4 Elektromagnetické pole

4.1 Elektromagnetická indukcia

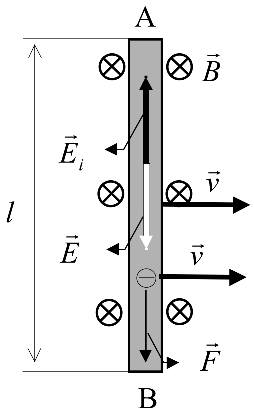
Uvažujme vodič dĺžky l, ktorý sa pohybuje konštantnou rýchlosťou $\vec{v}$ v rovine kolmej na indukciu $\vec{B}$ homogénneho magnetického poľa (pozri Obr. 4.1). Na všetky náboje vo vnútri vodiča pôsobí sila v smere dĺžky vodiča. Preto sa elektróny budú hromadiť na jeho konci B, kým na konci A bude prebytok kladného náboja. Vzniká teda elektrické pole $\vec{E}$, ktoré kompenzuje sily pôsobiace na elektrón vo vodiči, ktorý sa pohybuje v magnetickom poli. Pre takzvané indukované elektrické pole možno písať

$$q\vec{E}_i = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$$

a teda

$$\vec{E}_i = \left(\vec{v} \times \vec{B}\right).$$

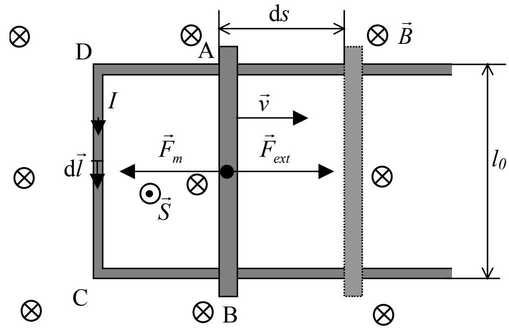
Teraz si predstavme, že tento pohybujúci sa vodič sa posúva po ramenách



Obr. 4.1

pevného vodiča tvaru U, ako je to na Obr. 4.2. Z predchádzajúcej analýzy je zrejmé, že vo vnútri vodiča tvaru U vznikne prúd I. V dôsledku tohto prúdu sú redukované náboje na koncoch pohybujúceho sa vodiča, elektrostatické pole vo vnútri pohybujúceho sa vodiča sa oslabí a magnetické sily spôsobia ďalšie posunutie voľných elektrónov od B ku A.

Počas pohybu vodiča bude vo vodiči tvaru U tiecť prúd v smere proti pohybu



Obr. 4.2

hodinových ručičiek. V pohybujúcom sa vodiči vzniká **indukované elektromotorické napätie** ϵ, ktorého veľkosť je:

$$\varepsilon = \int_B^A \vec{E}_i \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \int_B^A \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \cdot \mathrm{d}\vec{l} = vBl_0.$$

K vyjadreniu indukovaného napätia možno dospieť aj iným spôsobom. Nech uzavretou dráhou v definícii elektromotorického napätia je obvod plochy S. Vektor plochy $\mathrm{d}\vec{S}$ definujeme štandardným spôsobom a bude orientovaný tým smerom, odkiaľ vidíme vektory $\mathrm{d}\vec{l}$ v smere proti smeru pohybu hodinových ručičiek. Z obrázka 4.2 je vidieť, že platí:

$$\vec{B} \cdot \vec{S} = -BS,$$

kde B je veľkosť $\vec{B}$.

