

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
КИЇВСКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ З ФІЗИКИ
для студентів усіх форм навчання

Частина 2
Електрика й магнетизм

Затверджено
на засіданні кафедри
загальної та експериментальної
фізики
Протокол № 7/92/ від 31.08.92

Київ КПІ 1993

Методичні вказівки до лабораторних робіт з фізики для студентів усіх форм навчання: Частина 2. Електрика й магнетизм/ Укл. В.П.Черкашин. - К.: КПІ, 1993. - 68 с.

Укладач В.П.Черкашин, канд. фіз.-мат. наук, проф.

Лабораторна робота № 10

ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ ТОМСОНА

Мета роботи – визначити відношення заряду електрона до його маси на основі взаємної компенсації відхилень, викликаних взаємно перпендикулярними електричним і магнітним полями, які одночасно діють на електрони, що рухаються перпендикулярно до обох полів.

Прилади та пристрой: осцилограф типу 10-70; катушка індуктивності; блок живлення УІП-2; вольтметр; змінний резистор.

Теоретичні відомості

Ідея методу визначення питомого заряду електрона належить відому англійському фізику Дж.Томсону. Він використав цей метод 1897 року, щоб встановити природу катодних і анодних променів у трубках з розрідженими газами. Ці досліди привели до відкриття електрона та ізотопів, а також вперше було визначено питомий заряд електрона.

На рис.10.1 зображено схему приладу для визначення питомого заряду електрона методом Томсона. За джерело струму працює катод з підігрівом K . Електрони, що виходять з катода, прискорюються і фокусуються анодом A , який має форму циліндра. Сфокусований пучок електронів потрапляє в простір між пластинами Π плоского конденсатора,

Рис.10.1
а потім на флуоресцентний екран E , викликаючи його свічення під дією електронів. Усі елементи приладу знаходяться в скляному балоні, в якому створено вакуум. Якщо на пластини конденсатора подати напругу, то пучок електронів рухатиметься в практично однорідному електричному полі, яке відхилятиме електрони у вертикальному напрямі. Внаслідок цього пучок електронів потрапить не в центр екрана, а зміститься на деяку відстань u (рис.10.2). Обчислимо це зміщення.

Розглянемо вузький пучок електронів, який за відсутності електричного поля потрапляє на екран у точку O . Знайдемо відхилення сліду пучка на екрані, викликаного однорідним електричним полем, перпендикулярним до напряму руху електронів, і діючого на шляху довжиною l . Позначимо початкову швидкість електронів v_0 . На електрон в електричному полі діє сила $F = qE$, яка надає йому постійного

за значенням і напрямом прискорення $a_y = eE/m$. Під дією електричного поля електрони знаходяться протягом часу $t = e/V_0$. За цей період вони змістяться на відстань

$$y_1 = \frac{a_y t^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{e}{V_0} \right)^2 E$$

і отримають перпендикулярну до V_0 складову швидкості

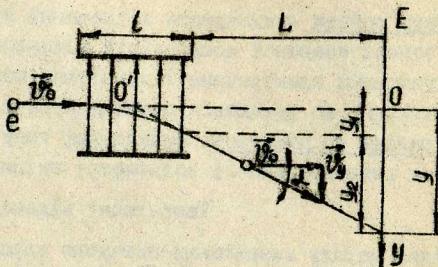


Рис.10.2

$$\vec{v}_y = \frac{e}{m} \frac{\ell}{V_0} E.$$

Зовні конденсатора електрони рухаються за інерцією прямолінійно під деяким кутом α до напряму швидкості V_0 . Тоді

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_0} = \frac{e}{m} \frac{\ell}{V_0^2} E. \quad /10.1/$$

Внаслідок цього електрон, вилетівши з конденсатора, досягне екрана з і зміщенням відповідно до вертикаль на величину y_2 . Якщо позначити l відстань від екрана до більшого краю конденсатора, то зміщення y_2 можна обчислити за формулою

$$y_2 = l \operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{m} \frac{\ell l}{V_0^2} E.$$

Отже, повне зміщення електронів в електричному полі

$$y = y_1 + y_2 = \frac{e}{m} \frac{\ell}{V_0^2} \left(l + \frac{1}{2} \ell \right) E = \operatorname{tg} \alpha \left(l + \frac{1}{2} \ell \right). \quad /10.2/$$

З формули /10.2/ випливає, що електрони, вилітаючи за межі конденсатора, рухаються так, ніби вони вилітають з центра конденсатора O' під кутом α (див. рис.10.2). Через те що $E = V/d$ - відстань між обкладками конденсатора, для обчислення $\frac{e}{m}$ потрібно знати параметри приладу ℓ , l , α , V_0 , y , V . Дві останні величини можна легко вимірюти, а для визначення V_0 Томсон запропонував у тій

області приладу, де є електричне поле, створити одночасно й магнітне поле (пунктирна ділянка на рис.10.1). Це магнітне поле перпендикулярне до електричного й до початкової швидкості електронів \vec{v}_0 і відхиляє електрони в тій самій площині, що й електричне поле. Напрям магнітного поля вибирається так, щоб пучок електронів відхилявся в бік, протилежний його відхиленню в електричному полі. Індукція магнітного поля B повинна бути такою, щоб вертикальна складова сили Лоренца, діючої на електрони в магнітному полі, дорівнювала електричній силі $eE = e [\vec{v}_0 \times \vec{B}]$. За цих умов пучок електронів у приладі не буде відхилятися, тобто потрапить у точку O на екрані. З умови рівності електричної й магнітної сил можна знайти і подати її через величини, які експериментально визначаються. Справді,

$$V_0 = \frac{E}{B} = \frac{U}{\mu_0 \mu_0 H d}.$$

Якщо магнітне поле створюється соленоїдом, то $H = nI$ і, враховуючи, що $\mu = 1$, отримаємо

$$V_0 = \frac{U}{\mu_0 \pi I d},$$

де I - сила струму в соленоїді; n - число витків соленоїда на одиницю його довжини.

У правій частині отриманого виразу стоять величини, які можна вимірюти в досліді, а отже й визначити V_0 . Підставивши отримане значення для V_0 у формулу /10.2/, знайдемо питомий заряд електрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{V_0^2 y}{L(L + \frac{1}{2} \ell) E} = \frac{\left(\frac{U}{\mu_0 \pi I d} \right)^2 y}{L(L + \frac{1}{2} \ell) \frac{U}{I^2} \alpha} = k \frac{U}{I^2} y, \quad /10.3/$$

де $k = \frac{1}{\mu_0 \pi^2 L(L + \frac{1}{2} \ell) d}$ - деяка величина, що залежить від параметрів приладу і є сталою для нього.

Вимірювши U , I , y і знаючи сталу приладу k , за формулою /10.3/ можна обчислити питомий заряд електрона.

Опис експериментальної установки

Експериментальна установка для вимірювання питомого заряду електронів методом Томсона зібрана на базі серійного осцилографа ЛО-70 з

електростатичним керуванням променем. Електричне поле створюється в області між вертикально відхиляючими пластинами Π електронно-променевої трубки /рис.10.3/. Постійна напруга U подається на ці пластини від внутрішнього джерела осцилографа, а I величина регулюється потенціометром R і вимірюється виносним вольтметром V .

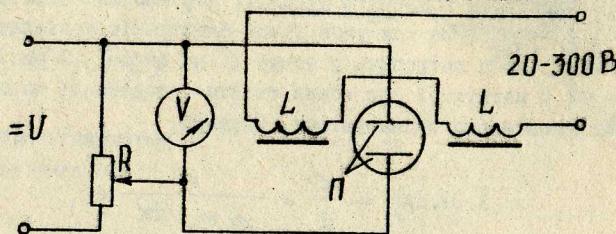


Рис.10.3

Магнітне поле, силові лінії якого йдуть горизонтально, створюється в тій самій області простору, що й електричне поле, з допомогою двох катушок індуктивності L , змонтованих зовні електронно-променевої трубки. Катушка L живиться від виходу УИП "20-300 В". Сила струму I , що проходить через катушки, регулюється потенціометром виходу УИП "20-300 В" і вимірюється міліамперметром, змонтованим на його передній панелі. Згідно з вимогою методу магнітне поле практично однорідне між пластинами Π і швидко спадає зовні області існування електричного поля.

Параметри установки: $\ell = 10 \text{ мм}$; $\angle = 45 \text{ мм}$; $\alpha = 5 \text{ мм}$, $n = 4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$. Розмір клітинки сітки екрана $6 \times 6 \text{ мм}$.

Порядок виконання роботи

1. Встановити ручку потенціометра R /на установці/ і регулятор виходу "20-300 В" у крайню ліву позицію.

2. Увімкнути осцилограф і блок живлення УИП-2 в мережу і дати прогрітися 10 хв. Здійснити попереднє регулювання осцилографа. Увімкнути генератор розгортки осцилографа і встановити слід променя в центрі екрана.

3. Обертаючи ручку потенціометра R , подати на пластинах Π напругу такої величини, щоб світлова точка на екрані осцилографа змістилася від центра на відстань 5...10 мм. Величину зміщення і відповідну йому напругу U записати в таблицю.

$y, \text{мм}$	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	U/I^2
----------------	---------------	---------------	---------

4. Обертанням ручки регулятора виходу УИП "20-300 В" встановити такий струм I в катушках L , щоб світлова точка на екрані повернулася в свою початкову позицію в центрі екрана. Записати в таблицю силу струму I , виміряну приладом УИП.

5. Повторити вимірювання, описані в пп. 3 і 4, 5-8 разів, змінюючи зміщення y сліду електронного променя на екрані.

Обробка результатів вимірювань

1. Обчислити сталій множник k за формулою /10.3/.

2. Користуючись даними таблиці, визначити питомий заряд електронів за формулою /10.3/ для кожного з дослідів.

3. Знайти середнє значення питомого заряду електронів за даними усіх дослідів і визначити абсолютну та відносну похибки одержаного результату порівняно з табличним значенням e/m .

4. Визначити середню швидкість електронів у пучку за даними одного з дослідів за формулою.

Контрольні запитання

1. Якою траекторією рухатиметься частинка, яка влітає в однорідне магнітне поле перпендикулярно до ліній індукції поля?

2. Який характер руху зарядженої частинки в однорідному магнітному полі?

3. Як виводиться рівняння кривої, якою рухається заряджена частинка в однорідному електричному полі /початкова швидкість частинки перпендикулярна до силових ліній поля/?

4. Як обчислити для попереднього випадку зміщення частинки?

5. У чому полягає метод Томсона визначення питомого заряду частинки?

6. Як побудовано прилад для вимірювання питомого заряду електронів методом Томсона?

Лабораторна робота № II

ЗНІМАННЯ КРИВОЇ НАМАГНІЧУВАННЯ І ПЕТЛІ ГІСТЕРЕЗИСУ ФЕРОМАГНЕТИКІВ У ЗМІННИХ МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Мета роботи - дослідити процеси намагнічування і перемагнічування феромагнетиків у змінному магнітному полі.

Прилади та пристрії: тороїдальний трансформатор; електронний осцилограф типу НЗОІЗ; джерело струму УІЛ-2; потенціометр.

Теоретичні відомості

Усі речовини за своїми магнітними властивостями поділяються на слабко- і сильномагнітні. До перших відносяться в основному, параліамагнетики, до других - феромагнетики. Параліамагнетики за відсутності магнітного поля завжди не намагнічені. У слабких полях їх намагніченість лінійно залежить від напруженості зовнішнього поля $J = \chi H$, причому стала χ не залежить від H .

Феромагнетиками називаються такі тверді тіла, які намагнічені навіть за відсутності поля. Необхідна ознака феромагнетиків - наявність сталих μ що не залежать від H спінових або орбітальних магнітних моментів електронних оболонок атомів чи іонів, з яких складається феромагнетик /залізо, кобальт, никель та ін./. Для феромагнетиків залежність J від H або B від H має складний характер. На рис.II.1 показано цю залежність для початково ненамагніченого феромагнетика /основна або нульова крива намагнічування/. Видно, що за певної напруженості поля

H_m намагніченість сягає насиження J_s . Основна крива намагнічування в координатах B, H зображена на рис.II.2. Через те що B зв'язане з H співвідношенням $B = \mu_0(H + J)$, після досягнення насиження /точка I на рис.II.2/ індукція продовжує зростати за лінійним законом $B = \mu_0 H + \text{const}$, де $\text{const} = \mu_0 J_s$.

Через нелінійність залежності між J і H або B і H для феромагнетиків не можна ввести магнітну сприйнятливість χ і магнітну проникність μ як сталі величини. Для феромагнетиків χ і μ є функціями напруженості поля H . На рис.II.3 зображенено

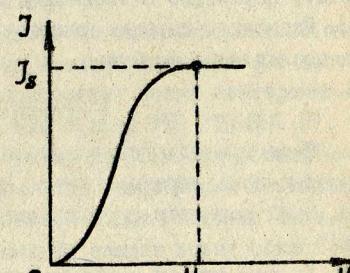


Рис.II.1

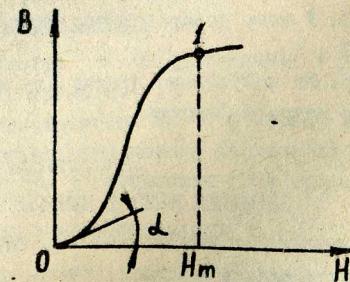


Рис.II.2

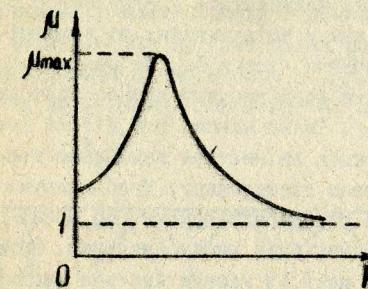


Рис.II.3

значення порядку сотень і тисяч одиниць. Це є характерною ознакою цього класу магнітних матеріалів.

Особливістю феромагнетиків є також те, що для них залежність B від H або J від H не однозначна, а визначається попереднім станом зразка. Це явище називається магнітним гістерезисом. Інакше кажучи, магнітний гістерезис полягає в необоротності магнітних властивостей феромагнетика під впливом тих магнітних процесів, які на нього раніше мали вплив. Так, якщо довести попередньо ненамагнічений феромагнетик до насиження /рис.II.4, точка I/, а потім зменшувати зовнішнє магнітне поле H , то індукція B поля у феромагнетику зменшуватиметься необоротно, тобто не буде йти кривою I-0.

При зменшенні зовнішнього поля індукція зразка B буде більшою /крива 1-2/, ніж за таких самих значень H основної кривої намагнічування. За умови $H=0$ /точка 2/ намагнічення характеризується деякою величиною індукції B_r , що називається залишковою індукцією, або відповідною залишковою намагніченістю J_r у координатах J, H .

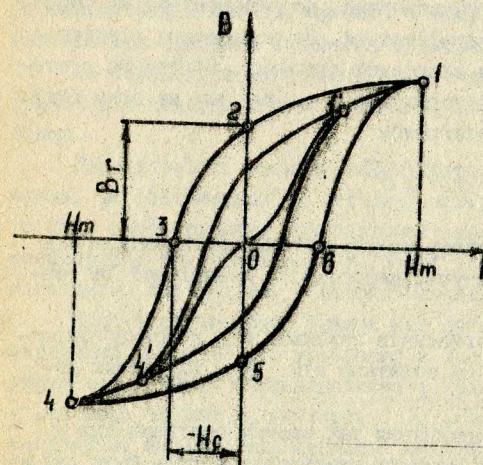


Рис.II.4

Щоб позбутися залишкової індукції /намагнічення/, потрібно прикласти поле \vec{H} протилежного знаку $-\vec{H}_c$, яке називається коерцитивною силою /точка 3/. Якщо поле протилежного знаку збільшувати, то намагніченість феромагнетика знову сягає насычення /точка 4/. За наступного зменшення зворотного поля, а потім зміни його напряму процес повторюється, але іншим шляхом /крива 4-5-6-1/. Таким чином, при дії на феромагнетик змінного магнітного поля індукція змінюється замкненою кривою I-2-3-4-5-6-I, яка називається петлею гістерезису. Якщо напруженість зовнішнього поля H змінюється в діапазоні значень, що не забезпечують насычення, то петля гістерезису буде немаксимальною. Вона знаходитьться всередині максимальної петлі й називається частковим циклом /див. рис. II.4/.

