

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

Н. А. Панченко

**ИЗУЧЕНИЕ ВЫНУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
КОЛЕБАНИЙ**

Методические указания по выполнению лабораторных работ по  
физике для студентов всех специальностей

Томск  
2023

УДК 537.86

ББК 22.336

**Рецензент**

**Золотухин Д.Б.**, доцент, доктор. физ-мат. наук

Одобрено на заседании каф. физики протокол №104 от 16.04.23

**Панченко Николай Алексеевич**

**П168** Изучение вынужденных электромагнитных колебаний: Методические указания по выполнению лабораторных работ по физике для студентов всех специальностей / Н. А. Панченко. – Томск: Томский гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2023. – 18 с.

Представлена краткая теория вынужденных электромагнитных колебаний и явления резонанса. Дано описание экспериментальной установки, методика измерений резонансных кривых и определения параметров колебательного контура. Приведена методика обработки результатов измерений.

Для студентов ТУСУРа, обучающихся по всем направлениям подготовки и специальностям.

УДК 537.86

ББК 22.336

© Панченко Н. А., 2023

© Томск. гос. ун-т систем упр.  
и радиоэлектроники, 2023

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ.....	4
2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.....	13
3 ЗАДАНИЕ .....	15
4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	15
5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ .....	17
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА .....	18

## ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является изучение вынужденных электромагнитных колебаний и явления резонанса в последовательном колебательном контуре

### 1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Чтобы в реальной колебательной системе получить незатухающие колебания, надо компенсировать потери энергии. С этой целью в колебательный контур включают источник внешней периодически изменяющейся электродвижущей силы (э.д.с.).

Колебания, возникающие под действием периодически изменяющейся э.д.с., называются *вынужденными* колебаниями.

Рассмотрим вынужденные колебания в последовательном контуре (Рис. 1.1), состоящем из R, L, C, возникающие под действием внешнего источника, э.д.с. которого изменяется по закону

$$U = U_m \cos \omega t.$$

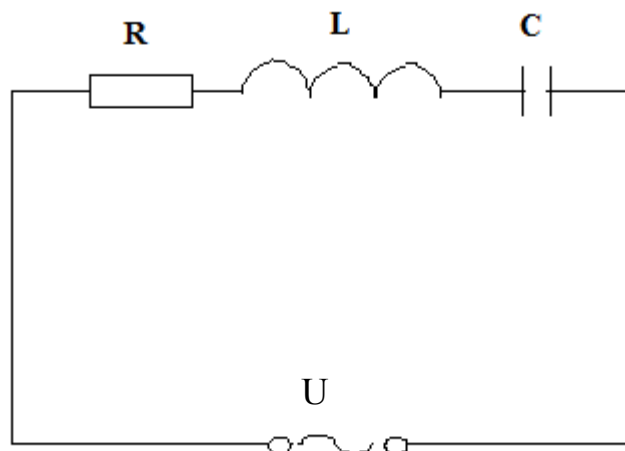


Рисунок 1.1 – схема колебательного RLC – контура.

Будем считать, что в контуре протекают квазистационарные токи, так как выполняется условие  $l \ll \lambda$ , где  $l$  - размеры контура;  $\lambda$  - длина волны распространяющихся электромагнитных колебаний. С учетом вышесказанного, на основании второго правила Кирхгофа можно записать

$$U_L + U_C + U_R = U \quad (1.1)$$

Из уравнения (1.1) получаем:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{c} = U_m \cos \omega t \quad (1.2)$$

Используя соотношение  $I = \frac{dq}{dt}$ , уравнение (1.2) можно записать в виде

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t, \quad (1.3)$$

где  $\delta = \frac{R}{2L}$  - коэффициент затухания, (1.4)

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  - собственная частота контура без затухания, (1.5)

Уравнение (1.3) является дифференциальным уравнением вынужденных электрических колебаний в контуре. Данное уравнение является неоднородным. И, как следует из теории дифференциальных уравнений, решение его равно сумме общего решения соответствующего однородного уравнения  $q_1$  (т.е. уравнения (1.3) без правой части) и частного решения неоднородного уравнения  $q_2$

$$q = q_1 + q_2 \quad (1.6)$$

Общее решение однородного уравнения известно из теории затухающих колебаний и может быть записано в виде

$$q = q_{m1} e^{-\delta t} \cos(\omega_1 t - \phi), \quad (1.7)$$

где  $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$  - частота свободных затухающих колебаний.

Частное решение этого уравнения имеет вид

$$q_2 = q_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (1.8)$$

где  $\omega$  - частота внешней э.д.с.;

$\varphi$  - начальная фаза вынужденного колебания.