Ak sa vodič posunie doprava o vzdialenosť ds, plocha obvodu (obdĺžnika) A-B-C-D sa zväčší o

$$\mathrm{d}S = l_0 \mathrm{d}s,$$

zmena magnetického toku cez plochu ohraničenú obvodom je

$$\mathrm{d}\Phi = \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = -B\mathrm{d}S = -Bl_0\mathrm{d}s$$

a možno písať:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = -Bl_0\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = -Bl_0v = -\varepsilon.$$

Teda platí:

$$\varepsilon = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}.$$

Táto rovnica je známa ako **Faradayov zákon**, ktorý hovorí, že indukované napätie vzniká všade tam, kde sa v čase mení magnetický tok. Ak napríklad uložíme uzavretú vodivú slučku do premenného magnetického poľa, magnetický tok cez slučku sa bude meniť a vznikne v nej indukované napätie. Toto napätie uvedie do pohybu voľné elektróny vo vodiči, t. j. indukuje elektrický prúd. Smer tohto prúdu je určený tzv. **Lenzovým zákonom**, ktorý hovorí, že smer indukovaného prúdu je taký, že pôsobí proti zmene, ktorá ho vyvolala. Tento fakt môžeme dokázať analýzou situácie na obrázku 4.2.
Aby sa vodič pohyboval, je potrebná vonkajšia sila $\vec{F}_{ext}$. Keďže vodičom tečie indukovaný prúd I, magnetické pole $\vec{B}$ bude naň pôsobiť silou $\vec{F}_m$. Ako je vidieť, tieto sily sú opačne orientované.
Indukované elektrické pole je práve také reálne, ako elektrické pole vytvorené statickým nábojom a silovo pôsobí na náboje.
Faradayov zákon môžeme zapísať pre všeobecný prípad, ak vezmeme do úvahy, že

$$\varepsilon = \oint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{l}.$$

Táto rovnica v kombinácii s Faradayovým zákonom dáva

$$\oint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$$

a tiež:

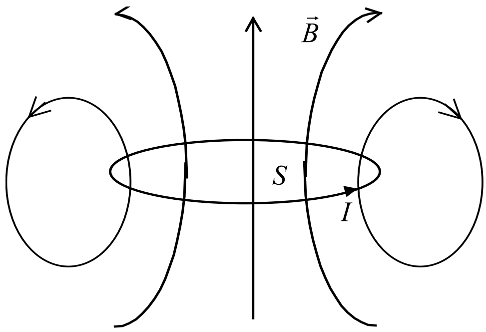
$$\oint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S}. \tag{4.1}$$

Toto je Faradayov zákon v najvšeobecnejšom tvare. Poskytuje hodnotu indukovaného napätia, pričom nezáleží na tom, čo spôsobilo zmenu magnetického toku - či už to bol pohyb vodiča, pohyb magnetu, zmena indukcie, zmena tvaru vodivej slučky alebo niečo iné.

4.2 Indukčnosť

V predchádzajúcej časti sme analyzovali ako meniaci sa magnetický tok cez plochu závitu indukuje elektromotorické napätie v závite. Vieme tiež, že v okolí vodiča, ktorým tečie prúd, vzniká magnetické pole. Môžeme teda očakávať, že premenný prúd v jednom závite bude indukovať napätie v druhom blízkom závite a dokonca bude indukovať elektromotorické napätie aj sám v sebe. Popíšeme teraz tento efekt.

Majme uzavretú slučku, ktorou tečie prúd I (Obr. 4.3). Magnetický tok Φ cez



Obr. 4.3

plochu S, ktorá je ohraničená slučkou, je daný vzťahom:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S}.$$

Hodnotu magnetickej indukcie v danom bode plochy môžeme získať z Biotovho - Savartovho zákona. Je zrejmé, že táto hodnota bude úmerná intenzite prúdu I, teda môžeme písať:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \int_S I\vec{\gamma} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = I \int_S \vec{\gamma} \cdot \mathrm{d}\vec{S}.$$

Ak označíme $\int_S \vec{\gamma} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = L$, môžeme písať

$$\Phi = LI,$$

kde konštanta úmernosti L medzi Φ a I sa nazýva **vlastná indukčnosť**. Veľkosť L závisí od geometrických vlastností a od permeability prostredia.

