведем итоги:

- I. Проведен теоретический анализ возможных ситуаций движения шарика между обкладками заряженного конденсатора, и получены аналитические зависимости, характеризующие это движение.
- II. Создана экспериментальная установка, описана методика измерений, выполнены оценки и анализ экспериментальных результатов.
- III. Проведенный эксперимент довольно хорошо согласуется с теорией.

Спасибо за внимание!

Как видите, объём и глубина доклада по заданию совсем немного уступают главе диссертационного исследования.

Научно-практические конференции учащихся, в отличие от олимпиад и турниров юных физиков, не требуют исследований по заданным темам – учащийся сам выбирает тему после консультаций со своим руководителем. Это с одной стороны, привлекает лицеистов определенной «свободой» в выборе предмета исследований, а с другой – делает программу конференции интересной и непредсказуемой.

В качестве примера доклада на научно – практической конференции приведем доклад Петра Маркелова по оригинальной тематике.

ГУО “Лицей БГУ”
 Маркелов Пётр

Жидкость под звуком

Каждый из нас ездил в поездах - в Крым, например, и, разумеется, в такой долгой поездке нельзя обойтись без чая. Однако не каждый может заметить, что если провести пластиковым стаканчиком с чаем по столу, то на поверхности чая появляется волновая картина. Аналог этого явления - акустическая волна, которая подаётся

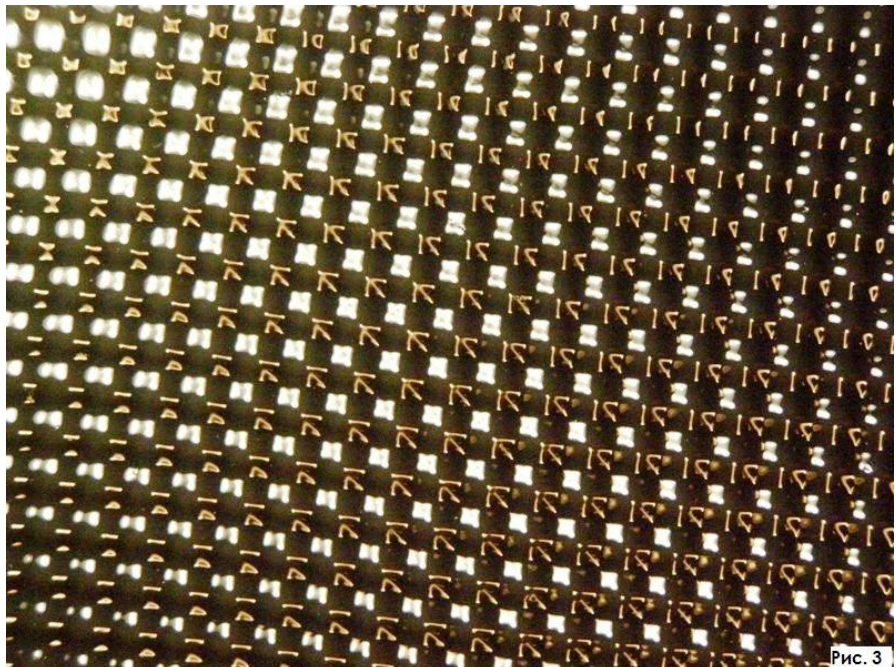
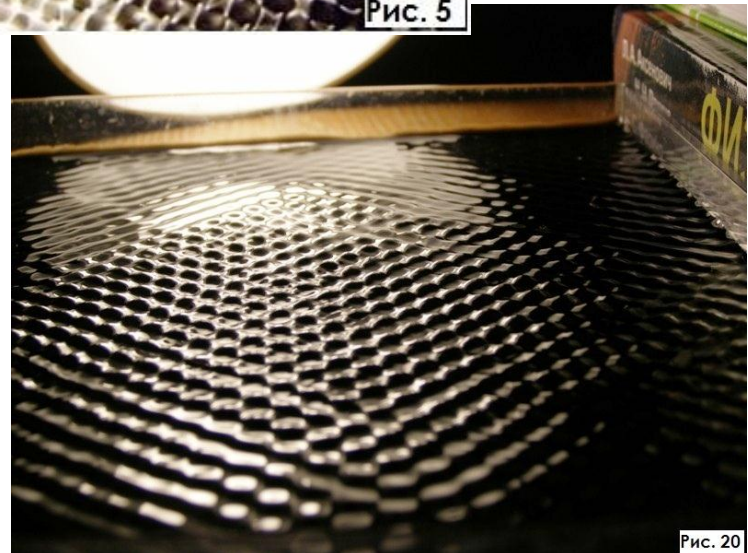
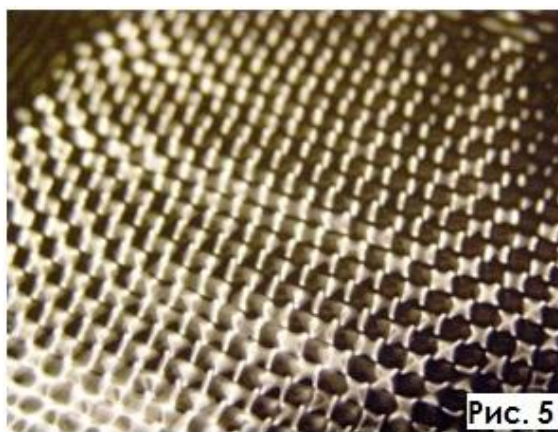
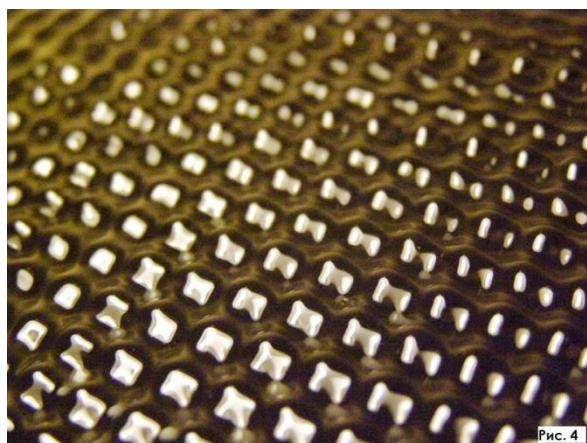