Початкова й максимальна магнітні проникності, а також залишкова намагніченість і коерцитивна сила є основними характеристиками феромагнітного матеріалу і залежать від його хімічного складу та внутрішньої будови.

За величиною коерцитивної сили магнітні матеріали поділяються на жорсткі та м'які. Якщо коерцитивна сила велика і петля гістерезису широка, феромагнетик називається жорстким. Феромагнетик з малою коерцитивною силою і вузькою петлею гістерезису називається м'яким.

За циклічного перемагнічування феромагнітного зразка внаслідок необоротного характеру процесів перемагнічування спостерігається втрати енергії магнітного поля, так звані втрати на гістерезис. Енергія, витрачена на перемагнічування феромагнетика, перетворюється на теплоту, внаслідок чого феромагнетик нагрівається. Це нагрівання є додатковим до нагрівання, зумовленого вихровими струмами. Втрати на гістерезис пропорційні площі петлі гістерезису і в розрахунку на один цикл перемагнічування визначаються інтегралом

$$Q = \oint H d\vec{B}.$$

Площа і форма петлі гістерезису можуть суттєво змінюватися під дією зовнішніх факторів: температури, деформації, механічної та термічної обробки тощо.

Магнітні властивості феромагнетиків залежать від власних /спінових/ або орбітальних сталіх /що не залежать від H / магнітних моментів електронів.

За певних умов внаслідок виникнення так званих обмінних сил у певній області кристала магнітні моменти електронів можуть бути орієнтовані паралельно одній одному. Внаслідок цього утворюються області

спонтанного намагнічення - домени. У початковому розмагніченному стані феромагнетик є дуже малих розмірів складається з окремих доменів, намагнічених до насычення J_s , але напрями \vec{J}_s у кожному домені такі, що в цілому феромагнетик не намагнічений /рис. II.5/. Результату-

ючі магнітні моменти сусідніх доменів спрямовані так, що утворюють замкнений магнітний ланцюг, оськільки це енергетично вигідно. Контакт двох доменів з великою різницею орієнтації вектора намагніченості є енергетично невигідним. Це призводить до утворення між такими доменами переходного прикордонного шару з поступовою переорієнтацією магнітних моментів атомів. Такі шари називаються стінками Блоха.

За намагнічування й перемагнічування феромагнетика в зовнішньому полі H відбуваються два процеси. Спочатку ростуть ті домени, чиї магнітні моменти \vec{J}_s мають невеликий кут з полем H /домени I, 3 на рис. II.5/. Це зростання відбувається за рахунок доменів, в яких цей кут більший /домени 2, 4/. Такий процес веде до зменшення енергії феромагнетика в магнітному полі і тому є енергетично вигідним. Він називається процесом зміщення. У слабких полях процес є оборотним.

За збільшення магнітного поля відбувається орієнтація вектора спонтанної намагніченості у напрямі поля. Це так званий процес обертання.

Неворотність процесу намагнічування феромагнетика пов'язана, зокрема, із "затримками" у зміщенні між доменами, що викликаються різного роду спотвореннями кристалічної гратки феромагнетика /включення, неоднорідні внутрішні напруги тощо/. Такий у загальних рисах механізм магнітного гістерезису у феромагнетиках з багатодоменною структурою.

Якщо феромагнітний зразок має дуже малі розміри /наприклад, феромагнітний порошок/, то утворення в ньому багатодоменної структури утруднене. У таких феромагнетиках в процесі намагнічування спостерігається лише обертання векторів \vec{J}_s . Оскільки кристалічний зразок у загальному випадку має магнітну анізотропію, тобто залежність намагніченості від напряму в кристалі, то процес обертання векторів \vec{J}_s за перемагнічування зразка буде необоротним. Це призводить до необоротності процесу перемагнічування, тобто до магнітного гістерезису

в однодоменних феромагнітних частинках. Таким чином, магнітний гістерезис проявляється як у багато-, так і в однодомених структурах.

Ще однією характеристикою особливості феромагнетиків є наявність певної температури $T = T_A$, що називається точкою Кюрі, вище якої феромагнетик стає звичайним парамагнетиком. Магнітна сприйнятливість такого парамагнетика поблизу точки Кюрі підпорядковується закону Кюрі - Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_A},$$

де C - стала, що залежить від роду речовини.

При температурі Кюрі області спонтанної намагніченості розпа-дається і феромагнетик втрачає свої характерні властивості.

Опис експериментальної установки

Для одержання петлі гістерезису у змінному магнітному полі використано установку, принципова схема якої зображена на рис. II.6.

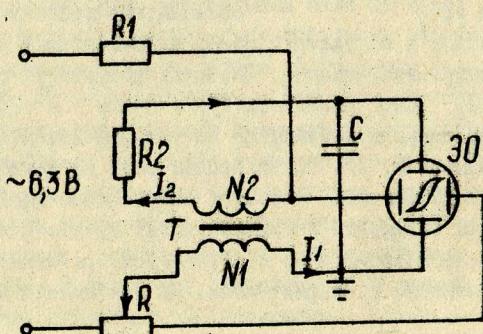


Рис. II.6

Досліджуваним феромагнетиком є осердя трансформатора T . Первинна обмотка трансформатора живиться від джерела змінного струму і має N_1 витків. Джерелом струму є УПІ-2 /вихід "6.3 В"/, але може бути використане і будь-яке інше джерело живлення. Первинна обмотка трансформатора служить для створення змінного магнітного поля H , що намагнічує осердя трансформатора. Величина H зв'язана зі спадом напруги U_x на резисторі з опором R_1 у колі первинної обмотки спів-відношенням

$$H = \frac{N_1}{l_1} i_1 = \frac{U_x}{R_1} n_1 = \frac{n_1}{R_1} U_x = k_1 U, \quad /II.1/$$

де l_1 - довжина первинної обмотки; i_1 - сила намагнічуючого струму; n_1 - число витків намагнічуючої обмотки на одиницю довжини;

k_1 - коефіцієнт, $k_1 = n_1 / R_1$. Напруга з резистора R_1 подається на вход горизонтального підсилювача електронного осцилографа. Таким чином, на вход X осцилографа подається напруга, що пропорційна напруженості магнітного поля H .

Для вимірювання індукції B у феромагнітному осерді використовується метод, який ґрунтуються на законі електромагнітної індукції:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\psi}{dt}.$$

Оскільки

$$\psi = B N_2 S,$$

S - площа поперечного перерізу котушки, що охоплюється N_2 витками; N_2 - число витків вторинної обмотки, то згідно із законом індукції

$$\frac{dB}{dt} = \frac{|\mathcal{E}_i|}{N_2 S}.$$

Отже, напруга у вторинній обмотці пропорційна

$$\frac{dB}{dt}.$$

Щоб подати на вход вертикального підсилювача осцилографа напругу, пропорційну B , слід між вторинною обмоткою й осцилографом увімкнути інтегруючу ділянку, наприклад RC -комірку $/R_2 C$ на рис. II.6/. Можна показати, що напруга U_y на обкладках конденсатора

C , що подається на пластини Y осцилографа, пропорційна B . Справді, із закону індукції з урахуванням виразу для ψ маємо

$$B = \frac{1}{N_2 S} \int |\mathcal{E}_i| dt.$$

ЕРС індукції визначається із закону Ома для змінних струмів:

$$\mathcal{E}_i = i_2 R_2 = i_2 \sqrt{R_2^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}, \quad /II.2/$$

де R_2 - повний опір кола вторинної обмотки; i_2 , R_2 - струм і активний опір у колі вторинної обмотки.

У формулі II.2/ враховано, що число витків вторинної обмотки невелике, тому можна знехтувати ЕРС самоіндукції у вторинній обмотці. Активний опір R_2 і емність C добирають такими, щоб індуктивний і емісійний опори були малими порівняно з активним опором. Тоді можна вважати, що $E = i_2 R_2$ і, отже, дістанемо

$$B = \frac{R_2}{N_2 S} \int i_2 dt. \quad /II.3/$$

Через те $\int i_2 dt$ - величина заряду q на обкладках конденсатора $1/q = C U_y$, з формули II.3/ отримаємо співвідношення між U_y і B :

$$B = \frac{R_2 C}{N_2 S} U_y = R_2 U_y, \quad /II.4/$$

де R_2 - коефіцієнт, що дорівнює $R_2 C / N_2 S$.

Таким чином, напруга на конденсаторі C , яка подається на вход Y осцилографа, пропорційна індукції магнітного поля B у феромагнітному осерді.

Якщо подавати на горизонтально відхиляючі пластини напругу U_x , а на вертикально відхиляючі - U_y , то відбувається додавання двох взаємно перпендикулярних коливань електронного променя відносно положення рівноваги - центра екрана осцилографа. В результаті за повний період коливань промінь створить на екрані осцилографа в деякому масштабі петлю гістерезису, як це й випливає з рівнянь II.1/ і II.4/. Отримана петля гістерезису може бути основою для вивчення магнітних характеристик феромагнетика.

Для обчислення B і H напруги U_x і U_y можна подати через величини, що визначаються експериментально, - чутливість C_x горизонтального і C_y вертикального каналів осцилографа:

$$U_x = \frac{x}{C_x}; \quad U_y = \frac{y}{C_y}, \quad /II.5/$$

де x, y - число поділок сітки екрана, на які відхилився електронний промінь уздовж осей x і y від середньої позиції на екрані.

З урахуванням співвідношення II.5/ рівняння II.1/ і II.4/ маєтимуть такий вигляд:

$$H = R_2 \frac{x}{C_x} = \alpha x \quad (\alpha = \frac{R_2}{C_x}); \quad /II.6/$$

$$B = R_2 \frac{y}{C_y} = \beta x \quad (\beta = \frac{R_2}{C_y}). \quad /II.7/$$

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути осцилограф і блок живлення в мережу і дати Ім прогрітися 5...10 хв.

2. Ручку потенціометра R встановити в крайню ліву позицію, що відповідає відсутності струму у намагнічуєй обмотці трансформатора.

3. Ручками керування променем осцилографа встановити світлову пляму в центр екрана. Ручки "УСИЛЕНИЕ X" і "УСИЛЕНИЕ Y" повинні бути виведені в крайні ліві позиції /підсилення дорівнює нуль/.

4. З допомогою потенціометра R встановити в намагнічуєй обмотці струм, потрібний для насичення феромагнетика. У цьому ж режимі з допомогою ручки "УСИЛЕНИЕ" домогтися того, щоб петля гістерезису мала правильну форму і займала всю площину екрана. Ці операції виконуються під керівництвом викладача або лаборанта./

5. Повернути ручку потенціометра R у крайню ліву позицію.

6. Потенціометром R поступово збільшувати амплітуду струму - в колі намагнічування і за кожного значення цього струму фіксувати координати x та y позицій крайніх точок I і 4 на рис. II.4/часткової кривої гістерезису. Вимірювання виконати для десяти значень струму, доводячи криву гістерезису до граничної. Силу намагнічуєго струму бажано збільшувати так, щоб напруженість збільшувалася на одинакову величину. Результати записати в табл. II.1.

7. Перекреслити граничну петлю гістерезису з екрана осцилографа на міліметровку. Відкласти осями величину ціни поділки сітки екрана осцилографа.

8. Після закінчення роботи, не змінюючи позицій ручки "УСИЛЕНИЕ" осцилографа під керівництвом викладача або лаборанта виконати калібрування каналів x та y для визначення чутливостей C_x і C_y .

Таблиця II.1

Величина	До насищення									У режимі насищення
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
$ +x_i $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ -x_i $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\langle x_i \rangle$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
H_i	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ +y_i $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ -y_i $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\langle y_i \rangle$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
B_i	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
μ_i	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ +x_0 $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ -x_0 $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\langle x_0 \rangle$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ +y_0 $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$ -y_0 $	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\langle y_0 \rangle$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
H_0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
B_0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Обробка результатів вимірювань

І. Для кожного значення намагнічуючого струму знайти середнє значення координат x_i і y_i :

$$\langle x_i \rangle = \frac{|+x_i| + |-x_i|}{2}; \quad \langle y_i \rangle = \frac{|+y_i| + |-y_i|}{2}.$$

2. За значеннями величин n_1, R_1, C_1, N_2, S , а також C_x і C_y обчислити коефіцієнти k_1, k_2, α, β .

3. За формулами II.6/, II.7/ обчислити H_i та B_i для всіх дослідів і результати занести до табл. II.1.

4. За формулами $\theta = \mu/\mu_0 H$ і одержаними значеннями H_i , B_i розрахувати проникність μ_i для всіх дослідів. Дані розрахунків записати у табл. II.1.

5. На одному графіку побудувати основну криву намагнічування $B = B(H)$ і залежність магнітної проникності від напруженості поля $\mu = \mu(H)$. З графіка $\mu = \mu(H)$ визначити максимальне значення магнітної проникності μ_{max} .

6. З побудованої основної кривої намагнічування визначити графічним методом /див. рис. II.2/ порядок величин початкової магнітної проникності $\mu_n = \frac{\mu_0}{\mu_{max}} \tan \alpha$. Врахувати це значення за побудови кривої $\mu = \mu(H)$.

7. Скориставшись перекресленою на міліметровці петлею гістерезису, знайти середнє значення координат точок H_0 і B_0 у поділках сітки осцилографа:

$$\langle x_0 \rangle = \frac{|+x_0| + |-x_0|}{2}; \quad \langle y_0 \rangle = \frac{|+y_0| + |-y_0|}{2}.$$

Дані занести до табл. II.1.

8. За формулами II.6/, II.7/ визначити коефіцієнтну силу H_0 і залишкову індукцію речовини феромагнетика /осердя/ B_0 . Результати обчислень занести до табл. II.1.

9. Отримані експериментально або обчислені за формулами значення μ_{max} , μ_n , H_0 , B_0 занести до табл. II.2 і порівняти з довідниковими.

10. Розрахувати абсолютно й відносну похибки вимірювань μ_{max} , μ_n , H_0 , B_0 і порівняти абсолютно похибки з відхиленнями результатів вимірювань від значень з довідника.

Таблиця II.2

Величина	μ_{max}	μ_n	H_0	B_0
Дані: довідників експериментальні				
Відхилення				

Контрольні запитання

1. Що таке магнітне поле? Що називається напруженістю та індукцією магнітного поля і який зв'язок між ними?
 2. Що відбувається за намагнічування магнетика? Який фізичний симплекс вектора намагнічування?
 3. Які існують види магнетиків? Які властивості діа- та парамагнетиків?
 4. Що таке феромагнетики? У чому полягає явище магнітного гістерезису?
 5. Яка природа феромагнетизму? Що таке точка Кюрі для феромагнетика?
 6. У чому полягає явище електромагнітної індукції? Як формулюється закон Фарадея для електромагнітної індукції?
 7. Як формулюється закон Ома для змінного струму? Запишіть його формулу.
 8. У чому полягає попереднє настроювання та регулювання електронного осцилографа?
 9. Що таке чутливість осцилографа за напругою?
 10. Який вигляд має принципова схема експериментальної установки для вивчення гістерезису і який принцип її роботи?
- [I, т.2, § 40, 50, 53, 55, 57-61, 68, 92; 2, § 58, 61, 64, 74-79, I29]

Лабораторна робота № 12

ВИМІРЮВАННЯ ІНДУКЦІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЕЛЕКТРОМАГНЕТИУ

Мета роботи - виміряти індукцію магнітного поля електромагнету й дослідити її залежність від сили намагнічуючого струму.