Слагаемое (1.7) играет существенную роль в начальной стадии процесса, т.е. при установлении колебаний.

Следовательно, вклад (1.7) в установившиеся колебания очень мал, и им можно пренебречь. Поэтому установившиеся вынужденные колебания будут определяться частным решением неоднородного уравнения

$$q=q_2=q_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (1.9)$$

Для нахождения значений  $q_m$  и  $\varphi$  найдем производные  $q'$  и  $q''$

$$q' = -\omega q_m \sin(\omega t + \varphi) = \omega q_m \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (1.10)$$

$$q'' = -\omega^2 q_m \cos(\omega t - \varphi) = \omega^2 q_m \cos(\omega t - \varphi + \pi) \quad (1.11)$$

Подставив (1.9), (1.10), (1.11) в (1.3), получим уравнение

$$\begin{aligned} \omega^2 q_m \cos(\omega t - \varphi + \pi) + 2\delta\omega q_m \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + \\ + \omega_0^2 q_m \cos(\omega t - \varphi) = \frac{U_m}{L} \cos \omega t \end{aligned} \quad (1.12)$$

Из (1.12) следует, что постоянные  $q_m$  и  $\varphi$  должны иметь такие значения, чтобы гармоническая функция  $U_m \cos \omega t$  была равна сумме трех гармонических функций, стоящих в левой части уравнения. Для нахождения значений  $q_m$  и  $\varphi$  воспользуемся методом векторных диаграмм, который заключается в том, что гармонически изменяющаяся величина изображается вектором, вращающимся с частотой  $\omega$  вокруг своего начала против часовой стрелки. Длина этого вектора равна амплитуде колебаний соответствующей физической величины. Если изобразить функцию  $\omega_0^2 q_m \cos(\omega t - \varphi)$  вектором, длина которого  $\omega_0 q_m$ , направленным вправо, то функция  $2\delta\omega q_m \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})$  изобразится вектором длиной  $2\delta\omega q_m$  повернутым относительно вектора  $\omega_0^2 q_m$  против часовой стрелки на угол  $\frac{\pi}{2}$  (Рис. 1.2), а функция  $\omega^2 q_m \cos(\omega t - \varphi + \pi)$  - вектором длиной  $\omega_0^2 q_m$  повернутым относительно вектора  $\omega_0^2 q_m$  на угол  $\pi$ . Чтобы уравнение (1.12) выполнялось, сумма трех перечисленных векторов должна совпадать с вектором, изображающим функцию  $\frac{U_m}{L} \cos \omega t$ .

Такое совпадение возможно, как видно из рис. 1.2, если

$$\frac{U_m^2}{L^2} = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 q_m^2 + 4\delta^2 \omega^2 q_m^2 \quad (1.13)$$

Из (1.13) найдем амплитуды

$$q_m = \frac{U_m}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} \quad (1.14)$$

Рис.1.2 позволяет получить значения  $\varphi$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2\delta\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (1.15)$$

Учитывая, что  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ ;  $\delta = \frac{R}{2L}$ . Получаем

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{R}{1/\omega C - \omega L} \quad (1.16)$$

$$q_m = \frac{U_m}{\omega\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad (1.17)$$

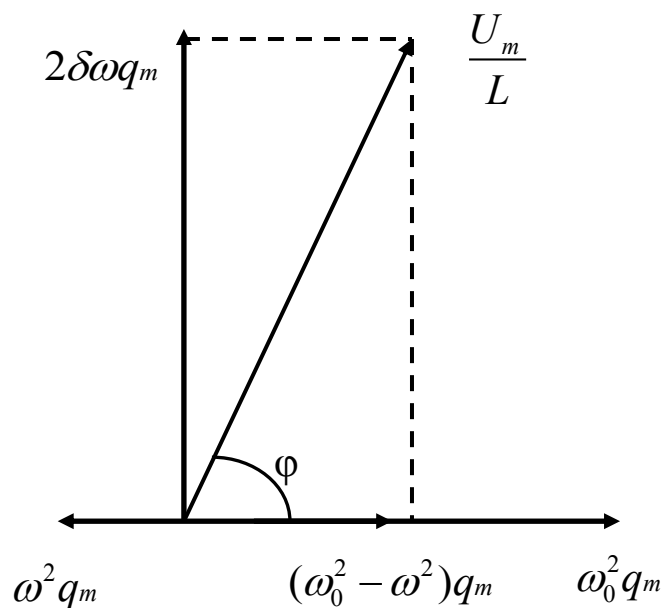


Рисунок 1.2 – Векторная диаграмма.