Рис. 3

на ёмкость с жидкостью. Таким образом, под действием звуковой волны на поверхности жидкости возникает устойчивая во времени картина пиков и впадин. Данная картина является периодической, причём длина волны на поверхности жидкости изменяется по закону в зависимости от частоты вынуждающей звуковой волны.

Полученные в ходе эксперимента фото (Рис. 3-5 - нижнее расположение источника звуковых волн, рис. 20, 24 - верхнее расположение источника излучения):



Рисунок, получаемый гребнями и впадинами волн на поверхности жидкости, есть **капиллярно - гравитационная двумерная стоячая волна**, т.е. в стремлении принять жидкости свою «привычную» форму будут играть как силы поверхностного натяжения, так и силы гравитационного поля, причём в нашем случае они соизмеримы и даже одного порядка.

Рассмотрим вид прямоугольной ёмкости конечно глубокой ёмкости сбоку.

Условие образования стоячей волны в этом сечении есть условие образования узлов, т.к. у стенки ёмкости частицы колеблются с нулевой амплитудой. Запишем его: $\lambda \frac{n_b - 1}{2} = b$, а в перпендикулярном сечении: $\lambda \frac{n_a - 1}{2} = a$. Здесь λ - длина поверхностной капиллярной волны в жидкости; a, b - характерные линейные размеры ячейки; n_a, n_b - некоторые целые числа.

Поделив соответственно левую и правую части условий существования стоячей волны, получим

$$\text{равенство } \frac{n_b - 1}{n_a - 1} = \frac{b}{a},$$

которое представляет собой необходимое условие



возникновения двумерной стоячей волны на поверхности жидкости.

Таким образом, на поверхности жидкости образовывается симметричная структура в виде квадратов.

Для любых капиллярно - гравитационных волн на поверхности жидкости конечной глубины применима следующая формула, вытекающая из граничного условия:

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\sigma}{\rho} k^3 \right) th(kh) \quad (1) \text{ где:}$$

ω - круговая частота колебаний жидкости;

g - ускорение свободного падения;

k - волновой коэффициент;

σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости;

ρ - плотность жидкости.

$th(kh)$ - гиперболический тангенс kh . В случае бесконечной глубины жидкости принимает значение единицы, т.е. «откидывается».

Заменив в формуле (1) ω и k их значениями:

$\omega = 2\pi\nu$ и $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, получим следующее уравнение:

$$\nu^2 = \left(\frac{g}{2\pi\lambda} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda^3} \right) th\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) \quad (2) \text{ где:}$$

λ - длина волны на поверхности жидкости;

ν - частота волновых колебаний, равная частоте генератора звука.

Уравнение (2) для длины волны решить мягко сказать проблематично, поэтому для аппроксимации полученной в ходе эксперимента зависимости длины волны на поверхности жидкости от частоты генератора

(Рис. 11) использовался следующий метод:

1. Из формулы (2) была выражена частота: $\nu = \sqrt{\left(\frac{g}{2\pi\lambda} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda^3}\right) th\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)}$.