Прилади та пристрой: електромагніт; джерело живлення ВСА-III К; балістичний гальванометр типу ГЗБ-47; вимірюча катушка.

Теоретичні відомості

Для вимірювання індукції магнітного поля використовуються різні методи. Якщо магнітне поле створюється провідниками зі струмом, то індукцію цього поля у деякій точці простору можна обчислити, вимірювши силу струму. Такі розрахунки легко виконати для провідників з найпростішою геометричною формою, що знаходяться в неферомагнітному середовищі. Наявність феромагнітного середовища ускладнює визначення індукції, тому що в цьому випадку потрібно знати залежність магнітної проникності феромагнетика μ від напруженості поля H .

Іншим методом вимірювання магнітного поля є метод, який використовується в приладі під назвою тангенс-бусоль. Суть цього методу така: якщо сталій магніт вільно розмістити на практично безмоментному підвісі, то він встановлюється вздовж напряму зовнішнього поля. З накладанням на початкове зовнішнє поле іншого, додаткового поля магніт встановлюється вздовж напряму зовнішнього поля. Знаючи початкове поле, кут, під яким прикладено зовнішнє поле, та кут відхилення магніту, можна обчислити індукцію прикладеного поля.

У цій роботі використано метод, що ґрунтуються на явищі електромагнітної індукції. Він був запропонований професором московського університету А.Г.Столетовим і дістав назву балістичного методу. Він дуже простий і зручний, дозволяє з допомогою нескладних експериментальних пристройів отримати надійні результати.

У досліджуваному магнітному полі розміщується катушка, названа вимірювальною, яка з'єднана з балістичним гальванометром. Величина катушки залежить від ступеня неоднорідності магнітного поля. Чим більша неоднорідність поля, тим меншою повинна бути катушка для більш точного вимірювання поля у даній точці. Вимірювальна катушка з підміненим до неї балістичним гальванометром називається флюксметром.

Під час вимірювання катушку флюксметра отрієнтовують перпендикулярно до напряму ліній магнітної індукції. Тоді магнітний потік через катушку

$$\Phi = BSN,$$

12.1/

де S - площа перетину одного витка катушки; N - число всіх витків; B - індукція поля в місці знаходження катушки.

Якщо вимірювальну катушку повернути на 90° або вийняти з поля, то магнітний потік через катушку дорівнюватиме нулю. Зі зміною магнітного потоку через катушку від Φ до 0 в ній виникає ЕРС індукції:

$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt} = -NS \frac{dB}{dt}.$$

12.2/

ЕРС індукції не залишається сталою протягом усього часу, коли магнітне поле зменшується, тому індукційний струм також не буде сталою. Він збільшуватиметься від нуля до деякого максимального значення, а потім знову зменшуватиметься до нуля. Це призводить до виник-

зменшення в рамці гальванометра і вимірювальній котушці ЕРС самоіндукції:

$$\mathcal{E}_s = -L \frac{di}{dt}, \quad /12.3/$$

де L - коефіцієнт самоіндукції усього кола флюксметра.

Через те що ЕРС самоіндукції чисельно дорівнює падінню напруги на чисто індуктивному опорі кола, то згідно з другим законом Кірхгофа

$$-NS \frac{d\theta}{dt} = Ri + L \frac{di}{dt}, \quad /12.4/$$

де R - активний опір усього кола флюксметра.

Протінтирувавши вираз /12.4/ за час проходження імпульсу індукційного струму, отримаємо

$$-NS \int_0^T \frac{d\theta}{dt} dt = R \int_0^T i dt + \int_0^T L \frac{di}{dt} dt. \quad /12.5/$$

За час T індукція магнітного поля зменшується від θ до 0, а індукційний струм дорівнює нулю на початку і в кінці процесу зменшення магнітного поля, тобто $i_{\text{пач}} = i_{\text{кін}}$. Тому вираз /12.5/ перепишеться у вигляді

$$NSB = Rq,$$

де q - кількість електрики, що пройшла через гальванометр за час T . З останнього виразу

$$B = \frac{Rq}{NS}. \quad /12.6/$$

Якщо відома балістична стала гальванометра β , то заряд можна знайти за формулou

$$q = \beta n_m / 2l,$$

де n_m - максимальне відхилення "зайчика" на шкалі гальванометра; l - відстань від дзеркала гальванометра до екрана.

Це дозволяє представити формулу /12.6/ у вигляді

$$B = \frac{n_m R_\beta}{2NSl}, \quad /12.7/$$

$$B = \beta n_m, \quad /12.8/$$

де $\beta = \frac{R_\beta}{2NSl}$ - певна стала величина для конкретної експериментальної установки. Її числове значення можна знайти, знаючи технічні дані установки R , B , N , S , l , які вказані безпосередньо на установці.

Опис експериментальної установки

Електрична схема установки для вимірювання індукції магнітного поля в щілині між полюсами електромагніту зображена на рис. 12.1.

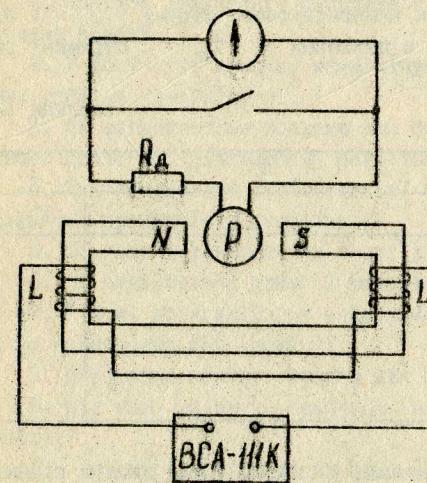


Рис. 12.1

Лампа амперметр дозволяє вимірювати струм, що протікає обмотками електромагніту.

Електромагніт - феромагнітний магнітопровід з повітряним проміжком, на якому розміщені намагнітуючі котушки L . Рамка флюксметра P встановлена на немагнітному кронштейні в щілині електромагніту. Також змонтовано й додатковий опір R_d , який забезпечує роботу гальванометра в потрібному режимі. Вимикач потрібний для гасіння коливань рухомої частини балістичного гальванометра.

Зміна магнітного потоку через вимірювальну котушки здійснюється вимиканням струму, що живить обмотки електромагніта, з допомогою перемикача "РЕЖИМ РАБОТЫ" випрямляча ВСА-IIIК.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути гальванометр у мережу і встановити світловий штрих у центр шкали.

2. Перемикач ступенів випрямляча встановити в позицію "ОТКЛ" /середня позиція/, а ручку плавного регулювання вихідної напруги повернути у крайню ліву позицію. Ввімкнути випрямляч у мережу і дати йому прогрітися 5 хв.

3. Встановити перемикач у позицію "І СТ" і з допомогою регулятора напруги встановити силу струму в обмотках електромагніту 1 А.

4. Вимкнути випрямляч, встановивши перемикач у позицію "ОТКЛ", і одночасно зафіксувати величину τ_m максимального відхилення "зайчика" гальванометра. Повторити дослід з визначенням τ_m 5 разів для одного й того самого значення намагнічуючого струму $I = 1 \text{ A}$. Знайти середнє значення величини відхилення $\langle \tau_m \rangle$. Отримані результати занести у табл. I2.I.

Таблиця I2.I

τ_m	$I, \text{ A}$			
	I_1	I_2	\dots	I_{10}
1				
2				
•				
•				
•				

5. Повторити вимірювання, вказані у пп.3, 4 для десяти різних значень намагнічуючого струму через інтервал в 1 А. Результати вимірювань занести у табл. I2.I.

Обробка результатів вимірювань

1. За формулою $\beta = \frac{R_s}{2NS\mu}$ обчислити коефіцієнт β . Потрібні дані взяти з паспорта установки.

2. За формулами I2.8/, використовуючи середні значення величини $\langle \tau_m \rangle$ з табл. I2.I, визначити індукцію B магнітного поля в щі-

лині електромагніту для різних значень намагнічуючого струму I . Результати занести у табл. I2.2.

3. Побудувати графік залежності $B = B(I)$.

Таблиця I2.2

$I, \text{ A}$	$B, \text{ Тл}$

Додаткове завдання. Визначити балістичну сталу гальванометра /скориставшись для цього установкою, описаною в лабораторній роботі № 15/.

Контрольні запитання

1. Що таке індукція і напруженість магнітного поля? Який їх фізичний зміст?

2. У чому суть процесу намагнічування магнетиків? Дайте визначення вектора намагнічення.

3. Як формулюється теорема про циркуляцію вектора індукції магнітного поля? Які властивості магнітних полів?

4. Які існують види магнетиків? Що таке магнітна сприйнятливість і магнітна проникність магнетиків?

5. Що таке феромагнетики і які їхні властивості?

6. Як пояснюється природа феромагнетизму?

7. У чому полягає явище електромагнітної індукції? Поясніть механізм виникнення ЕМС індукції.

8. Виведення закону Фараоля для ЕМС індукції.

9. Від чого залежить значення індукції магнітного поля електромагніту?

10. Для чого потрібний графік $B = B(I)$ для електромагніту?

11. Які фізичні основи методу визначення індукції магнітного поля в даній роботі?

12. Що таке балістичний гальванометр і чим він відрізняється від звичайного гальванометра? Що таке балістична стала?

13. Як виводиться формула для визначення індукції B за відхиленням гальванометра?

14. Як користуватися ключем /рис. I2.1/, що шунтує гальванометр?

Лабораторна робота № 13

ДОСЛІДЖЕННЯ ВІЛЬНИХ ЗАГАСАЮЧИХ КОЛІВАНЬ У КОНТУРІ

Мета роботи - ознайомитися з роботою генератора релаксаційних коливань і дослідити характеристики загасаючих коливань у коливному контурі.

Прилади та пристрой: установка для вивчення загасаючих і релаксаційних коливань; джерело струму установки УІП-2; електронний осцилограф С1-20.

Теоретичні відомості

Електричні коливання можна створити у системі, яка називається **коливним контуром**. Реальний коливний контур складається з послідовно з'єднаних конденсатора C , катушки індуктивності L і резистора R /рис. I3.1/. Якщо в такому контурі зарядити конденсатор, то за відсутності зовнішніх електромагнітних сил конденсатор почне розряджатися і контуром буде проходити змінний у часі струм. Як тільки заряд конденсатора стане рівним нулю, струм у контурі сягне максимуму. Потім

він почне зменшуватися, не змінюючи

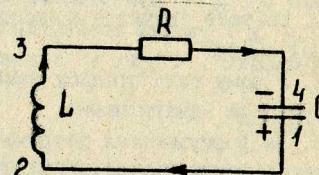


Рис. I3.1

свого напряму, що приведе до перезарядки конденсатора. Причиною плавної зміни струму в контурі є ЕРС самоіндукції, яка виникає в катушці за зміни сили струму в контурі. Ця ж ЕРС спричинить і перезарядку конденсатора, а отже в контурі виникнуть коливання. Якщо активний опір у контурі дорівнює нулю, то коливання в контурі будуть незагасаючі, тобто можуть продовжуватися нескінченно довго /рис. I3.2,а/. Періодично змінюється в коливальному контурі не тільки заряд конденсатора q , але й сила струму i , напруга на обкладках конденсатора U_C та ін.

У реальному контурі його активний опір не дорівнює нулю, тому завжди існують втрати електричної енергії, пов'язані з нагріванням провідників. У результаті в такому контурі амплітуда коливань буде поступово загасати і коливання з часом зникнуть. Такі коливання називаються загасаючими /рис. I3.2,б/. Чим більший активний опір контура, тим інтенсивніше загасання /рис. I3.2,в/. Якщо активний опір контура більший за деяке значення, що називається критичним R_x , то коливання в контурі збуджуватися не будуть. Заряд конденсатора

за цих умов буде монотонно зменшуватися і асимптотично прямувати до нуля при $t \rightarrow \infty$. Залежно від початкових умов процес розрядки конденсатора за умови $R > R_x$ буде лінійним або криволінійним, як на рис. I3.2,д. Такий процес називається **аперіодичним**.

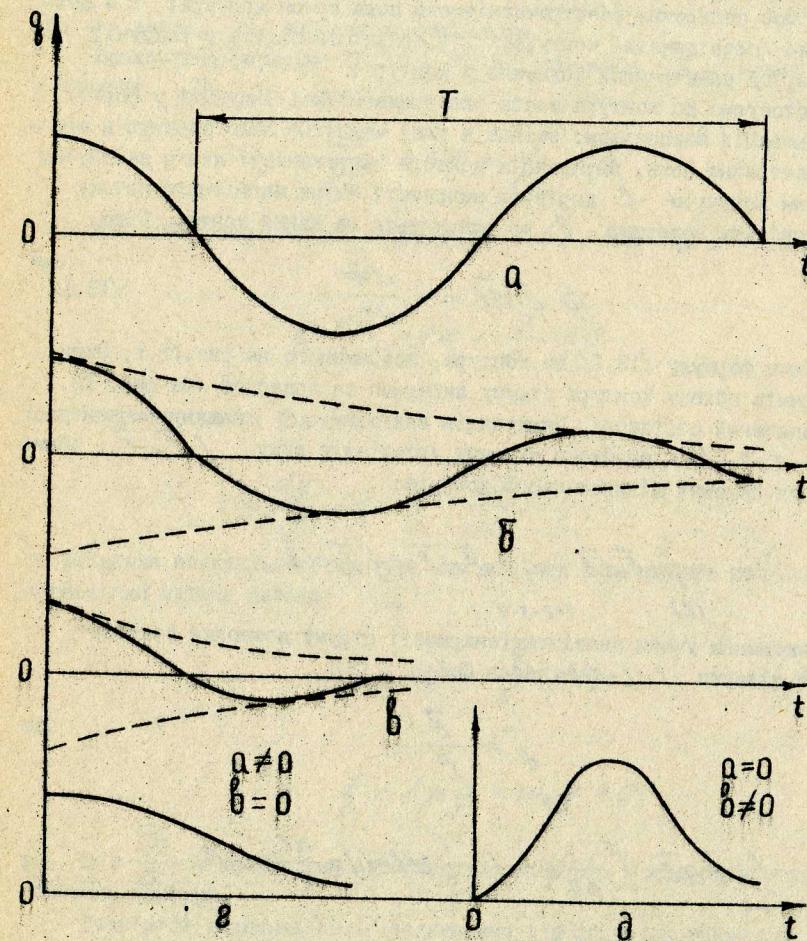


Рис. I3.2

Виведемо рівняння електричних коливань у контурі за наявності активного опору. Припустимо, що в контурі виконується умова квазістационарності, тобто миттеве значення сили струму однакове в будь-якому

перетині контура. Умова квазістационарності виконуватиметься, якщо

$$\tau = \frac{l}{c} \ll T,$$

де τ - час поширення електромагнітного поля колом контура; l - довжина кола /провідників/ контура; c - швидкість світла у вакуумі; T - період електричних коливань у контурі.