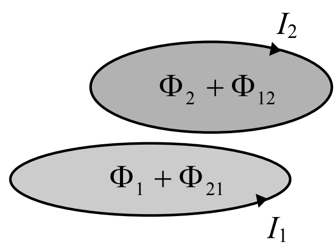
Jednotkou indukčnosti v SI je

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{\mathrm{Wb}}{\mathrm{A}} = \frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{A}} = \mathrm{H}\ (\text{henry}).$$

Majme teraz slučku, ktorou prechádza časovo premenný prúd. V tomto prípade vzniká premenný magnetický tok a ten má za následok indukované napätie. Toto indukované napätie pôsobí proti zmene toku (Lenzovo pravidlo). Napríklad ak prúd v slučke narastá, rastúci magnetický tok indukuje napätie, ktoré spôsobí spomalenie narastania tohto prúdu. Ak prúd je klesajúci, klesajúci magnetický tok indukuje napätie, ktoré bude pôsobiť proti poklesu tohto prúdu. Hodnotu napätia indukovaného v slučke s indukčnosťou L možno získať pomocou Faradyovho zákona:

$$\varepsilon = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(LI) = -L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}.$$

Teraz uvažujme prípad, keď sú dva závity 1 a 2 uložené blízko seba (Obr. 4.4).



Obr. 4.4

Je zrejmé, že premenný prúd v jednom závite bude indukovať napätie v druhom závite. Podľa Faradayovho zákona bude elektromotorické napätie ε_2 indukované v druhom závite úmerné časovej zmene magnetického toku, ktorý ním prechádza. Tento tok vzniká v dôsledku prúdu I_1, ktorý tečie prvým závitom a je preto vhodné vyjadriť indukované napätie v druhom závite pomocou prúdu prechádzajúceho prvým závitom. Nech Φ_{12} je magnetický tok prechádzajúci plochou druhého závitu v dôsledku prúdu I_1 v prvom závite. Ak obe slučky majú v priestore nemennú polohu, potom Φ_{12} je priamo úmerný prúdu I_1 v prvej slučke a konštanta úmernosti, ktorá sa nazýva vzájomná indukčnosť M_{12}, je definovaná takto:

$$M_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_1}.$$

Indukované napätie ε_2, ktoré vzniká v druhej slučke v dôsledku premenného prúdu prechádzajúceho prvou slučkou, je

$$\varepsilon_2 = -\frac{\mathrm{d}\Phi_{12}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(M_{12}I_1\right) = -M_{12}\frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t}.$$

Tento vzťah dáva do súvisu prúd v prvej slučke s napätím, ktoré sa v dôsledku toho indukuje v druhej slučke. Vzájomná indukčnosť druhej slučky vzhľadom na prvú je konštanta, ktorá závisí od veľkosti, tvaru a vzájomnej polohy oboch slučiek a tiež od prostredia.
Ak si teraz predstavíme opačnú situáciu, keď premenný prúd tečúci druhou slučkou indukuje napätie v prvej, máme

$$\varepsilon_1 = -\frac{\mathrm{d}\Phi_{21}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(M_{21}I_2\right) = -M_{21}\frac{\mathrm{d}I_2}{\mathrm{d}t}$$

kde M_{21} je vzájomná indukčnosť slučky 1 vzhľadom na slučku 2. Platí, že $M_{21} = M_{12} = M$. Preto pre dané slučky nemusíme písať indexy a teda

$$\varepsilon_1 = -M\frac{\mathrm{d}I_2}{\mathrm{d}t} \quad \text{a} \quad \varepsilon_2 = -M\frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t}.$$

Jednotkou vzájomnej indukčnosti v SI je henry (H).