В данной формуле $th\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)$ имеет близкое к единице значение, поэтому эту часть уравнения можно опустить. Теперь и далее для упрощения вычислений в некоторых случаях наша жидкость считается бесконечно глубокой (Отношение длины волны к глубине жидкости мало).

2. Была аппроксимирована зависимость частоты генератора от длины волны, полученной экспериментально по типу $y = \sqrt{\frac{9,81}{6,28x} + \frac{6,28A}{1000x^3}}$, где A - коэффициент, физический смысл которого - поверхностное натяжение жидкости. Дело в том, что при проведении эксперимента использовалась вода, подкрашенная тушью, которая меняла поверхностное натяжение воды, как позже установлено - увеличивала.

3. После аппроксимации был определён коэффициент A или поверхностное натяжение нашей жидкости: $\sigma_m = 0,216 \frac{H}{м}$.

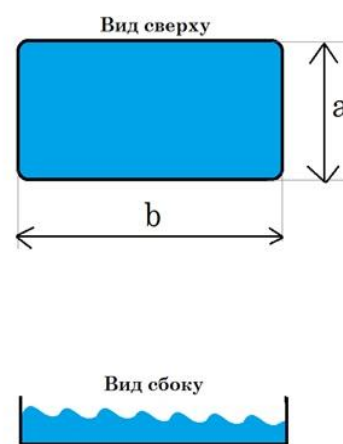
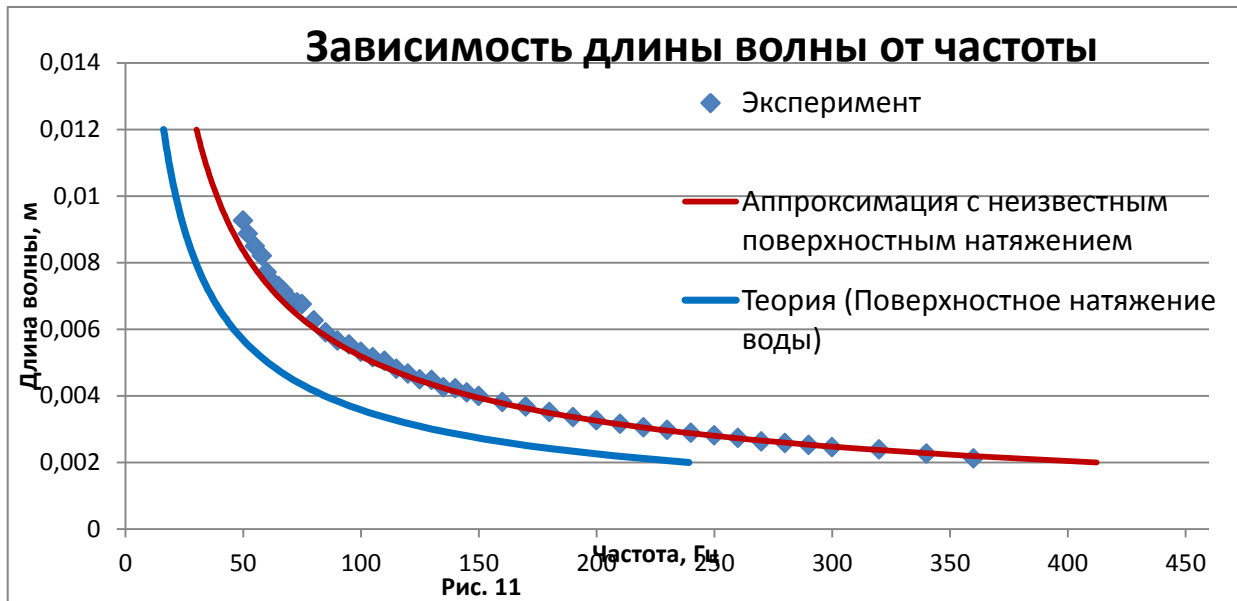


Рис. 10

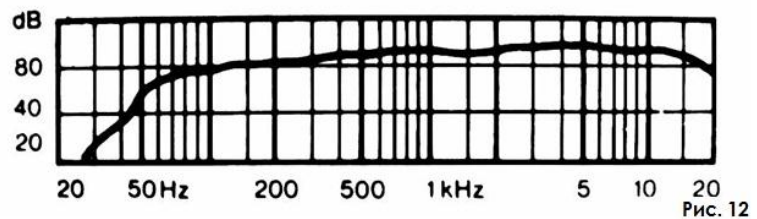
4. Значение поверхностного натяжение было подставлено в формулу для частоты, была просчитана таблица значений для зависимости частоты генератора от длины волны, после чего был построен график зависимости