Застосуємо до контура закон електромагнітної індукції у формі, запропонованій Максвеллом: змінне в часі магнітне поле збуджує в просторі електричне поле, циркуляція вектора напруженості якого замкнутим нерухомим контуром l дорівнює швидкості зміни магнітного потоку через довільну поверхню S , що спирається на даний контур. Отже,

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\phi}{dt}. \quad /13.1/$$

Застосуємо формулу /13.1/ до контура, зображеного на рис. 13.1. Один із напрямів обходу контура струму виберемо за додатний /на рис. 13.1 він позначений стрілкою/. Циркуляцію вектора E замкнутим контуром 1-2-3-4-1 знайдемо як суму інтегралів виду $\int \vec{E} d\vec{l}$, обчислених для окремих ділянок цього контура:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \int_{(1)} \vec{E} d\vec{l} + \int_{(2)} \vec{E} d\vec{l} + \int_{(3)} \vec{E} d\vec{l} + \int_{(4)} \vec{E} d\vec{l}.$$

Виконання умови квазістационарності струму дозволяє застосувати до ділянки 1-2-3-4 закон Ома:

$$\vec{j} = \frac{\vec{E}}{R}.$$

Тоді

$$\int_{(1-2-3-4)} \vec{E} d\vec{l} = \int_{(1-2-3-4)} j \rho j_n d\vec{l} = \int_{(1-2-3-4)} j \rho \frac{i}{S} d\vec{l} = i \int_{(1-2-3-4)} \frac{dl}{S} = iR, \quad /13.2/$$

де S - площа поперечного перерізу провідника; R - омічний опір ділянки 1-2-3-4, що складається з опору котушки, провідників і додатково ввімкнених на цій ділянці резисторів /якщо вони є/. Повний опір показаний на рис. 13.1 ніби зосередженим в одному місці /резистор R_1 . Інтеграл на ділянці 4-1 дорівнює напрузі U_c між обклад-

ками конденсатора, тобто

$$\int \vec{E} d\vec{l} = - \int E_l dl = \int dl U = U_c = \frac{q}{C}, \quad /13.3/$$

де q - заряд, C - ємність конденсатора.

Враховуючи формули /13.2/ і /13.3/, рівняння /13.1/ можна подати у вигляді

$$l \frac{d\phi}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0.$$

Для квазістационарних струмів $\phi = li$, тому при $l = \text{const}$ маємо

$$l \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0.$$

Якщо взяти до уваги рівності

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad \text{і} \quad \frac{di}{dt} = \ddot{q},$$

то рівняння коливального контура для вільних електрических коливань є загасанням матиме вигляд

$$l \ddot{q} + R \dot{q} + \frac{q}{C} = 0, \quad /13.4/$$

або

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0 q = 0,$$

де $\beta = \frac{R}{2l}$ - коефіцієнт загасання; $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ - власна частота коливань контура.

Розв'язок рівняння /13.4/ залежатиме від співвідношення між β і ω_0 . Розглянемо можливі випадки цього співвідношення.

Випадок I. $\beta^2 < \omega_0^2$, тобто $\frac{R^2}{4l^2} < \frac{1}{LC}$, що відповідає слабкому загасанню. Розв'язок рівняння /13.4/ за такої умови

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad /13.5/$$

де q_0 - максимальний заряд конденсатора; α - початкова фаза коливання; $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$. Графік функції /13.5/ показаний на рис. I3.2,б. Частота загасання коливань залежить від параметрів контура:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} . \quad /13.6/$$

За відсутності загасання ($R=0$) частота визначається за формулou

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad /13.7/$$

ї називається власною частотою коливань контура. Період власних коливань $T_0 = 2\pi \sqrt{LC}$ /формула Томсона/. Для незагасаючих коливань розв'язок рівняння /13.4/

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \alpha), \quad /13.8/$$

Іого графік зображений на рис. I3.2,а. Це незагасаючі гармонічні коливання. За малого загасання коливання в контурі також можна вважати гармонічними, що здійснюються з частотою ω і амплітудою $A = q_0 e^{-\beta t}$, яка зменшується з часом за експоненціальним законом. Незважаючи на те, що загасаючі коливання не є в суровому сенсі періодичними, для них також можна ввести поняття періоду як проміжку часу між двома послідовними проходженнями величини q через максимум або мінімум. Період

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad /13.9/$$

Швидкість загасання коливань можна охарактеризувати часом загасання τ , протягом якого амплітуда коливань A зменшується в e разів:

$$\tau = \frac{1}{\beta}. \quad /13.10/$$

Справді, якщо в момент часу t амплітуда дорівнює $q_0 e^{-\beta t}$, а в момент часу $(t + \tau) = q_0 e^{-\beta(t+\tau)}$, то можна записати

звідки

$$\frac{q_0 e^{-\beta t}}{q_0 e^{-\beta(t+\tau)}} = e,$$

$$e^{\beta\tau} = e; \quad \tau = \frac{1}{\beta}.$$

Для характеристики процесу загасання можна також скористатися величиною N_e , що показує, скільки коливань встигне зробити система за час T , протягом якого амплітуда зменшиться в e разів:

$$N_e = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{\beta T}. \quad /13.11/$$

У вивчені механічних та електрических коливань широко користуються поняттям логарифмічного декремента загасання. Логарифмічний декремент λ визначається як логарифм відношення двох послідовних максимальних значень заряду:

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{q_0 e^{-\beta n T}}{q_0 e^{-\beta(n+1)T}} = \beta T. \quad /13.12/$$

Величини β , T , N_e , λ , що характеризують загасаючі коливання, зв'язані між собою співвідношенням

$$\beta = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{N_e T} = \frac{\lambda}{T}.$$

У радіотехніці якість контурів часто оцінюють їх добротністю:

$$Q = \frac{\lambda}{\tau} = \pi N_e. \quad /13.13/$$

Добротність контура тим більша, чим менше загасання коливань у ньому.

Випадок 2. $\beta^2 = \omega_0^2$. За цієї умови частота загасаючих коливань $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ обертається на нуль, а період T прямує до безмежності, тобто коливання здійснюються не будуть. Рівняння коливального контура /13.4/ у цьому випадку

$$q = (\alpha + \beta t) e^{-\beta t},$$

13.14/

де α , β - сталі інтегрування.

Залежно від значень α , β величина q буде або не буде проходити через максимум /один раз/. За умови $t \rightarrow \infty$ величина q асимптотично прямує до нуля. Такий процес називається аперіодичним, його графік зображенний на рис. 13.2, г, д. Виконання умови $\beta = \omega_0$ залежить від параметрів контура, а саме воно можливе за умови

$\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{4C}$. Опір $R_K = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ називається критичним. За критичного опору коливання в контурі виникати не будуть. Такий режим роботи контура називається критичним.

Випадок 3. $\beta^2 > \omega_0^2$. У цьому випадку частота загасаючих коливань буде уявною, а, отже, коливань у контурі не буде. Процес, як і у випадку 2, носить аперіодичний характер.

Генератор релаксаційних коливань

Генератор релаксаційних коливань - це генератор електрических коливань, що не містить коливних систем /контурів і резонаторів/ і переворота з допомогою активних пристроїв /електронної лампи, газорозрядних або напівпровідникових пристріїв і т. ін./ енергію сталих джерел на енергію коливань, чий період визначається часом релаксації кіл системи. Якщо в коливному контурі за один період відбувається відновлення тільки незначних втрат енергії, то в генераторі релаксаційних коливань за один період витрачається вся або майже вся енергія системи. Генератор релаксаційних коливань може генерувати коливання різної форми.

Схема найпростішого генератора релаксаційних коливань зображена на рис. 13.3.

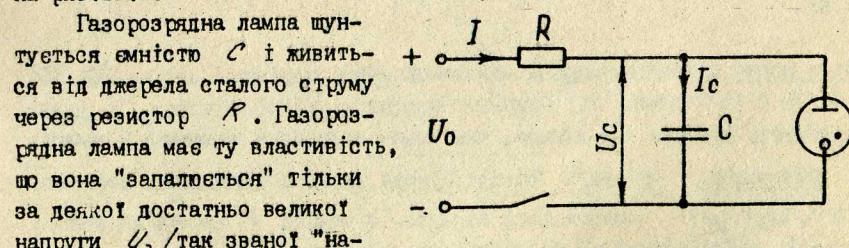


Рис. 13.3

Газорозрядна лампа шунтується ємністю C і живиться від джерела сталої струму через резистор R . Газорозрядна лампа має ту властивість, що вона "запалюється" тільки за деякої достатньо великої напруги U_3 /так званої "напруги запалення"/ і гасне за

деякої меншої "напруги гасіння" U_2 . Ідеалізована вольт-амперна характеристика газорозрядної лампи зображена на рис. 13.4. При напрузі

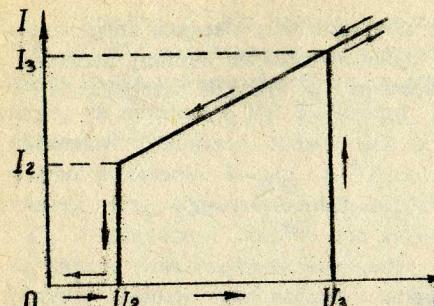


Рис. 13.4

струм продовжує зменшуватися. За умови стрімко спадає до нуля.

Нехай на початку досліду вимикач розімкнений і, отже, $U = 0$. Із замиканням вимикача конденсатор почне заряджатися через R і напруга U збільшуватиметься. Як тільки вона сягне значення напруги запалення U_3 , лампа почне проводити електричний струм і це буде супроводжуватися розрядом конденсатора /за умови, що $R > R_{KP} = \frac{E - U_F}{I_F}$. Як тільки напруга на конденсаторі зменшиться до величини U_2 , лампа згасне і конденсатор знову почне заряджатися. Крива напруги на конденсаторі як функція часу зображена на рис. 13.5.

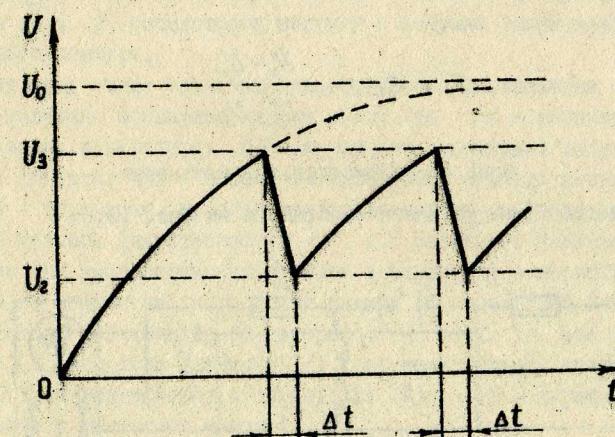


Рис. 13.5

на лампі $U < U_3$ струм лампою не проходить ($I=0$). Нехай та процес, що відбувається в лампі, можна вважати, що за умови $U = U_3$ у лампі миттєво виникає струм I_3 . За наступного збільшення напруги сила струму збільшується майже лінійно. Якщо зменшувати напругу на лампі, то за умови $U = U_2$ лампа не згасне. За додаткового зменшення напруги в інтервалі $U_2 < U < U_3$ $U = U_2$ лампа гасне і струм

Період коливань генератора T_1 , дорівнює часу зарядки конденсатора від напруги U_0 до напруги U_3 . Для обчислення періоду запишемо другий закон Кірхгофа для кола генератора при згаслій газорозрядній лампі / $I_c = 0$ /:

$$U_0 = RI + U_c = R \frac{dq}{dt} + U_c = RC \frac{dU_c}{dt} + U_c,$$

де U_0 - напруга джерела живлення.

Цей вираз можна переписати так:

$$RC \frac{dU_c}{dt} = U_0 - U_c, \quad RC \frac{dU_c}{U_0 - U_c} = dt.$$

Проінтегруємо одержаний вираз від U_0 до U_3 :

$$\int_{U_0}^{U_3} RC \frac{dU_c}{U_0 - U_c} = \int_0^{T_1} dt;$$

$$-RC \ln(U_0 - U_c) \Big|_{U_0}^{U_3} = T_1,$$

звідки

$$T_1 = RCL \ln \frac{U_0 - U_3}{U_0 - U_c}.$$

Опис експериментальної установки

Принципова схема установки зображена на рис. I3.6.

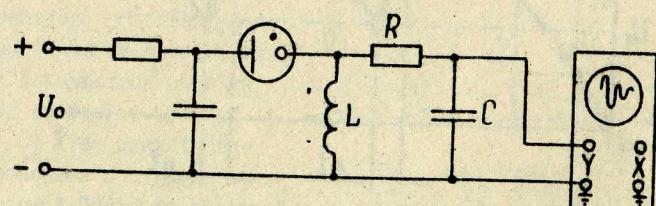


Рис. I3.6

Напруга U_0 від джерела живлення /використовується УПЛ-2, вихід "20-300 В"/ подається на вход релаксаційного генератора. Як газорозрядна лампа використовується тиатрон МТХ-90, напруга запалювання якого не перевищує 150 В. Контур RC , в якому досліджуються вільні загасаючі коливання, ввімкнений як навантаження генератора релаксаційних коливань. За час $4\pi/\omega$ /див. рис. I3.5/ горіння лампи коливний контур отримує деякий запас енергії. Параметри коливного контура R , C , L підібрані так, що час загасання коливань в ньому був меншим за період релаксаційних коливань T_1 , тобто період власних коливань контура повинен бути набагато меншим, ніж період релаксаційних коливань. За виконання цієї умови можна спостерігати значну частину всього процесу загасання коливань на фоні паузи $T_1 - 4\pi/\omega$ /рис. I3.5/ між імпульсами, які посилає релаксаційний генератор у коливний контур.

Збуджені в контурі коливання подаються на вертикально відхиляючі пластини осцилографа СІ-20. На горизонтальні пластини осцилографа подається напруга від генератора розгортки осцилографа. Це дозволяє спостерігати на екрані графік загасаючих коливань і визначити їхні характеристики. При необхідності усі параметри контура / R , L , C / можна в процесі роботи змінювати.

Система перемикачів дозволяє подати на вход Y осцилографа напругу з конденсатора релаксаційного генератора і спостерігати на екрані осцилографа графік релаксаційних коливань. Форму електричного імпульсу, який надходить від релаксаційного генератора в коливний контур для його збудження, також можна спостерігати на екрані, якщо подати на вход Y осцилографа напругу з катушкою індуктивності за відімкненого контура.

Електрична схема установки для збудження й отримання вільних загасаючих коливань зображена на рис. I3.7, де $S1$ - вимикач живлення релаксаційного генератора; $S2$ - перемикач додаткової індуктивності коливного контура; $S3$ - перемикач додаткової ємності коливного контура; $S4$ - перемикач, що дозволяє під'єднувати до входу осцилографа напругу з катушкою індуктивності $L1$, $L2$ коливного контура /позиція 1/, за цих умов перемикач повинен знаходитися в позиції 2; $S5$ - перемикач, з допомогою якого можна подати на осцилограф напругу або з конденсатора релаксаційного генератора /позиція 1/, або з конденсаторів $C1$, $C2$ контура /позиція 2/. У другому випадку спарений перемикач $S4$ має знаходитися в позиції 2; $S6$ - $S15$ - перемикачі додаткових опорів у коливному контурі.