Продифференцировав выражение (1.9) по  $t$ , найдем силу тока в контуре при установившихся колебаниях:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega q_m \sin(\omega t - \varphi) = I_m \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}), \quad (1.18)$$

где  $I_m$  - амплитудное значение установившегося тока в контуре, которое с учетом (1.17) равно

$$I_m = \omega q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad (1.19)$$

В соответствии с (1.19) напряжение на резисторе

$$U_R = RI_m \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (1.20)$$

Разделив выражение (1.10) на емкость, получим напряжение на конденсаторе

$$U_C = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{Cm} \cos(\omega t - \varphi) \quad (1.21)$$

Здесь

$$U_{Cm} = \frac{q_m}{C} = \frac{U_m}{\omega C \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} = \frac{I_m}{\omega C} \quad (1.22)$$

Напряжение на индуктивности с учетом (1.19)

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = -\omega LI \sin(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) = U_{Lm} \cos(\omega t - \varphi + \pi) \quad (1.23)$$

Сопоставляя выражения (1.19), (1.20), (1.21) видим, что напряжение на емкости отстает по фазе от силы тока на  $\frac{\pi}{2}$ , а напряжение на индуктивности опережает ток на  $\frac{\pi}{2}$ . Напряжение на активном сопротивлении изменяется в фазе с током.

Таким образом, изменения  $I, q, U_C, U_L, U_R$  - представляют собой гармонические колебания с частотой, равной частоте внешней э.д.с. Для данной колебательной системы **амплитуда вынужденных колебаний зависит от частоты  $\omega$  вынуждающей э.д.с.** и при определенных ее значениях достигает максимальной величины. Это явление называется *резонансом*, а соответствующая частота *резонансной частотой*.

Чтобы определить резонансную частоту  $\omega_{рез}$  любой из выше перечисленных гармонически изменяющихся величин, нужно исследовать функцию, определяющую данную величину, на максимум. Так из (1.13) видно, что максимальное значение  $q_m$  будет при минимальном значении подкоренного значения знаменателя.



Продифференцировав подкоренное выражение по  $\omega$  и приравняв нулю, получим условие, определяющее  $\omega_{рез}$ :

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0$$

Данное уравнение имеет три решения  $\omega=0$  и  $\omega = \pm\sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$ .

Решение  $\omega=0$  соответствует максимальному значению знаменателя, а отрицательное значение не имеет смысла. Т.о. резонансная частота для  $q$  и напряжения  $U_C$  определяются выражением:

$$\omega_{qрез} = \omega_{Uрез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0 \quad (1.24)$$

На рис 1.3 приведены резонансные кривые для  $U_C$ . Отдельные кривые на графике соответствуют различным значениям коэффициента затухания  $\delta$ . Чем меньше  $\delta$ , тем выше и правее лежит максимум кривой. При большом затухании, когда  $2\delta^2 > \omega_0^2$ , резонанс не наблюдается, с увеличением частоты амплитуда вынужденных колебаний монотонно убывает (см. нижнюю кривую при  $\delta_4$ ). При стремлении  $\omega$  к нулю резонансные кривые сходятся в одной точке с ординатой  $U_{Cm} = U_m$ . Величина  $U_m$  равна напряжению, которое возникает на конденсаторе при подключении его к источнику постоянного напряжения  $U_m$ . При малом затухании ( $\delta^2 \ll \omega_0^2$ ) резонансную частоту можно принимать равной  $\omega_{рез} = \omega_0$ .

Резонансные кривые для силы тока приведены на рис. 1.4. Как видно из выражения (1.19), амплитуда тока будет иметь максимальное значение при:

$$\omega_{Iрез} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1.25)$$

При  $\omega=0$ , ток в цепи равен нулю, т.к. при постоянном напряжении ток в цепи с конденсатором протекать не может. С другой стороны, при малом затухании реализуется условие  $\omega_{Uрез} \approx \omega_0$ , и отношение амплитуды напряжения на конденсаторе к амплитуде вынуждающей э.д.с. равно

$$\frac{U_{Cрез}}{U_m} = \frac{U_m}{\omega_0 CR U_m} = \frac{1}{\omega_0 CR} \quad (1.26)$$

Учтем, что  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , а также, что добротность  $Q$  может быть представлена

$$Q = \frac{\pi}{\delta T} = \frac{\pi}{\Theta} = \frac{2\pi L}{RT} = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (1.27)$$

Тогда из (1.26) получаем:

$$\frac{U_{Cрез}}{U_m} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q. \quad (1.28)$$

Т.е. напряжение на конденсаторе в  $Q$  раз больше вынуждающей э.д.с. При этом амплитуда силы тока  $I = \frac{U_m}{R}$ . Наконец согласно (1.16)