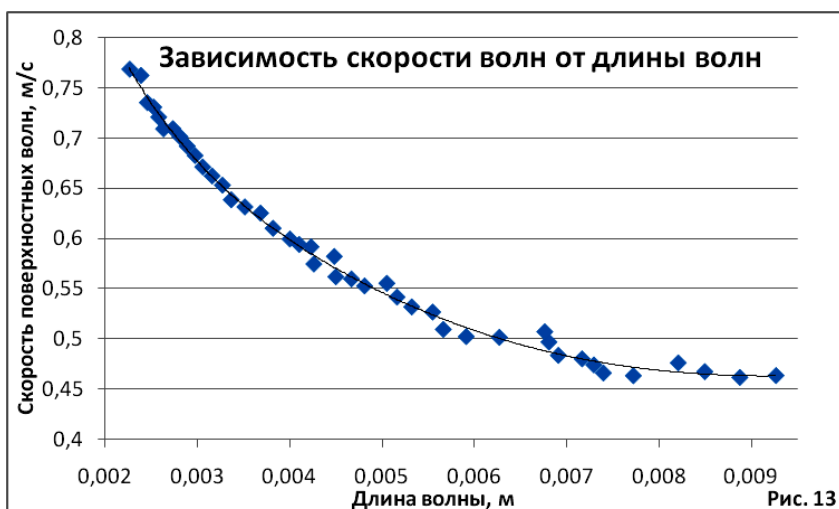
длины волны от частоты генератора по полученным значениям.

Заметно, что при частотах ниже 70 Гц наблюдается небольшое отклонение аппроксимирующей линии от полученных в ходе эксперимента значений. Это объясняется тем, что при таких частотах необходима достаточно большая сила звука для создания видимой интерференционной картины (Как показали дальнейшие исследования). Эти значения силы звука, или давления звука лежат выше нормального значения силы звука для данных частот. Под нормальными значениями понимаются значения, при которых влияние обертонов и побочных гармоник минимально.

Зависимость нормальной силы звука от частоты отражает амплитудно - частотная характеристика (АЧХ) динамика (Рис. 12):



Как видно, динамик не может воспроизводить данные частоты с большой силой звука. И, как покажут следующие исследования, чем меньше частота, тем



большее будет отклонение полученных экспериментально значений от значений, полученных по формуле (1).

Из изложенного выше следует, что **скорость поверхностных волн не будет постоянной** и будет зависеть от длины волны. Полученный экспериментально

график зависимости скорости поверхностных волн от длины поверхностных волн приведен на рисунке (Рис. 13).

С увеличением длины волны скорость поверхностных волн сначала падает (когда длина волны меньше $\approx 2,95\text{ см}$, эта длина волны определяется по формуле $\lambda_{кр} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$ и справедлива для бесконечно глубокой жидкости; Но, как уже было сказано, отношение длины волны наших волн к глубине налитой

жидкости и пренебрежимо мало, и можно считать эту длину волны критической для наших