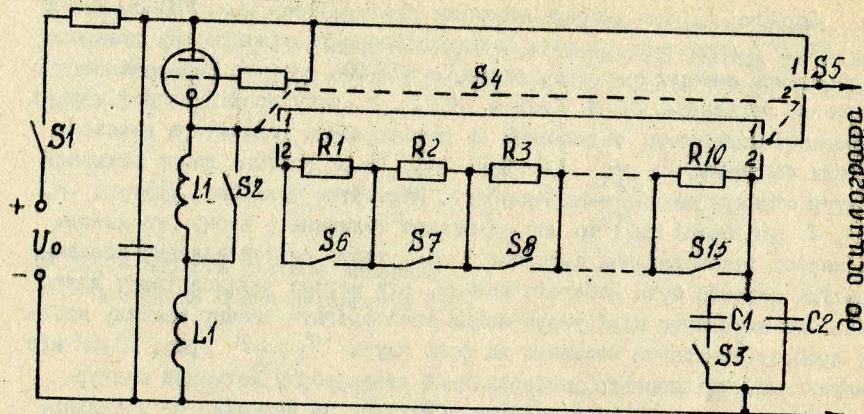


Рис. I3.7

Порядок виконання роботи

1. Встановити ступеневий перемикач напруги виходу УИП "20-300 В" у позицію "20-70 В", а ручку плавного регулювання напруги цього виходу в крайню ліву позицію.
2. Увімкнути осцилограф і УИП в мережу і дати прогрітися 5...10 хв.
3. Здійснити попереднє настроювання осцилографа С1-20.
4. Увімкнути живлення релаксаційного генератора і подати на нього напругу близько 100 В, потрібну для запалювання тиратрона.
5. Поставити перемикач S_5 в позицію I і підібрати підсилення каналу Y осцилографа таким, щоб амплітуда вертикального зміщення променя була дещо меншою від висоти екрана. На екрані за цих умов повинна спостерігатися картина релаксаційних коливань (див. рис. I3.5).
6. Підібрати швидкість розгортки такою, щоб на екрані вмістилося 2-3 коливання. З позиції перемикача розгортки визначити швидкість розгортки α .
7. Змінюючи в межах 100...300 В напругу живлення U_o на виході УИП, дослідити залежність періоду T релаксаційних коливань від напруги живлення U_o . Період визначити за формулою $T = \alpha / \pi$, де π - число поділок горизонтальної осі координатної сітки на екрані осцилографа, що припадає на одне коливання. Значення періоду вимірювати для 10-12 значень напруги U_o . Результати записати до табл. I3.1.

Таблиця I3.1

T , с	U_o , В

8. Поставити перемикачі S_4 , S_5 у позицію 2. На екрані спостерігаються загасаючі коливання. Підібрати підсилення і швидкість розгортки такими, щоб зображення зайняло більшу частину екрана.

9. Регулюючи напругу U_o змінюючи таким чином період, домогтися, щоб коливання встигали загасати до приходу наступного імпульсу в коливний контур.

10. Увімкнути перемикачами S_6 - S_{15} один з опорів R і визначити величину якого-небудь максимуму A_i й одного з наступних максимумів, наприклад A_{i+4} . Результати записати у табл. I3.2. Дослід повторити для 8-10 значень опору R .

Таблиця I3.2

R , Ом	A_i , мм	A_{i+4} , мм	$\frac{A_i}{A_{i+4}}$	λ	Q

Обробка результатів вимірювань

1. За даними табл. I3.1 побудувати графік залежності періоду релаксаційних коливань T , від напруги живлення генератора U_o .

2. За даними табл. I3.2 обчислити логарифмічний декремент загасання λ для кожного значення опору R за формулой $\lambda = \frac{1}{4} \ln \frac{A_i}{A_{i+4}}$ і результати обчислень записати у табл. I3.2.

3. За даними табл. I3.2 побудувати графік залежності λ від опору контура R . Легко показати, що ця залежність буде лінійною. Справді,

$$\lambda = \beta T = \frac{R}{2L} \sqrt{\frac{1}{Q^2} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

За умови

$$\frac{1}{LC} \gg \frac{R^2}{4L^2}$$

маємо

$$\lambda \approx 2\pi \sqrt{\frac{C}{L}} R.$$

4. Обчислити добротність контуру з для значень опору контура R за формулою $Q = \frac{\pi}{R}\lambda$. Побудувати графік залежності добротності контура Q від його опору R .

Додаткове завдання

1. Ознайомитися з виглядом на екрані осцилографа сигналу, що подається в коливний контур з релаксаційного контура. Для цього поставити перемикач S_5 у позицію 2, S_4 - у позицію 1. При цьому на вхід осцилографа буде подаватися сигнал з катушкою індуктивності. Зарисувати форму сигналу.

2. Виконати вимірювання, описані в пп. 8-10 підрозд. "Порядок виконання роботи" за інших значень ємності конденсатора й індуктивності катушки коливного контура. Для цього виконати відповідні перемикання ключами S_2 і S_3 . Номінали ємностей C_1, C_2 та індуктивностей L_1, L_2 вказані на установці.

Контрольні запитання

1. Як виникають коливання в коливному контурі?
2. Як виводиться рівняння коливного контура, що містить R, L, C ?
3. Який вигляд має розв'язок виведеного рівняння коливного контура?
4. За яким законом змінюватиметься напруга на конденсаторі, а також струм, електрична і магнітна енергії в коливному контурі?
5. Що таке час загасання і логарифмічний декремент загасання?
6. Як залежить логарифмічний декремент від омічного опору контура?
7. Що таке добротність коливного контура і який її фізичний зміст?
8. Що таке аперіодичний процес і за яких умов він спостерігається?
9. Який принцип роботи генератора релаксаційних коливань?

10. Як виводиться формула періоду релаксаційних коливань?
11. Як вимірюється період коливання з допомогою осцилографа СІ-20?

[I, т.1, § 64, 69, 85, 88-90; т.2, § 59, 89, 100, 103]

Лабораторна робота № 14

ВИВЧЕННЯ ВИМУШЕНИХ КОЛИВАНЬ У ПОСЛІДОВНОМУ КОЛИВНОМУ КОНТУРІ

Мета роботи - вивчити роботу послідовного коливного контура, зняти його резонансні характеристики і визначити добротність контура.

Прилади та пристрой: звуковий генератор типу ГЗ-36; електронний осцилограф типу СІ-198; змінний резистор; катушка індуктивності.

Теоретичні відомості

Схема послідовного коливного контура зображена на рис. 14.1. Щоб у контурі відбулися вимушені коливання, потрібно ввімкнути послідовно з елементами контура змінну ЕРС, яка створює на контактах розриву кола змінну напругу $U = U_m \cos \omega t$.

Рівняння вимушених коливань

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t,$$

де власна частота ω_0 коливань контура і коефіцієнт затухання β визначаються за формулами:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} ; \quad \beta = \frac{R}{2L} .$$

За сталих вимушених коливань заряд на обкладках конденсатора описується рівнянням

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi),$$

де

$$q_m = \frac{U_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 2\beta^2 \omega^2}} = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} ;$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} .$$

Сила струму в контурі за сталих коливань змінюється за законом

$$i = q = \omega q_m \cos(\omega t - \varphi) = I_m \cos(\omega t - \varphi),$$

де $\varphi = \psi - \frac{\pi}{2}$ — зсув фаз між струмом у контурі і прикладеною напругою U . Значення I_m та φ визначаються за формулами

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}; \quad /14.1/$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\operatorname{tg} \psi} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad /14.2/$$

Можна показати, що сума падінь напруги в коливному контурі дорівнює напрузі, прикладеній зовні:

$$U_R + U_C + U_L = U_m \cos \omega t,$$

де напруга на кожному з елементів контура

$$U_R = RI_m \cos(\omega t - \varphi);$$

$$U_C = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{Cm} \cos(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2});$$

$$U_L = U_{Lm} \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}).$$

Значення U_{Cm} та U_{Lm} зв'язані з I_m співвідношеннями

$$U_{Cm} = \frac{I_m}{\omega C}; \quad U_{Lm} = \omega L I_m.$$

Фазові співвідношення між U_R , U_C , U_L можна показати з допомогою векторної діаграми /рис. 14.2/.

Напруга на емності відстає за фазою від струму на $\frac{\pi}{2}$, а на катушці індуктивності випереджає струм на $\frac{\pi}{2}$. Напруга на активному опорі змінюється у фазі зі струмом. За умови $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ приклад-

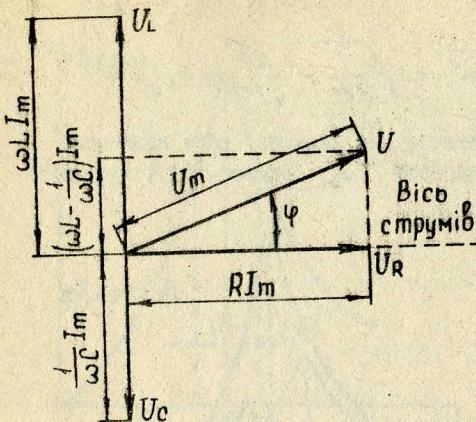


Рис. 14.2

Це явище називається резонансом напруг. За описаних умов напруга на конденсаторі U_C у кожний момент часу дорівнюватиме напрузі на катушці індуктивності U_L , а зсув фаз між ними π . Резонансна частота для струму в контурі ω_{ipres} визначається з умовою

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

$$\omega_{ipres} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0,$$

тобто резонансна частота для струму дорівнює власній частоті контура. Крива залежності сили струму в контурі I_m від частоти зовнішнього джерела ω /див. /14.1// називається резонансною кривою струму /рис. 14.3/. Максимум за умов резонансу тим вищий і гостріший, чим

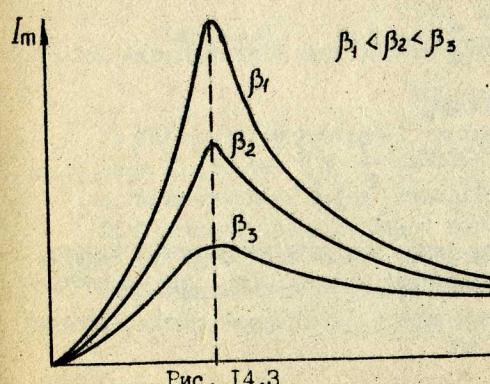


Рис. 14.3

менше β , тобто чим менший активний опір R і більша індуктивність L .

При $\omega = 0$, $I_m = 0$ стальний струм у колі з конденсатором проходити не може. Амплітудне значення напруги на конденсаторі U_{Cm} також залежить від частоти ω зовнішнього джерела ЕРС. При цьому максимальне значення U_{Cm}

досягається за частоти

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} < \omega_0,$$

яка називається резонансною частотою для напруги, що в реальному контурі менша за його власну частоту ω_0 . На рис. I4.4 зображені резонансні криві для напруги на конденсаторі для різних β . При $\omega \rightarrow 0$ резонансні криві сходяться в одній точці з ординатором $U_{\text{ст}} = U_m$.

Широко використовуваною характеристикою коливного контура є його добротність Q . Це безрозмірна величина, що характеризує відносну величину втрати енергії у контурі:

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W},$$

де ΔW - спад енергії за один період; W - енергія в контурі у даний момент.

Добротність пов'язана з логарифмічним декрементом затухання λ і числом коливань N_e , що відбуваються за проміжок часу, протягом якого амплітуда зменшується в e разів, співвідношенням

$$Q = \frac{\lambda}{\lambda} = \pi N_e.$$

За малого затухання $\beta^2 \ll \omega_0$

$$Q = \frac{U_{\text{ст,рез}}}{U_m} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Добротність контура визначає також гостроту резонансних кривих. На рис. I4.5 зображене ширину резонансної кривої $\Delta\omega$ для ампліту-

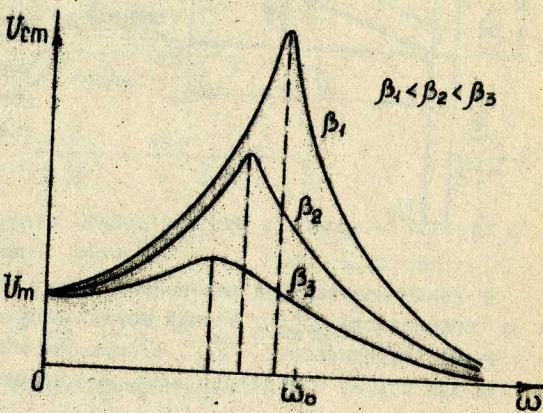


Рис. I4.4

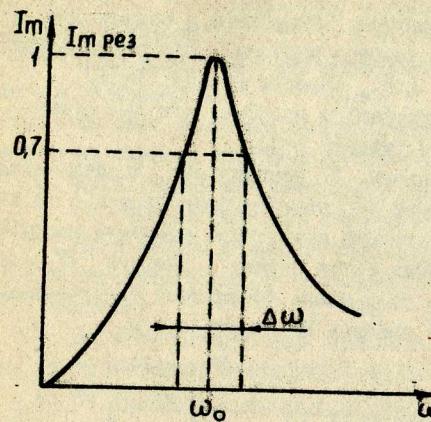


Рис. I4.5

ди струму, яка дорівнює

$0.71 I_{\text{рез}}$, що відповідає $0.7 \approx 0.5$ потужності за резонансу. Можна показати, що за малого затухання

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}, \quad /14.3/$$

тобто чим менша ширина резонансної кривої, тим вища добротність коливного контура..

Опис експериментальної установки

Для вивчення вимушених коливань у контурі використовується установка, зображенна на рис. I4.6.

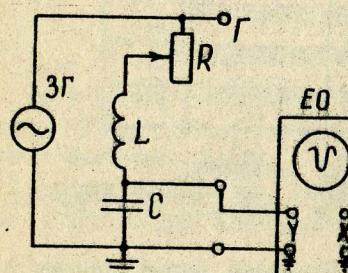


Рис. I4.6
ГЗ-36. Активний опір контура можна змінювати з допомогою резистора R .

Хід роботи

1. Увімкнути осцилограф і звуковий генератор в мережу і дати їм прогрітися 5...10 хв.
2. Встановити на виході генератора напругу до 10 В.
3. Підсилення осцилографа і його часову розгортку підібрати такими, щоб на екрані спостерігалося 10-20 періодів розгортки.
4. Змінюючи частоту генератора, знайти резонансну частоту, за якої амплітуда напруги $U_{\text{ст}}$ буде максимальною $U_{\text{ст,рез}}$.

5. Зменшуючи і збільшучи частоту генератора в обидва боки від резонансної частоти /взяти 8-10 значень частоти/, обчислити амплітуду напруги U_{Cm} . Значення ω і U_{Cm} занести у табл. I4.I.

6. Повторити вимірювання, вказані в пп. 3-5, для 3-4 різних значень опору R і занести їх у таблицю I4.I.

7. Не змінюючи підсилення входу Y осцилографа, подати на цей вхід замість досліджуваної напруги U_{Cm} напругу безпосередньо із звукового генератора /кліма I/. Визначити амплітудне значення напруги генератора U_m /також у поділках сітки екрана/. Напруга U_m повинна слабко залежати від R , тому можна обмежитися вимірюванням цієї напруги лише для одного із значень активного опору.

Таблиця I4.I

R_1	ω	...	$(\omega_{рез})$...
	U_{Cm} , под.	...	$(U_{Cm\text{рез}})$...
R_2	ω
	U_{Cm} , под.
R_3	ω
	U_{Cm} , под.
R_4	ω
	U_{Cm} , под.

Обробка результатів вимірювань

1. За даними табл. I4.I побудувати резонансні криві $U_{Cm} = U(\omega)$ для різних R .

2. За результатами графічного вимірювання ширини резонансних кривих $\Delta\omega$ визначити добробутність контура для різних R за формулой /14.3/. Побудувати графік залежності $Q = Q(R)$.

3. Визначити добробутність контура

$$Q = \frac{U_{Cm\text{рез}}}{U_m}$$

для різних R . Перенести отримані точки на графік $Q = Q(R)$ і порівняти отримані результати.

Контрольні запитання

1. Як вивести рівняння сталих вимушених коливань у контурі?

2. Які фазові співвідношення існують між силою струму та напру-

гою на ємності й індуктивності в послідовному коливальному контурі за вимушених коливань?

3. Який вигляд має векторна діаграма напруг для контура за вимушених коливань?

4. Що таке резонанс напруг? Який вигляд мають резонансні криві напруги на ємності струму у коливальному контурі?

5. Який вигляд має векторна діаграма напруг за резонансу?

6. Що таке добробутність контура?

7. Який вигляд рівняння результируючого коливання, що одержують в результаті додавання двох взаємно перпендикулярних коливань однакової частоти?

8. За якої різниці фаз додаваних взаємно перпендикулярних коливань результируючий рух відбуватиметься а/ вздовж прямої; б/ колом?

9. Як змінюються характеристики резонансних кривих зі зміною добробутності?

10. Як проводиться експеримент з метою отримання результатів, необхідних для побудови резонансних кривих напруг?