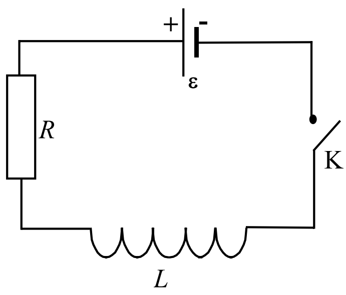
4.3 Energia a hustota energie v magnetickom poli

Práca vykonaná pri oddialení dvoch nábojov rôznych znamienok sa uloží do elektrického poľa, ktoré je medzi nimi. Môžeme ju získať späť, ak necháme náboje, aby sa opäť priblížili k sebe.
Podobne môžeme uložiť energiu v magnetickom poli. Napríklad dva dlhé rovnobežné vodiče, ktorými tečú prúdy v tom istom smere, sa priťahujú a na ich oddialenie musíme vynaložiť prácu. Túto energiu môžeme získať späť, ak necháme vodiče opäť sa k sebe priblížiť do pôvodnej polohy. Aby sme odvodili kvantitatívny vzťah pre energiu magnetického poľa, uvažujme obvod ako je na Obr. 4.5, kde je k zdroju elektromotorického napätia ε cez vypínač K pripojená cievka indukčnosti L s odporom R. V okamihu $t = 0$ je RL okruh pripojený k zdroju. V tomto okamihu je prúd $I = 0$. Podľa 2. Kirchhofovho zákona

$$\varepsilon + \varepsilon_L = RI$$

alebo

$$\varepsilon - L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = RI.$$



Obr. 4.5

Ak túto rovnicu vynásobíme prúdom I, dostaneme:

$$\varepsilon I - L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}I = RI^2. \tag{4.2}$$

Rovnica 4.2 vyjadruje zákon zachovania energie pre okruh RL. Jednotlivé členy rovnice môžeme interpretovať nasledovne:

- výraz εI vyjadruje energiu dodanú za jednotku času zo zdroja do okruhu,
- RI^2 vyjadruje energiu, ktorá sa za jednotku času v cievke premení na tepelnú energiu.

Energia, ktorá sa neprejaví ako tepelná energia, musí byť energiou magnetického poľa vytvoreného v cievke.

- Výraz $LI\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}$ musí teda predstavovať zmenu energie $\frac{\mathrm{d}E_m}{\mathrm{d}t}$ magnetického poľa za jednotku času.

Teda

$$\frac{\mathrm{d}E_m}{\mathrm{d}t} = LI\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t},$$

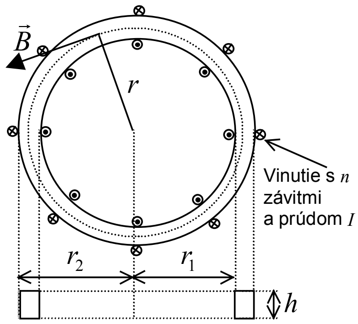
čo možno písať

$$\mathrm{d}E_m = LI\mathrm{d}I.$$

Integrovaním máme

$$E_m = \int\limits_0^{I_m} LI\mathrm{d}I = \frac{1}{2}LI_m^2, \tag{4.3}$$

čo je celková energia magnetického poľa vytvoreného cievkou indukčnosti L, ak ňou prechádza prúd I_m. Vzťah (4.3) má všeobecnú platnosť a vyjadruje energiu magnetického poľa vodiča ľubovolného tvaru indukčnosti L a ktorým preteká prúd I. Nájdime teraz všeobecné vyjadrenie energie magnetického poľa



Obr. 4.6

pomocou veličín charakterizujúcich pole. Uvažujme úzky toroid s n závitmi, ktorými tečie prúd I, ako je to na obrázku 4.6. Veľkosť indukcie poľa $\vec{B}$ vo vzdialenosti r od stredu toroidu vyjadríme pomocou zákona celkového prúdu. Za integračnú dráhu vezmeme kružnicu polomeru r:

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \oint H \mathrm{d}l = H \int_0^{2\pi r} \mathrm{d}l = H 2\pi r = nI.$$