$\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Тогда в соответствии с (1.18) фаза тока совпадает с фазой

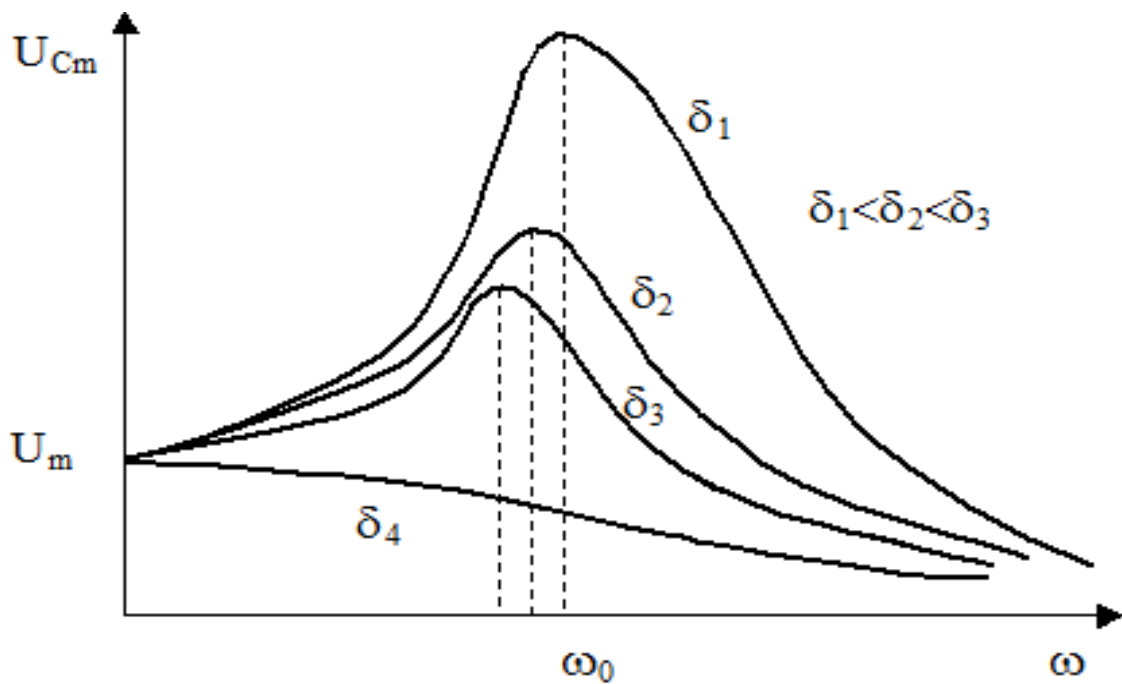


Рисунок 1.3 – Резонансные кривые для напряжения  $U_C$ .

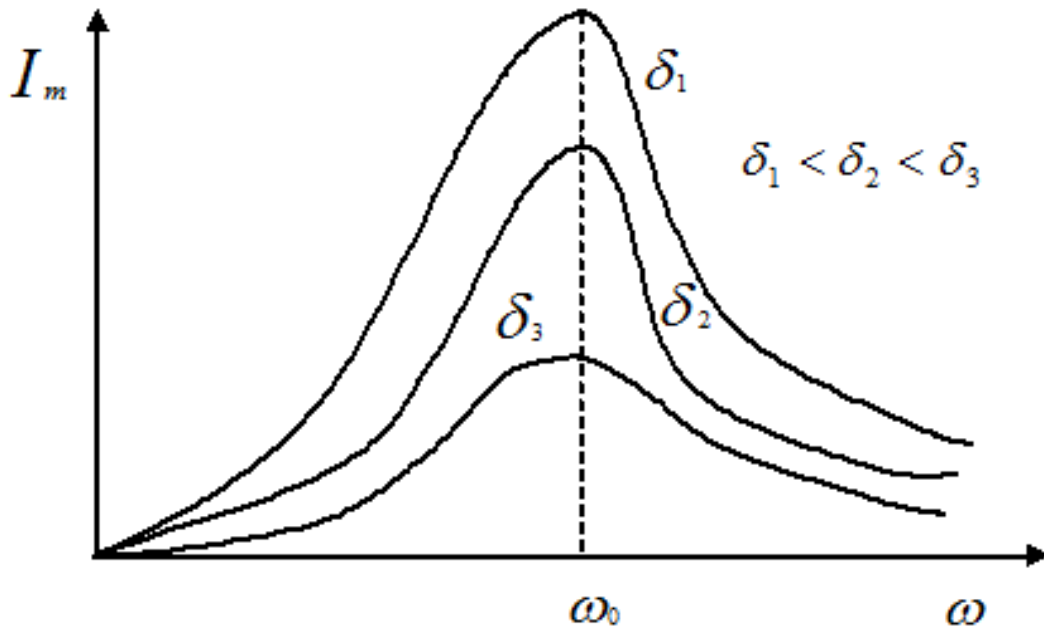


Рисунок 1.4 – Резонансные кривые для силы тока.