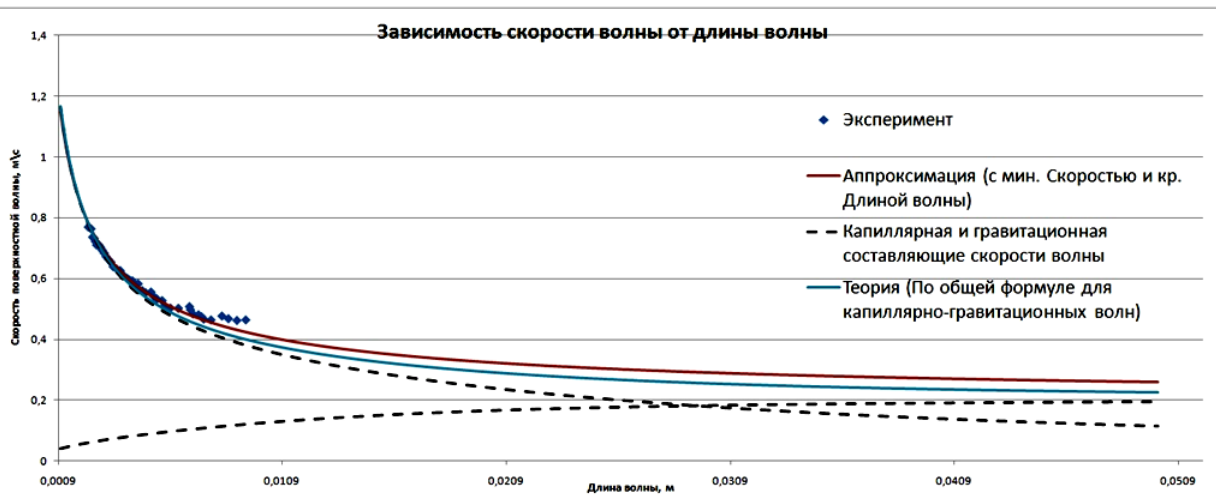


Рис. 14

исследований), после чего вновь растёт, причём предел роста равен \sqrt{gh} , где h - глубина налитой жидкости. Условие такого роста очевидно: $\sqrt{gh} > c_{min}$, где c_{min} - минимальная скорость поверхностных капиллярно - гравитационных волн на поверхности жидкости, определяется по формуле:

$c_{min} = \sqrt[4]{\frac{4g\sigma}{\rho}}$, которая в случае бесконечной глубины нашей ёмкости будет равна $0,30 \text{ м/с}$.

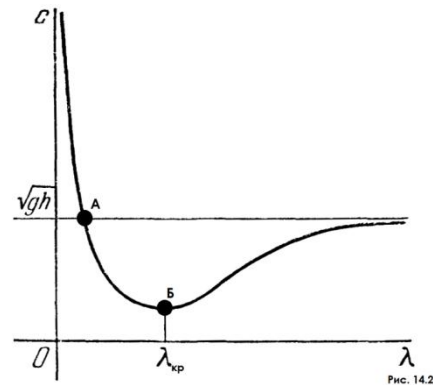
Если же $\sqrt{gh} \leq c_{min}$, то минимальной скоростью будет $c_{min}' = \sqrt{gh}$.

Количественный график зависимости скорости волны от длины волны приведён на рисунке (Рис. 14).

На графике красная линия - аппроксимация полученной зависимости скорости поверхностных волн от длины волны по типу $c = \frac{c_{min}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\lambda^2 + \lambda_{кр}^2}{\lambda_{кр}\lambda}}$ с неизвестным c_{min} . Данная формула выводится из уравнения (2), принимая $th(kh) = 1$. После аппроксимации было установлено значение $c_{min} = 0,29$. Теоретически же рассчитанное значение (для бесконечно глубокой жидкости) - $0,30$. Отклонение теоретически рассчитанной минимальной скорости объясняется тем, что наша жидкость не является бесконечно глубокой, а для аппроксимации использовалась формула именно для такой жидкости. Как было уже сказано, «Если же $\sqrt{gh} \leq c_{min}$, то минимальной скоростью будет $c_{min}' = \sqrt{gh}$ », значит красная кривая подходит только для бесконечно глубокой жидкости.

Синяя линия на графике - теоретическая скорость волны, выраженная из формулы (2): $c = \sqrt{\left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda}\right) th\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)}$. При длинах волн, соответствующих частотам, при которых сила звука, необходимая для создания видимой интерференционной картины лежит выше нормального значения, наблюдается небольшое отклонение полученных в ходе эксперимента значений от теоретических значений. Это объясняется, наличием побочных гармоник.

Пунктирные линии - гравитационная и капиллярная составляющие скорости волн. Синяя кривая - среднее геометрическое этих скоростей, стремится к \sqrt{gh} .



При $\sqrt{gh} > c_{min}$ этот график будет иметь следующий вид (рис. 14.2). При длинах волн, соответствующих участку на графике (0; A) Волну можно считать капиллярной. При длинах волн, соответствующих участку на графике (A; B) Волну следует считать капиллярно - гравитационной. При длинах волн, соответствующих участку на графике (B; ∞) Волну можно считать гравитационной.