Odtiaľ pre veľkosť indukcie máme:

$$B = \mu H = \frac{\mu n I}{2\pi r}. \tag{4.4}$$

Pre magnetický tok cez plochu jedného závitu môžeme písať

$$\Phi_0 = \int_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \int_S B \mathrm{d}S = \int_S \frac{\mu n I}{2\pi r} \mathrm{d}S = \frac{\mu n I}{2\pi} \int_0^h \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} \mathrm{d}r \mathrm{d}h = \frac{\mu n I h}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Celkový tok cez n závitov je

$$\Phi = n\Phi_0 = \frac{\mu n^2 I h}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

a vlastná indukčnosť toroidu je:

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{n\Phi_0}{I} = \frac{\mu n^2 h}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Uvažujme teraz prípad, kedy $\Delta r = r_2 - r_1 << r$. V tomto prípade môžeme použiť aproximáciu:

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = \ln \left(1 + \frac{\Delta r}{r_1}\right) \approx \frac{\Delta r}{r}.$$

Pole vo vnútri toroidu môžeme považovať za konštantné a pre indukčnosť môžeme písať:

$$L = \frac{\mu n^2 h \Delta r}{2\pi r}. \tag{4.5}$$

Magnetické pole je iba vo vnútri toroidu a jeho energia $E_m = \frac{1}{2}LI^2$. Ak za prúd dosadíme $I = \frac{2\pi r}{n\mu}B$ (pozri (4.4) a hodnotu L z rovnice (4.5), dostávame:

$$E_m = \frac{1}{2}\frac{\mu n^2 h \Delta r}{2\pi r}\left(\frac{2\pi r}{n\mu}B\right)^2 = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu}2\pi r h \Delta r = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu}V,$$

kde $V = 2\pi r h \Delta r$ je objem toroidu.
Hustotu energie w_m magnetického poľa definujeme ako energiu objemovej jednotky. Z predchádzajúcich výpočtov máme:

$$w_m = \frac{E_m}{V} = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu}.$$

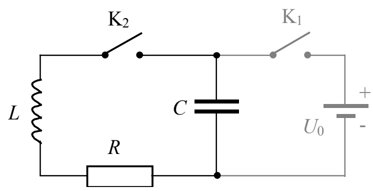
Tento výraz je všeobecný výraz pre výpočet hustoty energie magnetického poľa indukcie B a dá sa zapísať aj v tvare:

$$w = \frac{1}{2}\vec{H} \cdot \vec{B}.$$

4.4 Elektrický oscilačný obvod

Základné pojmy a matematický popis, ktoré sme použili pri štúdiu lineárneho harmonického oscilátora možno aplikovať aj pri štúdiu oscilácií elektrického prúdu v sériovom oscilačnom obvode.
Uvažujme elektrický obvod, tzv. sériový RLC obvod, zložený z ohmického odporu R, cievky s indukčnosťou L a kondenzátora s kapacitou C (pozri Obr. 4.7). RLC obvod je na obrázku 4.7 doplnený o časť obsahujúcu zdroj jednosmerného

napätia o veľkosti U_0 pripojený k RLC obvodu cez kľúč K_1. Pri rozopnutom kľúči K_2 a zopnutom kľúči K_1 sa kondenzátor nabije na napätie zdroja U_0. Toto napätie zostáva na kondenzátore aj po následnom vypnutí kľúča K_1. Vyšetrime časový priebeh prúdu RLC obvodom od momentu zapnutia kľúča K_2. Druhý



Obr. 4.7

Kirchhoffov zákon pre uvedený RLC obvod má tvar:

$$U_L + U_C = RI, \tag{4.6}$$

kde napätie na kondenzátore je

$$U_C = \frac{Q}{C}, \tag{4.7}$$

samoindukčné elektromotorické napätie indukované v cievke je

$$U_L = -L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}, \tag{4.8}$$

kde Q je náboj na kondenzátore a I je prúd tečúci obvodom.
V ďalšom kroku dosadíme rovnice (4.7), (4.8) do rovnice (4.6) a následne celú rovnicu zderivujeme podľa času. Dostaneme:

$$\frac{1}{C}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} - L\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} = R\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}. \tag{4.9}$$