вынуждающей э.д.с., т.е. в цепи как бы нет ни емкости, ни индуктивности. Иначе говоря, при этой частоте напряжения на емкости и индуктивности полностью компенсируют друг друга, будучи равными по величине и противоположными по фазе. При этом напряжения  $U_L$  и  $U_C$  могут значительно (в  $Q$  раз) превышать напряжение  $U_m$ , приложенное к цепи. Поэтому этот резонанс, наблюдаемый в цепи переменного тока, содержащей последовательно включенные  $L$ ,  $C$ ,  $R$  и источник э.д.с., называют *резонансом напряжений*. Обозначим отношение токов  $\frac{I_m}{I_{рез}}$  через  $\sigma$  и, помня, что

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}, \quad (1.29)$$

запишем, что

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/R^2 (\omega L - 1/\omega C)^2}}. \quad (1.30)$$

Для удобства использования соотношения (1.30) возведем левую и правую части выражения в квадрат

$$\sigma^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{R^2} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \quad (1.31)$$

Соотношение (1.31) есть уравнение резонансной кривой в безразмерной форме.

Преобразуем (1.31), вынося за скобку множитель  $\frac{L}{C}$  :

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{1}{1 + \frac{L}{R^2 C} \left[ \sqrt{\frac{C}{L}} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right]^2} = \frac{1}{1 + \frac{L}{R^2 C} \left[ \left( \omega \sqrt{LC} - \frac{1}{\omega \sqrt{LC}} \right) \right]^2} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{L}{R^2 C} \left( \frac{\omega}{\omega_{рез}} - \frac{\omega_{рез}}{\omega} \right)^2}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Введем обозначение  $\gamma = \frac{\omega_{рез}}{\omega}$ , тогда получим

$$\sigma^2 = \frac{1}{1 + \frac{L}{R^2 C} \left( \frac{1}{\gamma} - \gamma \right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{L}{R^2 C} \left( \frac{1 - \gamma^2}{\gamma} \right)^2} \quad (1.33)$$

Или с учетом (1.28)

$$\sigma^2 = \frac{1}{1 + Q^2 \left( \frac{1 - \gamma^2}{\gamma} \right)^2} \quad (1.34)$$

Для удобства использования возведем обе части (1.34) в степень -1. Получим

$$\frac{1}{\sigma^2} = 1 + Q^2 \left( \frac{1 - \gamma^2}{\gamma} \right)^2 \quad (1.35)$$

Для данной лабораторной работы выражение 1.37 является рабочей формулой. Оно позволяет представить резонансную кривую в виде линеаризованной зависимости.

## 2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема устройства приведена на (рис. 2.1). Здесь  $G$  и  $N$  генератор и осциллограф, соответственно. Переменный резистор  $RP$  сопротивлением 1 кОм служит для изменения добротности контура. Резистор  $r$  сопротивлением 1 Ом играет роль сигнального, т.е. элемента, с которого снимается сигнал, пропорциональный току в контуре. Конструктивно установка оформлена в виде настольного лабораторного стенда (рис. 2.2). Генератор встроен в экспериментальную установку, а в качестве осциллографа используется компьютер. Органы управления скомпонованы на панели (рис. 2.3).

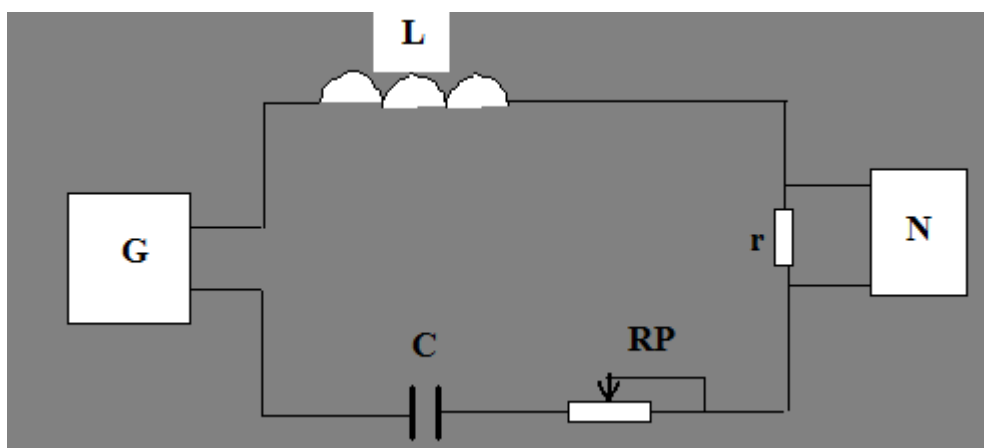


Рисунок 2.1 – Принципиальная схема установки.