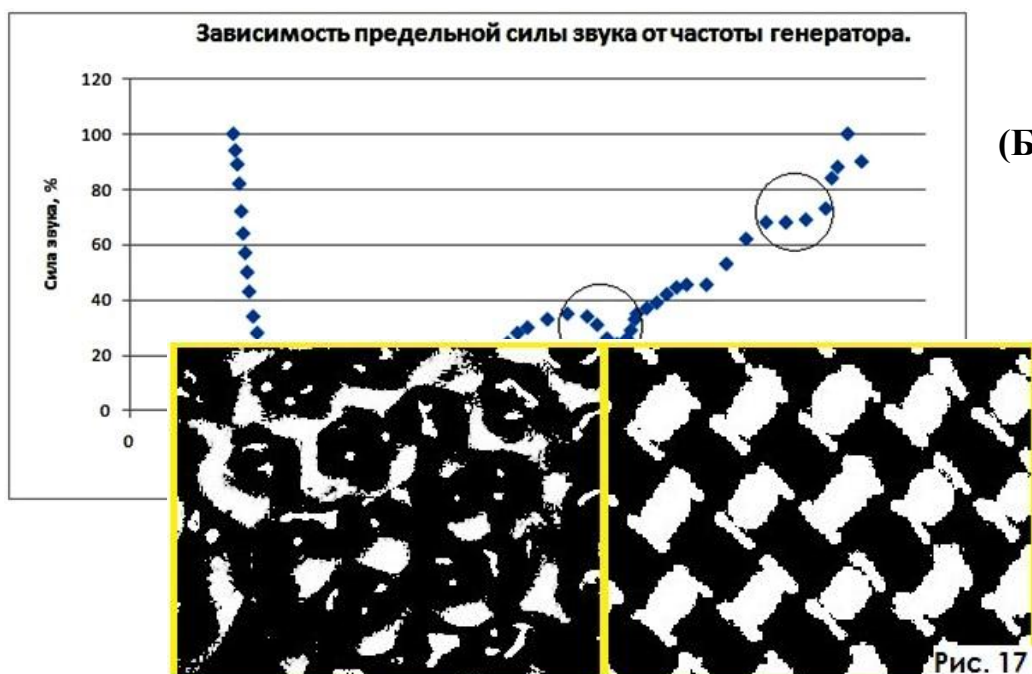
Критическую глубину, при которой появляется вторая асимптота можно найти из уравнения:

$$gh = c_{min}^2, \text{ в нашем случае она равна } 0,94 \text{ см.}$$

Из изложенных выше рассуждений вытекает способ определения коэффициента поверхностного натяжения с довольно высокой точностью. Методика определения приведена ниже:

1. Получаем на поверхности жидкости двумерную стоячую волну при фиксированной частоте излучателя порядка 60 - 360 Гц. Большой частоте соответствует большая точность.
2. Измеряем число узлов в каждом из перпендикулярных направлений.
3. Согласно формуле $\sigma = \frac{\rho L^2}{\pi^2(n_L-1)^2} \left(\frac{4\pi v^2 L}{n_L-1} - g\right)$. Здесь L - один из характерных размеров ячейки, n_L - число узлов, ему соответствующих.

Было исследовано влияние давления излучаемого звука на амплитуду поверхностных волн на поверхности жидкости.

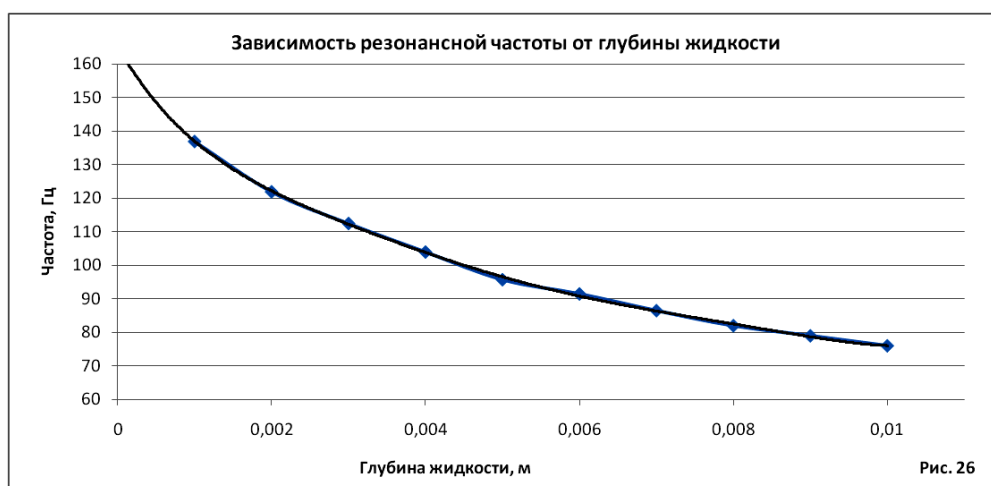


Установлено, что большему давлению, т.е. большей «громкости» соответствует большая амплитуда.

Было исследовано поведение жидкости в сосудах различных форм (Рис. 17). В прямоугольном сосуде волновая структура наблюдалась в виде квадратов. В круглой ёмкости - в виде правильных шестиугольников. В сосудах произвольной формы устойчивой картины не наблюдалось.