II. Що таке ширина резонансної кривої і який її фізичний зміст?

[I, т.1, § 55, 58, 60; т.2, § 88-91; 4]

Лабораторна робота № 15

ДОСЛІДЖЕННЯ БАЛІСТИЧНОГО ГАЛЬВАНОМЕТРА

Мета роботи – визначити основні параметри балістичного гальванометра – чутливість, період власних коливань підвісу, внутрішній опір, а також балістичну сталь.

Прилади та пристрой: балістичний гальванометр типу ГЗБ-47; джерело сталого струму УП-2; магазин опору типу МСР-63; перемикач.

Теоретичні відомості

Балістичний гальванометр призначений для вимірювання кількості електрики, що проходить колом за час τ , малий порівняно з періодом T_0 власних коливань рамки гальванометра. Це повний різновид гальванометра магнітоелектричної системи, в якому для збільшення періоду власних коливань рамки /рухомої системи/ спеціально збільшується τ момент інерції, а отже й період власних коливань. Розглянемо кількісну динамічну теорію гальванометра /будову та принцип дії описано в [8 § 3, вступ] /.

Магнітоелектричний дзеркальний гальванометр
Рівняння руху рамки гальванометра

$$J\ddot{\varphi} = M = M_{np} + M_{tp} + M_H, \quad /15.1/$$

де J - момент інерції рамки; φ - кут повороту, що відраховується від положення рівноваги; M - сума моментів усіх сил, що діють на рамку; M_{np} - момент пружних сил; M_{tp} - момент сил тертя; M_H - момент магнітних сил.

Момент пружних сил пропорційний куту φ :

$$M_{np} = -D\varphi,$$

де D - коефіцієнт пропорційності; він має фізичний зміст момента сил кручення на одиницю кута повороту.

Момент сил тертя пропорційний кутовій швидкості обертання:

$$M_{tp} = -f\dot{\varphi},$$

де f - коефіцієнт тертя рамки за II руху в повітрі.

Момент магнітних сил, що діють на рамку:

$$M_H = P_m B \sin \alpha = i_n NBS \sin \alpha,$$

де i_n - струм в обмотці; N - число витків; B - магнітна індукція в щілині; S - площа одного витка обмотки; α - кут між вектором P_m /нормаллю до рамки/ і вектором B . Оскільки поле в щілині радіальне, то $\alpha = 90^\circ$ і для магнітного моменту сил

$$M_H = i_n NBS. \quad /15.2/$$

Струм у рамці залежить від повного опору кола рамки і всіх ЕРС, що діють в цьому колі:

$$i_n = \frac{E}{R_p + R},$$

де R_p - опір рамки; R - опір підімкненого до рамки кола, у тому числі і внутрішній опір усіх джерел ЕРС. Позна ЕРС, що діє в колі рамки, включає ЕРС зовнішніх джерел і ЕРС індукції, яка виникає під час руху рамки в магнітному полі:

$$i_n = \frac{E_{d.g}}{R_p + R} + \frac{E_i}{R_p + R}. \quad /15.3/$$

Перший доданок у правій частині є не що інше, як вимірюваний гальванометром струм i . Тому вираз /15.3/ можна подати у вигляді

$$i_n = i - N \frac{d\phi}{dt} \frac{1}{R_p + R},$$

де ϕ - магнітний потік. За малих кутів відхилення $\phi = BS\varphi$, тому

$$i_n = i - \frac{NBS}{R_p + R} \dot{\varphi}.$$

Підставляючи цей вираз у /15.2/, отримаємо для момента магнітних сил

$$M_H = NBSi - \frac{(NBS)^2}{R_p + R} \dot{\varphi},$$

де перший доданок - відхиляючий момент, викликаний струмом; другий доданок описує гальмівний момент, створений магнітними силами, що пов'язані зі струмом індукції. Цей гальмівний момент пропорційний $\dot{\varphi} = \omega$, тобто діє аналогічно силам тертя /"електричне тертя"/.

Підставляючи знайдені вирази для моментів у рівняння /15.1/, дістанемо

$$J\ddot{\varphi} + \left[f + \frac{(NBS)^2}{R_p + R} \right] \dot{\varphi} + D\varphi = NBSi.$$

Це рівняння коливань осцилятора з тертям. Його зручно подати так:

$$\ddot{\varphi} + 2\beta\dot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = \frac{\omega_0^2}{C_i} i, \quad /15.4/$$

де введено такі позначення:

$$\omega_0^2 = \frac{D}{J}; \quad 2\beta = \frac{f + \frac{(NBS)^2}{R_p + R}}{J}; \quad C_i = \frac{D}{NBS}. \quad /15.5/$$

Тут ω_0 - власна частота коливань рамки; β - величина, що відповідає коефіцієнту загасання; C_i - динамічна /струмова/ стала приладу. Величина, обернена до динамічної сталі C_i , називається чутливістю гальванометра до струму S_i :

$$S_i = \frac{1}{C_i} = \frac{NBS}{D}. \quad /15.6/$$

Чутливість гальванометра до напруги визначається співвідношенням

$$S_V = \frac{S_i}{R_p}$$

З виразу /15.6/ виходить, що для збільшення чутливості гальванометра потрібно зменшувати D і збільшувати B , N , S . Щоб розв'язати питання характеру руху рамки гальванометра, потрібно розв'язати рівняння /15.4/. Підставленням можна перевіритися, що функція

$$\varphi = \frac{i}{C_i} + B_1 e^{\alpha_1 t} + B_2 e^{\alpha_2 t} \quad /15.7/$$

буде загальним розв'язком даного рівняння /за відповідного вибору сталіх B_1 і B_2 /, де α_1 , α_2 - корені квадратного рівняння $\alpha^2 + 2\beta\alpha + \omega_0^2 = 0$. Характер руху залежатиме від співвідношення між коефіцієнтами β і ω_0 . Це співвідношення можна змінювати, змінюючи опір кола гальванометра /див. формули /15.5//.

Якщо $\beta^2 - \omega_0^2 < 0$, то α_1 і α_2 - комплексно спряжені величини і розв'язок рівняння /15.7/ матиме вигляд

$$\varphi = \frac{i}{C_i} + A e^{-\beta t} \sin(\omega t + \delta),$$

де $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$; A , δ - константи, що подаються через B_1 , B_2 . За вказаних умов рамка здійснюватиме загасаючі коливання біля положення $\varphi = \frac{i}{C_i}$. Ці коливання мають період $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Через достатньо тривалий час встановиться стало відхилення $\varphi = \varphi_0$, пропорційне струму.

Якщо $\beta^2 - \omega_0^2 > 0$, то α_1 і α_2 - дійсні від'ємні константи. Тоді відхилення φ наближається до встановленого значення φ_0 аперіодично.

Якщо $\beta^2 - \omega_0^2 = 0$, то $\alpha_1 = \alpha_2 = -\beta$ і

$$\varphi = \frac{i}{C_i} + (A + Bt) e^{-\beta t}.$$

Такий режим роботи гальванометра називається критичним. Значення R_p опору зовнішнього кола R , за якого виконується умова $\beta^2 - \omega_0^2 = 0$, називається критичним опором. За критичного режиму рух рамки також буде аперіодичним. У цьому випадку коливання рамки загасає найшвидше. На практиці зручно обрати режим, що злегка нагадує коливаний, коли рамка за вимірювання ледве помітно переходить за позицію $\varphi = \varphi_0$ і потім повертається до нього. У цьому режимі легше встановити, чи пройшов уже час, потрібний для загасання.

Робота гальванометра у балістичному режимі

За роботи гальванометра у балістичному режимі внаслідок малого часу $\tilde{\tau}$ проходження струму до кінця цього часу рамка не встигне зміститися з положення рівноваги. Единим механічним наслідком проходження струму на кінець проміжку часу $\tilde{\tau}$ буде поява кутової швидкості $\dot{\varphi}_{\tilde{\tau}}$. Цю швидкість можна знайти, якщо скористатися законом зміни моменту кількості руху:

$$J(\dot{\varphi}_{\tilde{\tau}} - \dot{\varphi}_0) = J\dot{\varphi}_{\tilde{\tau}} = L,$$

де $L = \int_0^{\tilde{\tau}} M(t) dt$ - момент імпульсу сил, що діють на рамку. Момент імпульсу сил тертя та електричного гальмування пропорційний досягнутому куту відхилення $\dot{\varphi}_{\tilde{\tau}}$, тобто близький до нуля. Моментом пружних сил також можна знехтувати. Таким чином,

$$L = \int_0^{\tilde{\tau}} M(t) dt = NBS \int_0^{\tilde{\tau}} i(t) dt = NBS q; \quad /15.8/$$

$$\dot{\varphi}_{\tilde{\tau}} = \frac{L}{J} = \frac{NBS}{J} q.$$

Отримавши таку кутову швидкість до кінця проміжку $\tilde{\tau}$, надалі рамка рухатиметься за інерцією доти, доки її не зупинять повертаючі й гальмівні сили. Останніми у даному разі можна знехтувати. Справді, сили механічного тертя з повітрям малі, а електричного тертя немас, бо після розрядження, наприклад, конденсатора через гальванометр коло

рамки буде розімкнене. Тому згідно із законом зміни кінетичної енергії

$$\frac{I_0^2}{2} = \frac{D\varphi_m^2}{2}, \quad /15.9/$$

де φ_m - максимальний кут, на який відхиляється рамка, називається відхиленням.

З рівняння /15.9/ з урахуванням формул /15.5/ і /15.8/ знайдемо,

$$g = \frac{I_0}{2R} C_i \varphi_m = \delta \varphi_m, \quad /15.10/$$

тобто заряд, який пройшов через гальванометр, пропорційний до балістичного відхилення. Величина $\delta = \frac{I_0}{2R} C_i$ називається балістичною сталаю гальванометра. Знайдений вираз для балістичної сталої справедливий за роботи гальванометра у критичному режимі і вказується в паспорті приладу. За інших режимів роботи балістична стала залежить також від R , тоді правильніше говорити про балістичну сталу не гальванометра, а установки /схеми/.

Уже згадувалося, що умова балістичного режиму вимагає, щоб $\delta \ll I_0$. Ця умова досягається з допомогою збільшення періоду коливання рамки гальванометра I_0 . Проте якщо працювати з дуже короткими імпульсами, то як балістичні можна використовувати звичайні гальванометри з малим /кілька секунд/ періодом коливань.

Опис експериментальної установки

Для вимірювання параметрів гальванометра використовують дві електричні схеми, зібрані в одному блокі /установці/. З допомогою схеми рис. 15.1 виконуються вимірювання S_i , I_0 , R_p , R_{kp} . Балістична стала визначається з використанням схеми, зображеній на рис. 15.2.

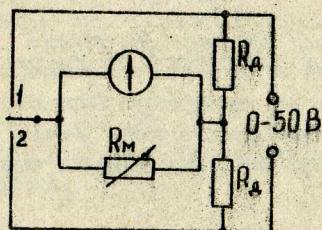
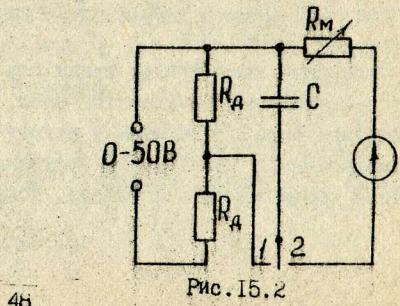


Рис. 15.1



46

Перемикання з першої схеми на другу здійснюється тумблером, що знаходиться на установці. Обидві схеми живляться від універсального джерела живлення /УП/ стальним струмом з виходу "0-50 В". Напруга регулюється потенціометром і вимірюється вольтметром, що знаходиться на передній панелі УП. У схему введено додаткові опори R_d /кілька мегаом/ обмеження струму, що проходить гальванометром. Цим забезпечується захист гальванометра від великих струмів. На схемі рис. 15.1 передбачено зміну напряму струму, що проходить гальванометром, з допомогою перемикача. Магазин опорів R_M /типу MCP-63/ у цій схемі використовується у дослідах визначення струму, що проходить гальванометром.

У схемі, зображеній на рис. 15.2, залежно від позиції перемикача відбувається або процес зарядки конденсатора C від джерела струму /позиція 1/, або його розряд гальванометром /позиція 2/. Магазин опорів R_M дозволяє змінювати режими роботи гальванометра, змінюючи зовнішній опір R у колі гальванометра.

Порядок виконання роботи

I. Визначення чутливості гальванометра за струмом. Чутливість гальванометра S_i за струмом визначається за величиною відхилення α світлового "зайчика" від нульового положення за подачі напруги U у колі рамки гальванометра /рис. 15.1/. Оскільки внутрішній опір R_p приблизно $10\dots30$ Ом, що значно менше додаткового опору R_d , то сила струму у нерозгалуженій ділянці кола гальванометра з достатньою точністю дорівнюватиме U/R_d . Якщо опір магазина R_M взяти достатньо великим /порядку 10^3 Ом/, то можна знектувати струмом, що проходить магазином, і вважати, що весь струм іде гальванометром. Тоді чутливість за струмом гальванометра можна визначити /в поділках A/ за формулою

$$S_i = \frac{\pi R_d}{U}. \quad /15.11/$$

Чутливість вимірюється для різних значень напруги U . Відомо, що зручно вибирати таку напругу, щоб світловий "зайчик" відхиляється на ціле число поділок α . Для кожної з обраних напруг вимірюється відхилення "зайчика" для двох позицій перемикача, тобто вліво і вправо від нульової позиції. Результати вимірювань і покази вольтметра заносяться у табл. 15.1. Значення додаткового опору R_d вказано на установці. За даними табл. 15.1 розраховується чутливість за струмом

мом згідно з формулou /15.11/. Результати розрахунків заносять у табл. I5.1 і визначають середнє значення $\langle S_i \rangle$.

Таблиця I5.1

U, V	n_1	n_2	$\langle n \rangle$	$S_i, \text{под./A}$
Поділок				

2. Вимірювання внутрішнього опору гальванометра. Опір гальванометра R_n можна визначити так. Якщо на магазині R_M встановити максимальний опір, то практично весь струм проходить через гальванометром. Напругу U потрібно добрati так, щоб відхилення "зайчика" знаходилося в межах школи і становило, наприклад, п'ять поділок. Потім з допомогою потенціометра на УІП вдвічі збільшуємо напругу. Після цього зменшуємо опір магазина R_M доти, доки відхилення "зайчика" дорівнюватиме п'ять поділок. Це можливо за умови, що опір магазина дорівнюватиме внутрішньому опору гальванометра. Таким чином, значення опору R_n зчитується безпосередньо з декад магазина опорів. Вимірювання треба повторити 3-5 разів для різних відхилень світлового "зайчика" і визначити середнє значення опору $\langle R_n \rangle$ гальванометра.

3. Визначення періоду власних коливань рухомої системи гальванометра. Для визначення періоду T_o власних коливань рамки потрібно з допомогою перемикача /див. рис. I5.1/ відхилити "зайчик" в який-небудь бік і, повернувшись перемикач у нейтральну позицію, виміряти час, за який відбудеться 20-40 коливань "зайчика". Потім зробити обчислення за формулою $T_o = t/n$, n - число коливань за час t . Опір магазина R_M має бути достатньо великим / $10^4 \dots 10^5$ Ом/, тоді "електричне тертя" і затухання будуть відповідно малими. За цих умов період коливань рамки дорівнюватиме власному періоду. Повторити вимірювання періоду 3-5 разів і записати дані дослідів та розрахунків у табл. I5.2. Знайти середнє значення періоду власних коливань рухомої системи $\langle T_o \rangle$.