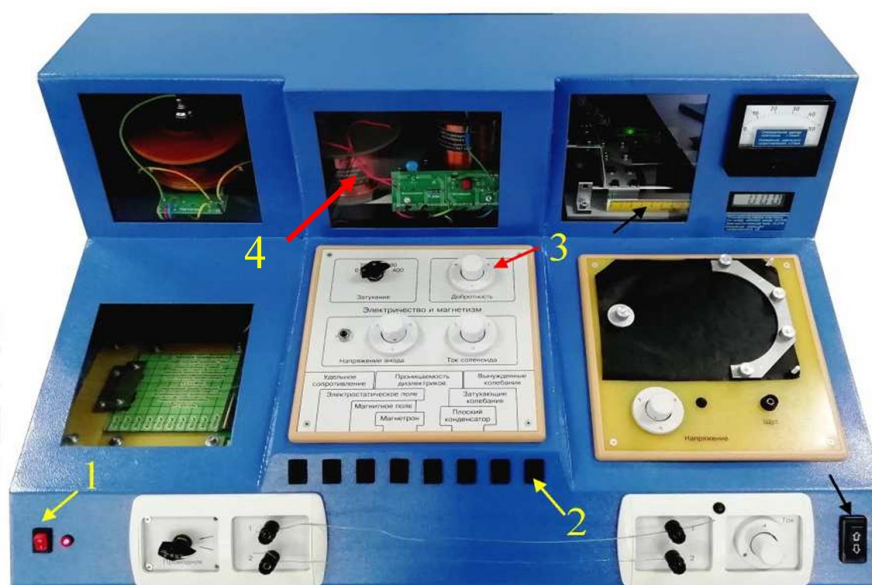


Рисунок 2.2 – Внешний вид установки. 1 - кнопка сеть, 2 - панель выбора лабораторной работы, 3 – панель управления, 4 – катушка  $L$ .



Рисунок 2.3 – Панель управления.