При проведении экспериментов было замечено, что для появления видимой интерференционной картины на поверхности жидкости при разных частотах требовалась разная сила звука. Был построен график зависимости минимальной силы звука в процентах от силы звука, необходимой для существования стоячей волны при частоте 60 и 360 Гц от частоты акустических волн (Рис. 25). На участках графика при частотах $\nu : 115 \text{ Гц}$ заметны падения силы звука, необходимой для создания стоячих волн. Это обусловлено тем, что эти частоты кратны собственной частоте звуковых колебаний системы (жидкость – ячейка – часть корпуса динамика). Самый

большой минимум в области 115 Гц соответствует собственной частоте системы. Следующие частоты кратны этой



величине. Дело в том, что собственная частота определяется параметрами колебательной системы. Частоты же, кратные собственной, будут усиливать амплитуду волны, причём её максимум будет усиливаться в наибольшей степени и сдвигаться в пространстве.

Например, **собственная, или резонансная частота зависит от слоя налитой жидкости**. Полученный экспериментально график этой зависимости приведён на рисунке (рис. 26).

Как видно из графика, с увеличением слоя налитой воды собственная частота уменьшается.

Из изложенных выше рассуждений вытекает способ определения собственной частоты ёмкостей.

1. Устанавливаем ёмкость в поле действия акустических волн. Масса налитой воды соизмерима с массой ёмкости.
2. Находим собственную частоту системы ёмкость-вода для 7-10 случаев с разными массами воды, налитыми в ёмкость.
3. Строим график зависимости собственной частоты системы от массы налитой воды.

4. Аппроксимируем график по типу $y = \frac{A}{x+B}$ и продлеваем по оси масс до значения «0».
5. Ордината этой точки будет собственной частотой объекта.
Иначе: Собственная частота ёмкости будет равна $\frac{A}{B}$, где А и В – постоянные коэффициенты в формуле, полученной аппроксимацией экспериментальных данных.

Поразмыслив, можно догадаться, что таким же способом можно вычислять массу ёмкостей. Это можно сделать так:

1. Устанавливаем ёмкость в поле действия акустических волн. Масса налитой воды соизмерима с массой ёмкости.
2. Находим собственную частоту для 7-10 случаев с разными массами воды, налитыми в меньшее тело.
3. Строим график зависимости собственной частоты системы от массы налитой воды.
4. Аппроксимируем график по типу $\nu = \frac{A}{m+B}$ и продлеваем по оси масс до значения, где частота ν стремится к бесконечности.
5. Абсцисса этой точки будет равна массе ёмкости.

Записать это можно так: $\lim_{x \rightarrow -(M)} \frac{A}{m+B} = \infty$, М – масса ёмкости; m – масса налитой жидкости; А и В – постоянные коэффициенты.

Сказать проще – коэффициент В и будет массой ёмкости: $B = M$.

Следует заметить, что в этой точке будет наблюдаться разрывание графика или все значения функции при меньшем значении аргумента будут отрицательными (вспоминаем гиперболу). Физический смысл этот участок графика не несёт (отрицательная масса и частота).

Для того, чтобы штатив, земля, посторонние тела не влияли на систему ёмкость-жидкость эту систему следует крепить на тонкой нити, не передающей вибрации.

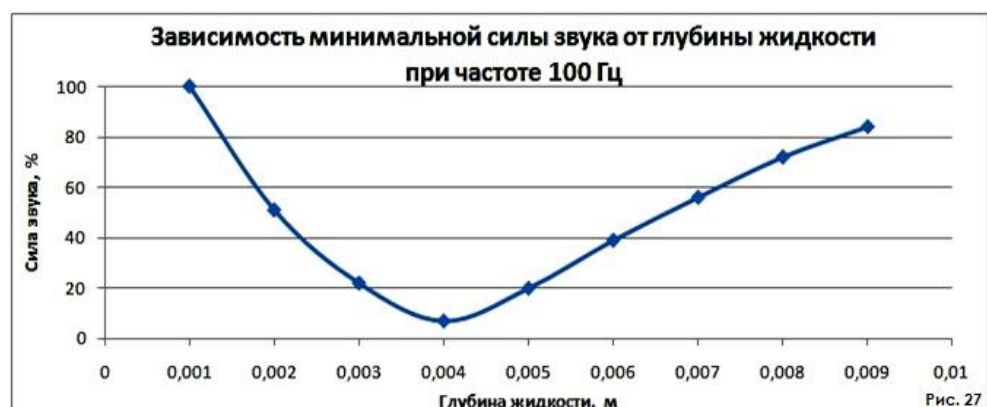
Поэтому в нашем случае массу и собственную частоту ёмкости мы не сможем измерить, т.к. часть вибраций «забирал» на себя корпус динамика.

Замечание:

Было замечено, что с увеличением слоя жидкости картины становятся почти неподвижными.