Ak si uvedomíme, že

$$I = -\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t},$$

môžeme rovnicu (4.9) vyjadriť v tvare:

$$L\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} + R\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}I = 0. \tag{4.10}$$

Po predelení rovnice (4.10) L a zavedení substitúcií

$$2b = \frac{R}{L} \quad \text{a} \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}, \tag{4.11}$$

dospejeme k rovnici

$$\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} + 2b\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2 I = 0. \tag{4.12}$$

K rovnakej rovnici sme dospeli aj pri riešení problému tlmeného lineárneho harmonického oscilátora. Analogicky ako v uvedenom prípade dostaneme, pre prípad malého tlmenia ($b < \omega_0$) všeobecné riešenie rovnice (4.12) v tvare:

$$I = I_0 e^{-bt} \sin(\omega t + \varphi), \qquad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}, \tag{4.13}$$

kde amplitúda I_0 a fázová konštanta φ sú integračné konštanty, závislé na počiatočných podmienkach.
Špeciálny (ideálny) prípad netlmených elektrických oscilácií predstavuje prípad LC obvodu, t.j. prípad, keď položíme ohmický odpor obvodu $R = 0$. V tomto prípade nadobudne rovnica (4.12) tvar:

$$\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} + \omega_0^2 I = 0.$$

Jej všeobecné riešenie môžeme vyjadriť rovnicou:

$$I = I_0 \sin(\omega_0 t + \varphi). \tag{4.14}$$

S využitím rovníc (4.6) (pre $R = 0$), (4.8) a (4.14) môžeme vyjadriť časovú závislosť napätia na kondenzátore:

$$U_C = -U_L = L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = LI_0\omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \tag{4.15}$$

Pre prípad spustenia oscilácií postupom popísaným v úvode tejto kapitoly je v čase $t = 0$ $I = 0$ a $U_0 = U_c$.
Po dosadení týchto počiatočných podmienok do rovníc (4.14) a (4.15)dostaneme:

$$0 = I_0 \sin(\varphi), \qquad U_0 = LI_0\omega_0 \cos(\varphi)$$

a ich riešením je:

$$\varphi = 0 \quad \text{a} \quad I_0 = \frac{U_0}{L\omega_0}.$$

Vzťah (4.14) prejde potom do tvaru

$$I = \frac{U_0}{L\omega_0} \sin \omega_0 t. \tag{4.16}$$

Vidíme, že v uvažovanom elektrickom obvode tečie periodicky premenlivý harmonický elektrický prúd. Hovoríme, že ide o harmonické kmity alebo oscilácie elektrického prúdu. Uvažovaný elektrický obvod nazývame preto oscilačným elektrickým obvodom. Pre periódu harmonických oscilácií elektrického prúdu platí:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{4.17}$$

Vzťah (4.17) je Thomsonov vzorec.
Pre frekvenciu oscilácií platí:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Všimnime si procesy, ktoré v oscilačnom obvode prebiehajú. V čase $t = 0$ medzi elektródami nabitého kondenzátora existuje elektrické pole, ktorého energia je

$$E_e = \frac{1}{2}CU_0^2.$$

Po zapnutí kľúča K_2 sa začne kondenzátor vybíjať, obvodom preteká premenlivý prúd. Elektrické pole postupne zaniká, a na jeho konto vzniká pole magnetické. Toto pole je najintenzívnejšie vtedy, keď má prúd v obvode maximálnu hodnotu I_0. Vtedy je energia magnetického poľa daná vzťahom:

$$E_m = \frac{1}{2}LI_0^2. \tag{4.18}$$

S ohľadom na vzťah (4.16) stane sa tak v čase $t = \frac{\pi}{2\omega_0} = \frac{T}{4}$. Výraz (4.18), využijúc vzťah (4.11), v tomto okamihu možno upraviť na tvar:

$$E_m = \frac{1}{2}LI_0^2 = \frac{1}{2}L\frac{U_0^2}{L^2\frac{1}{LC}} = \frac{1}{2}CU_0^2 = E_e.$$