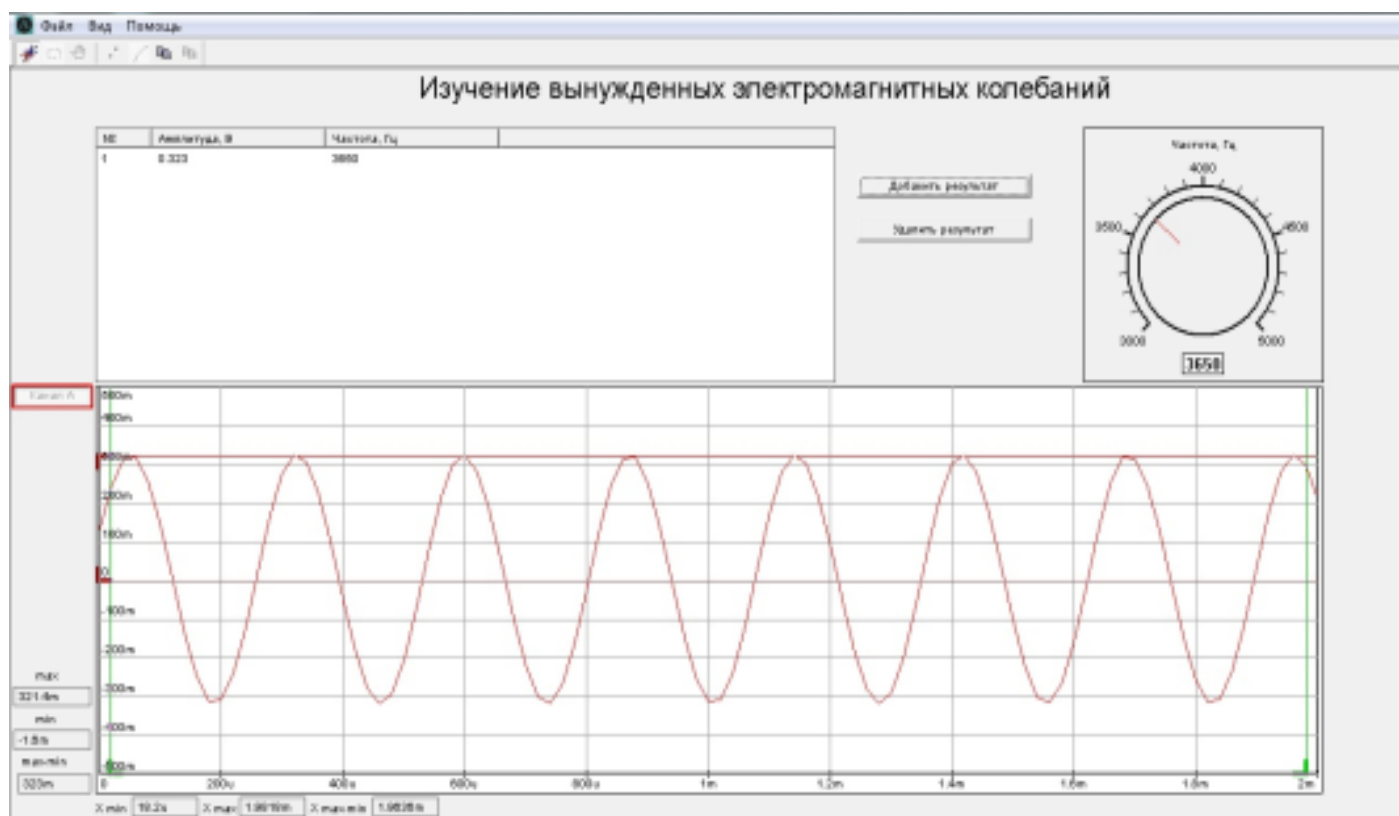


Рисунок 2.4 – измерительная панель.

### 3 ЗАДАНИЕ

3.1 Изучить теорию вынужденных колебаний и явления резонанса в последовательном колебательном контуре.

3.2 Осуществить экспериментальное наблюдение явления резонанса.

3.3 Экспериментально исследовать влияние величины активного сопротивления в контуре на вид резонансных кривых.

3.4 Экспериментальным путем проверить применимость уравнения (1.35) для описания резонансной кривой. Для этого экспериментальные точки нанести на график в координатах

$$\frac{1}{\sigma^2}, \left( \frac{1 - \gamma^2}{\gamma} \right)^2.$$

3.5 Используя данные эксперимента при заданном значении емкости конденсатора  $C$ , рассчитать индуктивность  $L$  и активное сопротивление соединительных проводов и проводов катушки  $R_x$ .

### 4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

4.1 Включить компьютер и лабораторный стенд кнопкой 1 (рис. 2.2).

4.2 На экране монитора найти папку «Лаборатория», открыть ее, установить указатель мыши на значок «Вынужденные колебания» и нажать дважды на левую кнопку «мыши». На экране появятся экран осциллографа, рукоятка регулировки частоты генератора, таблица для записи результатов измерений, а также кнопки «записать», «удалить».

4.3 На лабораторном стенде кнопкой 2 включить работу «Вынужденные колебания». При этом в окне стенда загорится зеленый сигнал светодиода, а на экране появится синусоидальный сигнал.

4.4 Вращением до упора против часовой стрелки рукоятки 3 управления резистором  $RP$  (Добротность) установить  $RP = 0$ .

4.5 Вращая мышью рукоятку «Частота» на экране монитора, убедиться в наличии резонанса. Обязательно зафиксировать резонансную частоту  $\nu_{рез}$  и соответствующую амплитуду  $I_{рез}$  сигнала. Снять зависимость амплитуды  $I_m$  сигнала от частоты в интервале частот больших и меньших резонансной. В области резонанса

$\nu_{рез} \pm 50$  Гц снять 10 точек с шагом 10 Гц. Затем за пределами области резонанса снять ещё 10 точек с шагом 20-40 Гц (5 точек слева от области резонанса и 5 точек справа). Для этого, установив частоту, взять мышью измерительные скобки красного цвета, находящиеся в левых верхнем и нижнем углах экрана осциллографа, и подвести их к верхнему и нижнему максимумам синусоиды. После этого нажать мышью кнопку для передачи данных в таблицу. Данные из таблицы либо занести в рабочую тетрадь, либо кнопкой переслать в Libre Office Calc (аналог Excel).

4.6 Рукоятку «Добротность» на стенде повернуть по часовой стрелке до упора, установив тем самым  $RP = 1$  кОм, и повторить измерения по п. 4.4.

4.7 По измеренным данным рассчитать значения  $\sigma = I_m / I_{рез}$  и  $\gamma = \nu_{рез} / \nu$ . Результаты расчета занести в таблицу 4.1.