Раз при изменении слоя налитой жидкости меняется собственная частота системы,

логично предположить, что сила звука, необходимая для создания видимой интерференции

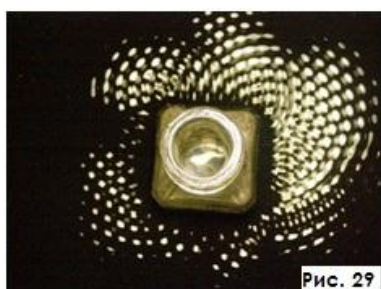


нной картины, будет также зависеть от слоя налитой жидкости.

Полученный экспериментально график этой зависимости приведён на рисунке (рис. 27).

Интересно, что сопоставляя два графика - зависимости собственной частоты системы и график, показанный на рисунке 27 можно определить частоту, при которой проводился эксперимент, в ходе которого был получен график (рис.27). Минимум на графике соответствует собственной частоте системы (при глубине налитой жидкости 0,004 м).

А что, если поместить в ёмкость с жидкостью какой-нибудь объект? В этом случае интерференционная картина нарушается в окрестности преграды (установленного объекта) (Рис. 29-30). Это явление



очень важно с практической точки зрения, поскольку с его помощью можно моделировать распространение колебаний в узлах и



агрегатах энергетических установок.

Создав картину, соответствующую распространению напряжений в материале установки, с помощью моделирования этих напряжений поверхностными волнами можно определить по неоднородностям в картине на поверхности жидкости присутствие вредоносных неоднородностей в материале детали.

А что, если вместо фиксированной частоты включить музыку? В этом случае стоячие волны возникали на малом промежутке времени, в результате чего получались причудливые узоры на поверхности жидкости (Рис. 18-20).

Важно отметить, что для создания видимой интерференционной картины высоким частотам нужна большая сила звука. Поэтому «проиллюстрировать» на воде классику не получилось. Дело в том, что более высокие частоты из-за вязкости воды отражаться на поверхности жидкости не будут. По этой причине для создания картин использовалась музыка, в которой преобладали низкие частоты. Причина образования таких узоров - стоячая волна возникает на малом промежутке времени. Волна которая соответствует звуку или ноте в композиции.

То есть можно определить ноту по рисунку на поверхности жидкости?

Как мы знаем, каждая нота имеет свою частоту. Таблица соответствий нота - Частота приведена на рисунке (рис. 34). Каждой следующей или предыдущей ноте будет

Нота	Частота
До	261,63
До-диез	277,18
Ре	293,67
Ре-диез	311,13
Ми	329,63
Фа	349,23
Фа-диез	369,99
Соль	392
Соль-диез	415,31
Ля	440
Ля-диез	466,16
Си	493,88

Рис. 34

соответствовать в 2 раза большая или меньшая частоты соответственно. Например, ноте ля первой октавы соответствует частота 440 Гц, второй октавы - 880 Гц.

Из этого знания вытекает способ определения ноты по частоте, т.е. своеобразный тюнер.

Это всё, конечно, очень красиво, но как применить это явление в практике?

Как уже было сказано, с помощью этого явления можно определять гидродинамические свойства жидкости - коэффициент поверхностного натяжения, плотность. Получив зависимости для амплитуды поверхностных волн, что на данном этапе исследования достаточно тяжело, станет возможным определение этих двух характеристик одновременно, станет возможным определение вязкости жидкости. Это ещё не всё. Как мы знаем и плотность, и поверхностное натяжение жидкостей зависят от температуры. Значит можно измерять и температуру жидкости. Параметры вязкость - плотность - поверхностное натяжение уникальны для практически всех жидкостей. Стало быть, возможно определение типа жидкости, как таковой.

Возможно описание возникновения и распространения колебаний по узлам и агрегатам энергетических установок, контроль качества поверхности на наличие бугорков и заусенцев.

Как красивое применение - успокаивающие устройства в кабинетах психологической разгрузки, тюнер, визуализатор музыкальных композиций - достойная альтернатива зрительным образам в Windows Media Player.

Список используемой литературы:

1. И.М. Бабаков - Теория колебаний.
2. Л.Н. Сретенский - Теория волновых движений жидкости.
3. Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М - Гидродинамика (Том 6).
4. Интернет - источники:
 - ✓ Интерференция и дифракция.
 - ✓ Стоячие волны.
 - ✓ Поверхностные волны.
 - ✓ Резонансная частота.

Таким образом, активная исследовательская деятельность учащихся Лицея БГУ является одним из ключевых факторов их ранней профессиональной ориентации, существенным мотиватором для высоких учебных и профессиональных результатов.

Заведующий кафедрой
физики Лицея БГУ Л.Г.Маркович