Vidíme, že v tomto okamihu je energia magnetického poľa rovná energii pôvodného elektrického poľa, ktoré bolo medzi elektródami kondenzátora v čase $t = 0$. V čase $t = \frac{T}{4}$ niet poľa elektrického, na jeho konto vzniklo pole magnetické. Celá energia aj hmotnosť pôvodného elektrického poľa prešla na energiu a hmotnosť magnetického poľa. V ďalšom priebehu sa kondenzátor opäť nabíja, pravda s opačnou polaritou, vzniká teda zase pole elektrické a to na konto magnetického poľa, ktoré zaniká a v čase $t = \frac{\pi}{\omega_0} = \frac{T}{2}$ úplne zanikne. V tomto okamžiku existujúce elektrické pole sa vyznačuje opäť energiou $E_e = \frac{1}{2}CU_0^2$. V ďalšom priebehu sa zase energia elektrického poľa mení na energiu magnetického poľa a naopak. Máme tu do činenia s prípadom periodickej premeny elektrického poľa na pole magnetické a naopak. Takýto oscilačný obvod označujeme ako netlmený oscilačný obvod, a oscilácie v ňom vzniklé by sa teoreticky mohli udržať nekonečne dlho. To je však ideálny prípad. V skutočnosti dochádza pri tomto procese k výmene energie nielen medzi elektrickým a magnetickým poľom, ale aj medzi vodičmi, ktoré obvod uzatvárajú. V dôsledku toho sa vždy väčšia a väčšia časť energie elektromagnetickej mení na vnútornú energiu týchto vodičov, až nakoniec oscilácie celkom zaniknú. Tieto straty označujeme ako ohmické straty a takýto oscilačný obvod nazývame tlmeným oscilačným obvodom. Priebeh prúdu v takomto obvode je popísaný rovnicou (4.13). Pre periódu tlmených oscilácií platí vzťah:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - b^2}}.$$

Poznamenajme, že aj v prípade ideálneho obvodu ($R = 0$) existuje zdroj energetických strát, ktoré principiálne nemožno nikdy zanedbať. Príčinou týchto strát je, že elektrický oscilačný obvod časť svojej elektromagnetickej energie odovzdáva prostredníctvom elektromagnetických vĺn, ktoré vysiela. Intenzita tohto vysielaného elektromagnetického vlnenia je veľmi rozdielna a v podstatnej miere závisí od geometrického tvaru oscilačného obvodu. Pri elektrickom obvode, ktorý pozostáva z husto navinutej indukčnej cievky s indukčnosťou L a doskového kondenzátora kapacity C, je toto vlnenie veľmi slabé vtedy, keď kapacita celého obvodu je prakticky celkom daná kapacitou kondenzátora. Hodnoty L a C musia byť oproti indukčnosti a kapacite ostatných častí obvodu veľmi veľké, ak chceme, aby straty spôsobené vysielaním elektromagnetického vlnenia boli veľmi malé. V takomto prípade hovoríme o uzavretom elektrickom oscilačnom obvode. Obvod nakreslený na Obr. 4.7 je spravidla takýto uzavretý obvod. Pri tzv. otvorenom elektrickom oscilačnom obvode sú energetické straty prostredníctvom vysielaného elektromagnetického žiarenia už veľmi výrazné. V takomto prípade vzniká aj pri nulovom alebo zanedbateľnom ohmickom odpore obvodu značné tlmenie elektrických oscilácií v dôsledku vysielaného elektromagnetického žiarenia, takže možno hovoriť o tlmení žiarením. Aby sa kmity v takýchto otvorených zdrojoch udržali, je potrebné vyžiarenú energiu nahradiť energiou z nejakého vonkajšieho generátora.