Таблиця I5.2

Число коливань n	Час t коливань, s	Період коливань $T_o = t/n$, s	$\langle T_o \rangle$, s

4. Визначення зовнішнього критичного опору гальванометра R . Для цього потрібно перевести перемикач /див. рис. I5.1/ у позицію I або 2 і, регулюючи напругу, отримати відхилення "зайчика" на 5-10 поділок. Потім, швидко повернувшись перемикач у нейтральну позицію, замкнути гальванометр на магазин R_M /взяти $R_M \approx 10^3$ Ом/ і спостерігати, в якому режимі руху /коливному, аперіодичному/ підходить "зайчик" до нульової позиції. Спостереження повторюють, зменшуючи поступово опір R_M доти, доки рух не стане аперіодичним. Значення опору R_M , за якого рух рамки гальванометра стає аперіодичним, дорівнююватиме зовнішньому критичному опору гальванометра R . Повний критичний опір

$$R_{kp} = R_M + R.$$

5. Визначення балістичної сталості гальванометра. Для цього використовується електрична схема, зображена на рис. I5.2. Кутове відхилення φ "зайчика" практично завжди відлічується за лінійною шкалою, тому зручно балістичну сталу β подати через лінійне зміщення світлового "зайчика" γ :

$$\gamma = \frac{n}{2\ell}, \quad /15.12/$$

де ℓ - відстань дзеркала гальванометра до шкали; n - число поділок шкали, на яке змістився світловий "зайчик". Тоді формулу /15.10/, враховуючи співвідношення /15.12/, можна подати у вигляді

$$\gamma = \beta \frac{n_m}{2\ell},$$

звідки

$$\beta = \frac{2\ell}{n_m},$$

де n_m - величина балістичного відхилення, подана в поділках шкали.

Балістичну сталу можна визначити, якщо розрядити через балістичний гальванометр конденсатор відомої ємності C , заряджений до відомої різниці потенціалів U' . Отже, заряд конденсатора

$$q = CU'.$$

Як видно з рис. I5.2, напруга на конденсаторі вдвічі менша за напругу U , що подається на вхід схеми, і вимірюється вольтметром УИП. Тому

$$g = \frac{CU}{2} \quad /15.13/$$

З урахуванням /15.13/ вираз для балістичної сталі матиме вигляд

$$\theta = \frac{CUL}{R_m} \quad /15.14/$$

Порядок виконання роботи: встановлюють на вихіді певну напругу U , значення якої заносять у табл. I5.3. Встановлюють перемикач у позицію I і заряджають конденсатор. Потім переводять перемикач у позицію 2 і фіксують величину балістичного відхилення R_m . Не змінюючи напруги на УИП, виконують вимірювання R_m 5-10 разів і заносять дані у табл. I5.3. Потім обчислюють середнє значення відхилення $\langle R_m \rangle$ для даної напруги U і записують у табл. I5.3. За даними табл. I5.3 і відомими значеннями C , L , які наведено на уstanовці, обчислюють балістичну сталь за формулою /15.14/.

Таблиця I5.3

U, V	R_m			$\langle R_m \rangle$
	R_{m1}	R_{m2}	\dots	

Аналогічні вимірювання і розрахунки виконують для 3-5 значень напруги U . Після цього обчислюють середнє значення балістичної стальної за даними всіх дослідів.

Контрольні запитання

1. Які сили називаються квазіпружними? Наведіть приклади.
2. Як записується рівняння руху тіла під дією квазіпружної сили /коли немає тертя/ і який його розв'язок?
3. Який вигляд має рівняння загасаючих коливань? Знайдіть його розв'язок.
4. Який рух називається аперіодичним і за яких умов він відбувається?
5. Як обчислити механічний момент, що діє на контур зі струмом в однорідному магнітному полі?

6. Який принцип дії гальванометра магнітоселектричної системи?
7. Як виводиться закон руху рамки гальванометра?
8. Що називається чутливістю гальванометра за струмом і напругою?
9. Що таке критичний опір гальванометра?
10. Як вимірюється чутливість і внутрішній опір гальванометра?
11. Що таке балістичний гальванометр і для чого він призначений?
12. Як показати, що балістичне відхилення пропорційне заряду, який проходить через рамку гальванометра?
13. Що таке балістична сталь?
14. Як вимірюється балістична сталь гальванометра?
15. Як записуються рівняння руху рамки балістичного гальванометра за час $t < \tau$ і $t > \tau$? Поясніть їх.

[I, т.1, § 29, 49, 50, 58, 60; т.2, § 40, 44, 46; 2 § 49, 52, 123-125]

Лабораторна робота № 16

ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВИМУШЕНИХ КОЛІВАНЬ КАМЕРТОНА

Мета роботи – вивчити вимушенні коливання камертонів і його фазові, амплітудні характеристики, а також добротність.

Прилади та пристосування: камертон; дві котушки з мембраними від головних телефонів; звуковий генератор типу ГЗ-36; електронний осцилограф типу СІ-19Б.

Теоретичні відомості

Вимушенні коливання камертонів описуються рівнянням

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = F_0 \cos \omega t, \quad /16.1/$$

де m – маса камертонів, x – зміщення; r – коефіцієнт опору середовища; k – коефіцієнт пружності; F_0 – амплітуда змушувальної сили; ω – частота її заміни.

Введемо позначення:

$$\frac{r}{2m} = \beta; \sqrt{\frac{k}{m}} = \omega_0; \frac{F_0}{m} = f_0,$$

де β – коефіцієнт загасання; ω_0 – власна частота камертонів. Після цього рівняння /16.1/ можна записати так:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t. \quad /16.2/$$

Для вимушених коливань характерно те, що вони відбуваються з частотою ω , тобто з частотою зміни змушувальної сили. Розв'язок рівняння /16.2/ для цього випадку запишеться у вигляді

$$x = a \cos(\omega t - \varphi'),$$

де a - амплітуда; ω - частота вимушених коливань; φ' - зсув фаз між зовнішньою силою та зміщенням.

Амплітуда і зсув фаз можуть бути представлені так:

$$\begin{aligned} a &= \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \\ \varphi' &= \arctg \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad /16.3/$$

Важливою особливістю вимушених коливань, як видно з формул /16.3/, є залежність амплітуди від частоти ω сили /амплітудна характеристика/, а також від коефіцієнта затухання β /рис. 16.1/.

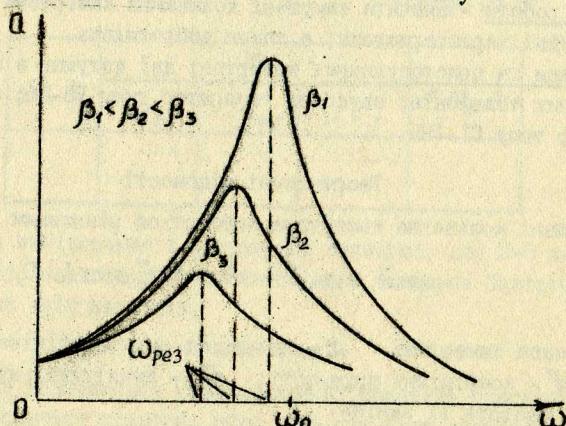


Рис. 16.1

За деякої частоти ω амплітуда коливань сягає максимального значення, тобто резонансу, а відповідна частота - резонансної частоти для амплітуди:

$$\omega_{a_{res}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}.$$

У випадку слабкого загасання, що можливо для камертона, величина β мала і можна вважати, що $\omega_{a_{res}} \approx \omega_0$. Швидкість коливань камертона в кожний момент часу можна знайти, взявши похідну від x по t :

$$\begin{aligned} u &= \dot{x} = -a\omega \sin(\omega t - \varphi') = a\omega \cos(\omega t - \varphi' + \frac{\pi}{2}) = \\ &= U_m \cos(\omega t - \varphi), \end{aligned}$$

де U_m - амплітуда швидкості коливань камертона,

$$U_m = \frac{\omega f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \quad /16.4/$$

φ - зсув фаз між силовою та швидкістю,

$$\varphi = \varphi' - \frac{\pi}{2} = \arctg \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{\pi}{2}. \quad /16.5/$$

З формул /16.4/ видно, що амплітуда швидкості коливань камертона U_m , тому що й амплітуда зміщення залежить від ω і β . Графік цієї залежності зображені на рис. 16.2.

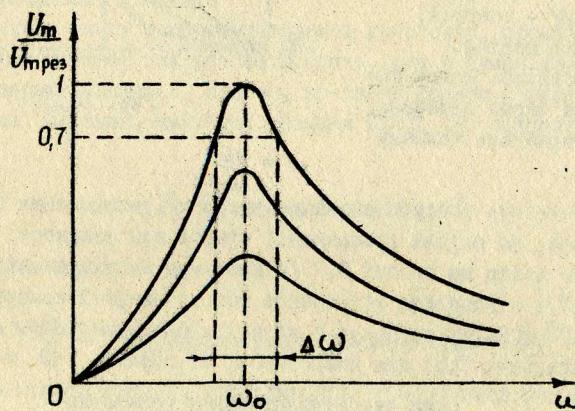


Рис. 16.2

За результатами аналізу, функція /16.4/ $U_m = U(\omega)$ має максимум за умови $\omega = \omega_0$. Частота ω , за якої функція /16.4/ має

максимум, називається резонансною частотою для швидкості $\omega_{\text{рез}}$, тоді $\omega_{\text{рез}} = \omega_0$. У резонансі амплітудне значення швидкості

$$v_{\text{рез}} = \frac{\omega_0}{2\beta}$$

Криві на рис. I6.2 називаються резонансними кривими для швидкості. Як видно з формули /16.5/, при резонансі для швидкості зсув фаз

$\varphi = 0$. При $\omega < \omega_0$ швидкість коливань випереджає змушувальну силу за фазом / $\varphi < 0$ /, а за $\omega > \omega_0$ відстає від неї / $\varphi > 0$ /.

На рис. I6.3 зображене залежність зсуву фаз між швидкістю коливань і змушувальною силою від частоти ω /фазова характеристика/.

Енергетичною характеристикою коливальної системи є II добротність

$$Q = \frac{2\pi W}{\Delta W},$$

де W - повна енергія системи; ΔW - енергія, розсіяна за період.

Добротність можна також подати через величини, що характеризують коливну систему:

Добротність контура визначає гостроту резонансних кривих. Можна показати, що ширина резонансної кривої для швидкості $\Delta\omega/\text{див.}$ /рис. I6.2/ взята на висоті 0,7 відношення амплітуд швидкостей дорівнює 0,7 і відповідає відношенню повних енергій камертонів, що дорівнює $0,7^2 \approx 0,5$, зв'язана з β співвідношенням $\Delta\omega = 2\beta$ /за слабкого загасання/. Тоді для добротності отримуємо $Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$.

Опис експериментальної установки
і методики вимірювання

Принципова схема установки для вивчення вимушених коливань камертонів зображена на рис. I6.4. Камертон X недухомо закріплений на підставці так, що його ніжки можуть вільно коливатися. До кожної з ніжок жорстко прикріплена мембрana M , а поряд із мембраною розміщені катушки T_1 і T_2 . Мембрани й катушки взято з головних телефонів.

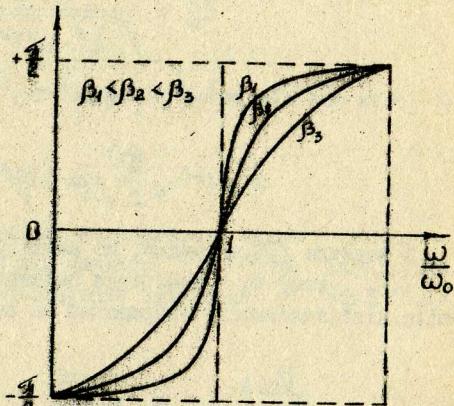


Рис. I6.3

$$Q = \frac{\omega_0}{2\beta}$$

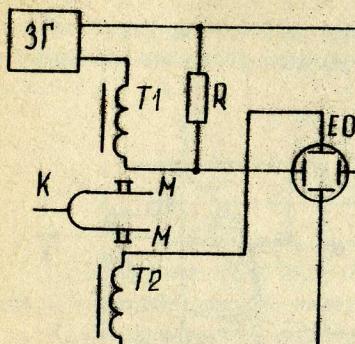


Рис. I6.4

За коливання камертонів в катушці T_2 , що з'єднана з вертикально відхиляючими пластинами, виникає ЕРС індукції. Величина E пропорційна в кожний момент часу швидкості коливань камертонів. Таким чином, вертикальне зміщення променя y на екрані буде пропорційним швидкості коливань камертонів, $v = \dot{x}$.

Як виходить з опису експериментальної установки, промінь на екрані осцилографа повинен викresлювати криву, яка є сумою двох взаємно перпендикулярних коливань. Відомо, що такою кривою у загальному випадку є еліпс. Справді, зміщення променя віссю x описується рівнянням

$$x = k_x F_m \cos \omega t = a \cos \omega t, \quad /16.6/$$

а віссю y - рівнянням

$$y = k_y \dot{x} = k_y F_m \cos(\omega t - \varphi) = b \cos(\omega t - \varphi), \quad /16.7/$$

де k_x , k_y - коефіцієнти пропорційності; φ - різниця фаз між зовнішньою силою та швидкістю коливань камертонів. Виключаючи t з рівнянь /16.6/ і /16.7/, отримаємо

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad /16.8/$$

Рівняння /16.8/ - це рівняння еліпса, осі якого довільно орієнтовані відносно координатних осей /рис. I6.5/. Орієнтація еліпса залежить від різниці фаз φ . Тому за формою еліпса на екрані можна знайти різницю фаз коливань.

Справді, еліпс перетинається з віссю x у точках з абсцисами $x_{1,2} = \pm a \sin \varphi$, відстань між цими точками

$$x_m = 2a \sin \varphi = x_0 \sin \varphi,$$

де x_0 - проекція еліпса на вісь x .

Звідси знаходимо

$$\varphi = \arcsin \frac{x_m}{x_0}.$$

Таким чином, вимірявши на екрані відстані x_m і x_0 , можна визначити φ . Як видно з формули /16.7/, зміщення електронного променя віссю y пропорційне амплітуді швидкості камертону ω_0 . Це дозволяє за висотою еліпса $y_0 = 28$ визначити з точністю до сталого множника амплітудне значення швидкості камертону.

Порядок виконання роботи

I. Увімкнути звуковий генератор і осцилограф в мережу і дати прогрітися 5...10 хв.

2. Підібрати підсилення каналів x і y таким чином, щоб еліпс займає усю площину екрана. Повільно змінюючи частоту генератора, дамогтися резонансу /еліпс на екрані перетворюється на пряму/.

3. Змінюючи частоту генератора в обидва боки від резонансної /по 5-7 точок/, вимірювати x_0 , x_m , y дляожної з вибраних частот, включуючи й резонансну y_{res} . Під час експерименту потрібно підтримувати стала амплітуду змушувальної сили, для чого слід підтримувати незмінною напругу на виході звукового генератора. Результати вимірювань записати у табл. I6.1.

Таблиця I6.1

$\omega = 2\pi f$...	(y_{res})	...
y , мм			
x_m , мм			

Обробка результатів вимірювань

I. За формулою /16.9/ визначити різницю фаз φ між швидкістю та змушувальною силою для кожної частоти. Результати записати у табл. I6.2.

Таблиця I6.2

ω	...	(ω_{res})	...
φ			

2. За даними табл. I6.1 і I6.2 побудувати амплітудну $y_0(\omega) / y_{res}$ і фазову $\varphi(\omega)$ характеристики камертонів для швидкості.

3. Використовуючи амплітудну характеристику /див. рис. I6.2/, обчислити добротність камертонів Q за формулою

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta \omega},$$

де $\omega_0 = \omega_{res}$; $\Delta \omega$ - ширина резонансної кривої /див. рис. 14.6/.

Контрольні запитання

I. Як записується рівняння вимушених коливань? Який вигляд має розв'язок цього рівняння?

2. Які фазові співвідношення між змушувальною силою і а/ зміщенням; б/ швидкістю коливань камертонів?