4.8 Нанести рассчитанные значения на график в координатах  $\sigma$ ,  $\nu$  и построить резонансные кривые.

4.9 Для сравнения полученных зависимостей с теоретическими с использованием метода линеаризации рассчитать и занести в таблицу

4.1 величины  $1/\sigma^2$  и  $\left(\frac{1-\gamma^2}{\gamma}\right)^2$ . Нанести полученные значения на график в этих же координатах и убедиться в наличии линейной зависимости между величинами.

Таблица 4.1 Результаты измерений

Но мер опы та	$RP = 0$			$\nu_{рез} =$			$I_{рез} =$			$RP = 1 \text{ кОм}$			$\nu_{рез} =$			$I_{рез} =$		
	$\nu$ , Гц	$I_m$ , мм	$\sigma$	$1/\sigma^2$	$\gamma$	$\left(\frac{1-\gamma^2}{\gamma}\right)^2$	$\nu$ , Гц	$I_m$ , мм	$\sigma$	$1/\sigma^2$	$\gamma$	$\left(\frac{1-\gamma^2}{\gamma}\right)^2$	$\nu$ , Гц	$I_m$ , мм	$\sigma$	$1/\sigma^2$	$\gamma$	$\left(\frac{1-\gamma^2}{\gamma}\right)^2$
1																		
2																		
.																		

4.10 По угловым коэффициентам определить добротности  $Q_1$ ,  $Q_2$ . При несовпадении прямых, соответствующих левой и правой ветвям резонансной кривой, выбрать одну из них (либо область до



резонанса, либо после).

4.11 Рассчитать индуктивность  $L$  и активное сопротивление соединительных проводов и проводов катушки  $R_x$ , используя выражение (1.28), а также учитывая, что в (1.28) величина  $R$  представляет собой сумму сопротивлений  $RP$  и активного сопротивления соединительных проводов и проводов катушки  $R_x$  (рис. 2.1). Значение емкости контура  $C$  указано на катушке вынужденных колебаний 4 рисунке 2.2.

4.12 Кнопками на стенде выключить лабораторную работу и сам стенд. Закрывать лабораторную работу на мониторе.

## 5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

5.1 В чем состоит цель работы?

5.2 Какие колебания называются вынужденными?

5.3 Какова частота вынужденных колебаний?

5.4 Какими параметрами характеризуются вынужденные колебания?

5.5 Как определяется добротность контура в настоящей работе?

5.6 Из чего складывается полное активное сопротивление контура?

5.7 Из чего складывается полное сопротивление контура?

5.8 Изобразите резонансные кривые тока для разных добротностей контура.

5.9 Изобразите резонансные кривые напряжения на конденсаторе для разных добротностей контура.

5.10 Возможно ли получение на отдельных элементах контура напряжения, во много раз большего приложенного напряжения?

5.11 Чем определяется разность фаз между током и приложенным напряжением?

5.12 В чем физический смысл добротности?

5.13 Что происходит на частоте резонанса в контуре, если  $R$  стремится к нулю?

5.14 Известно, что в цепи переменного тока, состоящей из  $L$ ,  $R$ ,  $C$ , полное сопротивление имеет активную и реактивную составляющие. В каком случае ток в цепи определяется только активной составляющей сопротивления?

5.15 В чем состоит физическая причина возникновения разности

фаз между  $I$  и  $U_L$ . Почему  $U_L$  имеет максимальное значение, когда ток  $I$  равен нулю?

## 6 РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

6.1. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 3-х тт. Том 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. — 17-е изд., стер. — Санкт-Петербург : Лань, 2023. — 500 с. — ISBN 978-5-507-47163-8. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/333998> (дата обращения: 10.04.2023)

6.2. Бондарев, Б. В. Курс общей физики в 3 кн. Книга 2: электромагнетизм, оптика, квантовая физика : учебник для вузов / Б. В. Бондарев, Н. П. Калашников, Г. Г. Спирин. — 2-е изд. — Москва : Издательство Юрайт, 2023. — 441 с. — (Высшее образование). — ISBN 978-5-9916-1754-3. — Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. — URL: <https://urait.ru/bcode/532032> (дата обращения: 10.04.2023).

6.3. Мухачев, В. А. Оценка погрешностей измерений: Методические указания к лабораторной работе [Электронный ресурс] / В. А. Мухачев. — Томск: ТУСУР, 2012. — 24 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/1099> (дата обращения: 10.04.2023).

6.4. Зенин А. А. Общие требования и правила оформления отчета о лабораторной работе по физике: Методические указания [Электронный ресурс] / А. А. Зенин. — Томск: ТУ-СУР, 2019. — 20 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/8957> (дата обращения: 10.04.2020.)