3. Що таке амплітудна й фазова характеристики коливної системи? Який їх вигляд?

4. Що таке резонанс?

5. Що таке добротність і який її фізичний зміст?

6. Якій вигляд мають амплітудна та фазова характеристики для швидкості коливань камертонів?

7. Як виводиться рівняння траекторії точки, що бере участь у двох взаємно перпендикулярних коливаннях?

8. За якого значення різниці фаз коливань траекторія точки має вигляд а/ прямої лінії; б/ кола?

9. Що таке фігури Ліссажу?

10. Чому напруга на вертикально відхиляючих пластинах осцилографа пропорційна швидкості ніжки камертонів?

II. Як вимірюється різниця фаз двох коливань за формою еліпса на екрані осцилографа?

12. Який порядок виконання роботи визначення амплітудної характеристики швидкості коливань кмертона?

[1, т. I, § 57, 58, 60; 2, § 127]

Лабораторна робота № 17

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ МЕТОДОМ ДВОПРОВІДНОЇ ЛІНІЇ

Мета роботи - виміряти довжину хвилі генератора високої частоти.

Прилади та пристрой: лінія Лехра; генератор дециметрових хвиль типу Г4-44; індикатор напруги.

Теоретичні відомості

Двопровідна лінія - це два паралельні провідники, близько розміщені один біля одного. Таку систему можна розглядати як коливний контур з розподіленими параметрами. Якщо до такої лінії підімкнути джерело електричних гармонічних коливань досить високої частоти, то вздовж лінії між провідниками поширюватимуться електромагнітні хвилі. У безмежно довгій лінії електромагнітні хвилі мають вигляд біжучих хвиль. У цьому випадку коливання векторів E і B збігаються за фазою. Біжуча хвиля несе з собою хвилю струму й напруги у проводах. У двопровідній лінії скінченої довжини крім біжучих хвиль утворюється також відбиті від кінців лінії хвилі. Це призводить до утворення в системі стоячих електромагнітних хвиль. Останні виникають незалежно від того, замкнена чи розімкнена на кінцях двопровідна лінія.

Розглянемо механізм поширення електромагнітних хвиль у двопровідній лінії. Нехай генератор підімкнений до двопровідної лінії у точках A і B (рис. 17.1). Тоді між цими точками виникає змінне електричне поле E , яке створює у просторі змінне магнітне поле B . Величину і напрям останнього можна визначити, якщо скористатися п'яттю струму зміщення. Густота струму зміщення дается виразом $j_{cm} = \frac{\partial D}{\partial t}$, а його напрям збігається з напрямом E , якщо електричне поле зростає.

Застосувавши правило свердліка, можна визначити напрям магнітного поля B . Змінне магнітне поле створює у просторі вихрове електричне поле E' . Напрям поля E' можна визначити за правилом Ленца. Процес взаємного перетворення електричного та магнітного полів проявляється безперервно, і це призведе до послідовного виникнення полів B' , E'' і т. ін. Як видно з рис. 17.1, електричне поле E''

намагатиметься зменшити поле E , а поле E'' у свою чергу - поле E' . Теж саме можна сказати і про магнітні поля, що послідовно виникають. Результат електричне та магнітне поля зникають в одних точках простору й виникають у сусідніх, тобто електромагнітне поле поширюватиметься у вигляді електромагнітної хвилі. Напрями векторів E і B в електромагнітній хвилі будуть перпендикулярні один до одного і перпендикулярні до швидкості поширення хвилі v .

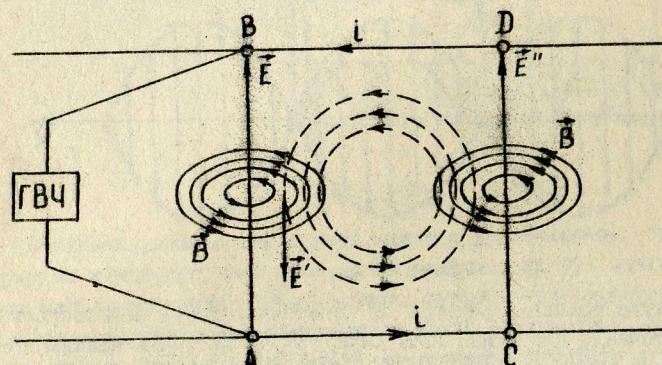


Рис. 17.1

Пояснимо, як утворюються стоячі хвилі у двопровідній лінії. Для простоти розглянемо тільки електричну складову електромагнітної хвилі. Запишемо рівняння для електричного вектора плоскої хвилі, що поширюється у додатному напрямі осі X :

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kx),$$

де k - хвильове число; ω - частота; E_0 - амплітудне значення вектора E . Тоді для відбитої хвилі відповідне рівняння матиме вигляд

$$E_2 = E_0 \cos(\omega t + kx - \varphi),$$

де φ - фазовий зсув між біжучою та відбитою хвильами. Припустимо, що відбивання є повним, тоді амплітуди падаючої та відбитої хвиль однакові. Додаванням їх утворюється стояча хвиля:

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = E_0 [\cos(\omega t - kx) + \cos(\omega t + kx - \varphi)] = \\ &= 2E_0 \cos(kx - \frac{\varphi}{2}) \cos(\omega t - \frac{\varphi}{2}). \end{aligned}$$

Якщо на довжині лінії вкладається ціле число півхвиль, то фазовий зсув буде станий, тоді в лінії утворюється стояча хвиля, амплітуда якої $E_0^{\text{ст}} = 2E_0 \cos(\kappa x - \frac{\varphi}{2})$ є функцією координати x . Вигляд цієї функції зображенний на рис. I7.2.

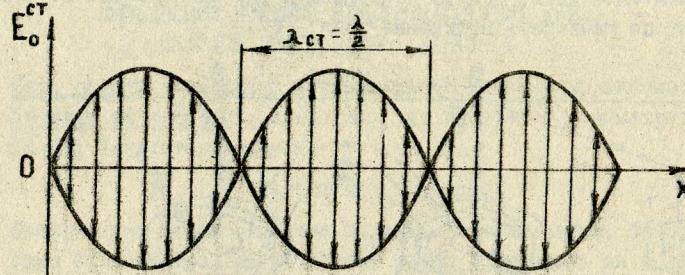


Рис. I7.2

Амплітуда коливань вектора \vec{E} в стоячій хвилі перетворюється на нуль у точках, для яких $\cos(\kappa x - \frac{\varphi}{2})=0$. Ці точки називаються вузлами електричного поля стоячої хвилі. Відстань між вузлами дорівнює половині довжини хвилі. Посередині між двома сусідніми вузлами амплітуда коливань максимальна. Такі точки називаються пучностями електричного вектора стоячої хвилі. Коливання в точках, що лежать між сусідніми вузлами, відбуваються в однакових фазах. У стоячій хвилі не відбувається передача енергії через вузли хвилі.

У стоячій хвилі коливання векторів \vec{E} і \vec{B} не збігаються за фазою, як у біжучій хвилі. Якому причина виникнення різниці фаз між коливаннями векторів \vec{E} і \vec{B} в стоячій хвилі? Відомо, що вектори \vec{E} , \vec{B} , \vec{v} утворюють правогвинтову систему. Для того щоб після відбивання взаємне положення цих векторів залишилося незмінним, один з векторів, \vec{E} або \vec{B} , має змінити стрибкоподібно фазу на π , тобто змінити свій напрям на протилежний /рис. I7.3/. Таким чином, у стоячій хвилі вузли електричного поля /напруга/ збігаються з пучностями магнітного поля /струму/, і навпаки. Характер розподілу вузлів і пучностей електричного та магнітного полів у стоячій хвилі залежить від граничних умов, тобто від умов на кінцях лінії.

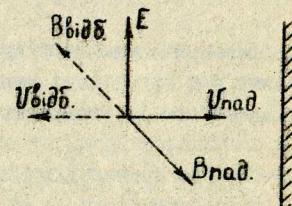


Рис. I7.3

Розглянемо двопровідну лінію, один кінець якої розімкнений, а другий індуктивно зв'язаний з генератором високої частоти /рис. I7.4, а/.

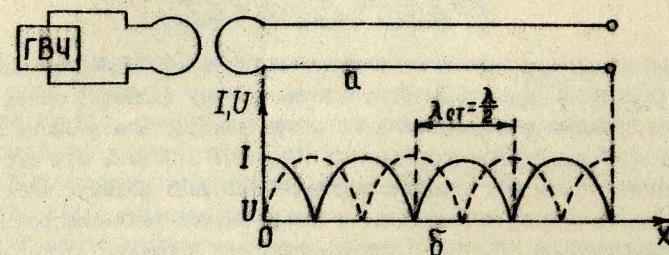


Рис. I7.4

Оскільки розімкнений кінець межує з діелектриком, то амплітуда струму на кінці дорівнює нулю, а це означає, що тут знаходитьться вузол магнітного поля \vec{B} , і, отже, пучність електричного поля \vec{E} /пучність напруги/. Для збудження в лінії резонансних коливань потрібно також, щоб на вході лінії знаходилася пучність струму /рис. I7.4, б/. Тому за розімкненого одного кінця двопровідної лінії резонансні явища виникають при умові, що й довжина дорівнює непарному числу чвертей довжини хвилі:

$$\ell = (2n - 1) \frac{\lambda}{4}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Якщо лінію закорочено /рис. I7.5, а/, то внаслідок накладання у поперечній біжучих хвиль від обох проводів у кінці проводу утвориться пучність струму і вузол напруги /рис. I7.5, б/.

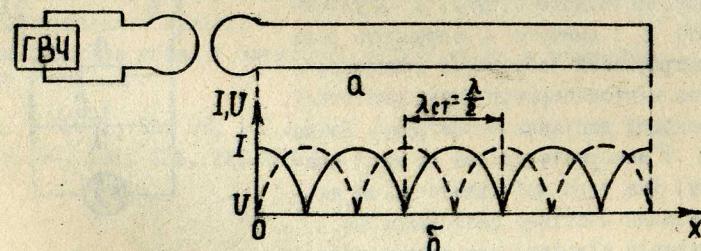


Рис. I7.5

Умова резонансу, як і раніше, вимагає, щоб на вході лінії була пучність струму. Тому за налагодження лінії в резонанс на її довжині повинно вкладатися парне число чвертей довжини хвилі /див. рис. I7.5, б/:

$$l = 2n \frac{\lambda}{4}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Для виявлення пучностей струму застосовують звичайну лампочку розжарення на 1,5...2,5 В. У пучностях струму лампочка засвічується. Для знаходження пучностей напруги можна використати неонову лампочку, газ якої світиться у пучностях напруги. Відстань між сусідніми пучностями струму або напруги дорівнює половині довжини електромагнітної хвилі в тому середовищі, в якому знаходитьсь двопровідна лінія. Вимірюючи цю відстань, можна обчислити й довжину хвилі.

Опис експериментальної установки

Для визначення довжини електромагнітних хвиль у повітрі використовується двопровідна лінія /лінія Лехера/ завдовжки 4,5 м. Відстань між проводами лінії 40 мм, діаметр проводів 2...3 мм. Налагодження лінії в резонанс з частотою генератора здійснюється переміщенням проводами провідного містка, який закорочує лінію. Генератор індуктивно з'язаний з лінією Лехера і працює в режимі безперервної генерації.

Відстань між пучностями напруги вимірюється з допомогою індикатора напруги, схема якого зображена на рис. I7.6. Для вимірювань антenu індикатора розміщують паралельно проводам лінії коло них. У колі індикатора під дією високочастотного електромагнітного поля індукується струм, значення якого пропорційне амплітуді напруги електричного поля стоячої хвилі. Детектор слугує для випрямлення високочастотного струму, а індуктивність L і ємність C виконують роль фільтра, який забезпечує проходження через мікроамперметр низькочастотної складової випрямленого струму. Резистор R використовується як шунт приладу. Для того щоб індикатор за вимірювання постійно знаходився на однаковій відстані від провідників

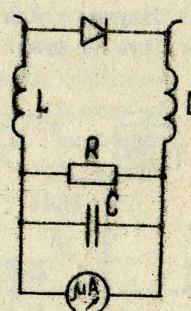


Рис. I7.6

лінії, до нього прикріплені ролики, з допомогою яких він пересувається вздовж провода. Для вимірювання переміщення індикатора використовується шкала, закріплена вздовж лінії.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути генератор і дати йому прогрітися протягом 3...5 хв.
2. Встановити на лімбі генератора частоту в діапазоні 75...600 МГц і налагодити лінію в резонанс з частотою генератора. Для цього перемістити проводячий місток уздовж лінії і домогтися того, щоб покази індикатора в пучностях напруженості електричного поля були найбільшими. Це відповідає точному налагодженню в резонанс.
3. Пересуваючи індикатор уздовж проводів лінії, знайти відстань між двома його послідовними позиціями, за яких покази мікроамперметра максимальні. Це є відстань між двома сусідніми пучностями напруженості електричного поля: $\lambda_{cr} = \lambda/2$.
4. Виконати не менше десяти вимірювань і визначити довжину електромагнітної хвилі.
5. Обчислити похибку вимірювання.

Контрольні запитання

1. Як записується рівняння біжучої електромагнітної хвилі і як встановлюється його вид?
2. Які основні засади електромагнітної теорії Максвелла?
3. Який фізичний смисл рівнянь Максвелла?
4. У чому полягає відмінність між стоячою та біжучою хвильами?
5. Що таке вихрове електричне поле і в чому його відмінність від електростатичного?
6. Як відбувається поширення електромагнітних хвиль уздовж двопровідної лінії?
7. Як розподілені пучності та вузли стоячої хвилі у замкненій і розімкненій двопровідних лініях?
8. Як вимірюється довжина електромагнітних хвиль з допомогою лінії Лехера?

[1, т.2, § 69-71, 94, 95, 100, 101; 2, § 64-66, 81, 139, 140, 143; 3, § 89, 90, 131, 136, 229-234]

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс общей физики: В 3 т. - М.: Наука, 1977 - 1979. - Т.1. Механика. Молекулярная физика. - 416 с.; Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. - 480 с.; Т.3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - 304 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: В 3 т. - М.: Наука, 1977. - Т.3. Электричество. - 430 с.
3. Калашников С.Г. Электричество. - М.: Наука, 1985. - 576 с.
4. Лабораторные занятия по физике /Под ред. Л.Л.Гольдина. - М.: Наука, 1983. - 704 с.
5. Физический практикум. Электричество и оптика /Под ред. проф. В.И.Ивероновой. - М.: Наука, 1968. - 806 с.
6. Лабораторный практикум по физике: В 2 ч. /В.А.Базакуца, Л.І.Воинова, Н.И.Гнидаш и др. - Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1969. - Ч.І. - 244 с.
7. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. - М.: Выш. шк., 1965. - 568 с.
8. Черкашин В.П. Физика. Электричество и магнетизм. Лабораторные работы. - К.: Выща шк., 1986. - 168 с.

ЗМІСТ

Лабораторна робота № 10. Визначення питомого заряду електрона методом Томсона.....	3
Лабораторна робота № II. Знімання кривої намагнічування і петлі гістерезису феромагнетиків у змінних магнітних полях..	7
Лабораторна робота № I2. Вимірювання індукції магнітного поля електромагніту.....	18
Лабораторна робота № I3. Дослідження вільних загасаючих коливань у контурі.....	24
Лабораторна робота № I4. Вивчення вимушених коливань у послідовному коливному контурі.....	37
Лабораторна робота № I5. Дослідження балістичного гальванометра.....	43
Лабораторна робота № I6. Дослідження характеристик вимушених коливань камертони.....	53
Лабораторна робота № I7. Визначення довжини електромагнітних хвиль методом двопровідної лінії.....	60