4. OSCILAŢII MECANICE ŞI ELECTROMAGNETICE

Oscilatorul armonic constituie un exemplu de mişcare periodică de o importanţă majoră deoarece serveşte ca model exact sau aproximativ pentru multe probleme de fizica clasică sau cuantică. Sistemele clasice descrise pe baza oscilatorului armonic includ orice sistem scos puţin din starea de echilibru, ca de exemplu:

- un corp fixat de un resort;
- un pendul simplu;
- un circuit electric compus dintr-o bobină ideală şi un condensator.

În toate aceste cazuri sunt considerate acele excitaţii cărora le corespund răspunsuri liniare. Dacă domeniul de variaţie al mărimilor care intervin este suficient de mic, majoritatea fenomenelor fizice sunt liniare, adică răspunsul este direct proportional cu forţa.

Principalele proprietăţi ale oscilatorului armonic sunt:

- frecvenţa mişcării este independentă de amplitudinea oscilaţiei în domeniul de liniaritate;
- efectele mai multor forţe externe se suprapun liniar.

În acest capitol se vor trata proprietăţile oscilatorului armonic considerându-se atât oscilaţiile libere cât şi cele forţate cu şi fără amortizare. Aşa cum se va observa, în cazul oscilaţiilor mecanice mărimea care variază periodic este distanţa sau unghiul, iar în cazul oscilaţiilor electromagnetice variază periodic sarcina electrică din circuit, deci curentul electric. Analogia între mărimile mecanice şi electrice favorizează tratarea unitară a acestor procese şi înţelegerea fenomenelor care au loc în circuitele electrice de curent alternativ având ca model oscilaţiile mecanice.

4.1 Oscilaţii armonice libere

4.1.1. Corp fixat de un resort

Un corp de masa m, fixat de un resort cu constanta elastică k este deplasat uşor din poziţia de echilibru şi i se dă drumul, Fig.4.1. Mişcarea corpului se efectuează sub acţiunea forţelor elastice în lungul direcţiei Ox, F=-kx. În acest caz legea fundamentală a dinamicii se scrie astfel:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-kx;\qquad \frac{dx^2}{dt^2}+\frac{k}{m}x=0;\qquad \frac{d^2x}{dt^2}+\omega_0^2x=0 \tag{4.1}$$

unde $\omega_0^2=k/m$ este pulsaţia sau frecvenţa unghiulară proprie a sistemului alcătuit din resort şi corp. Ecuaţia (4.1) este o ecuaţie diferenţială de gradul doi tipică ce are soluţia de forma:

$$x=A\sin(\omega_0 t+\varphi_0) \tag{4.2}$$

unde A este amplitudinea mişcării, argumentul funcţiei sinus este faza mişcării, iar φ_0 este faza iniţială a mişcării (la momentul t=0). Viteza şi acceleraţia la momentul t se deduc succesiv:

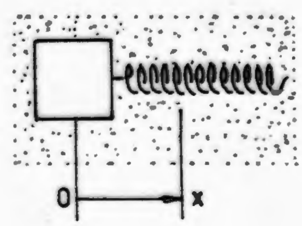

Fig.4.1.

$$\begin{aligned} v&=\frac{dx}{dt}=\omega_0A\cos(\omega_0t+\varphi_0)\\ a&=\frac{dv}{dt}=\frac{d^2x}{dt^2}=-\omega_0^2A\sin(\omega_0+\varphi_0)\end{aligned} \tag{4.3}$$

Perioada şi frecvenţa oscilaţiilor se afla pe baza relaţiei cunoscute din liceu $\omega=2\pi\nu=2\pi/T$ şi sunt determinate de constanta elastică şi de masa corpului:

$$T=2\pi\sqrt{\frac{m}{k}};\qquad \nu=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{4.4}$$

Forţele elastice sunt forţe conservative, deci energia oscilatorului se conservă, aşa cum rezultă şi din demonstraţia urmatoare:

$$E=E_c+E_p=\frac{mv^2}{2}+k\frac{x^2}{2}=k\frac{A^2}{2}=\frac{m\omega_0^2A^2}{2} \tag{4.5.}$$

4.1.2. Pendulul simplu (pendulul gravitaţional)

Pendulul simplu sau pendulul gravitaţional este un corp punctiform de masă m fixat de capatul inferior al unui fir considerat fară masă, inextensibil şi netorsionabil de lungime l care se mişcă în plan vertical, Fig.4.2. Forţa ce produce mişcarea este componenta tangenţială a greutăţii, iar spaţiul strabatut este arcul s=lθ. Scriem şi în acest caz legea fundamentală a dinamicii:

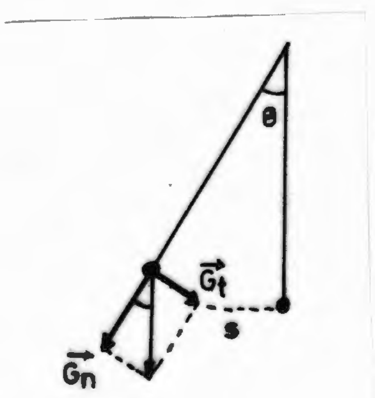

Fig.4.2.

$$m\frac{d^2s}{dt^2}=-mg\sin\theta;\quad cu:\ s=l\theta;\quad \frac{d^2s}{dt^2}=l\frac{d^2\theta}{dt^2}$$
$$\Rightarrow\ ml\frac{d^2\theta}{dt^2}+mg\sin\theta=0 \tag{4.6}$$

Pentru unghiuri de deviaţie mici (θ<5°) sinθ se aproximează cu θ, iar relaţia (4.6) devine:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2}+\frac{g}{l}\theta=0\,;\qquad \frac{d^2\theta}{dt^2}+\omega_0^2\theta=0\,;\qquad \omega_0^2=\frac{g}{l} \tag{4.7}$$

Am ajuns la o ecuaţie care are aceeaşi formă cu ecuaţia (4.1) a cărei soluţie reprezintă legea de mişcare a pendulului simplu:

$$\theta=\theta_0\sin(\omega_0 t+\varphi_0) \tag{4.8}$$

Perioada şi frecvenţa pendulului simplu sunt:

$$T=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{l}{g}}\,;\qquad \nu=2\pi\sqrt{\frac{g}{l}} \tag{4.9}$$

4.1.3. Circuitul LC

Să considerăm un condensator ideal de capacitate C încarcat cu sarcina Q_0 legat la bornele unei bobine ideale de inductanţă L, Fig.4.3. La un moment dat tensiunea pe condensator U_c, tensiunea autoindusă la bornele bobinei U_L şi curentul I prin circuit sunt:

$$U_C=\frac{Q}{C}\,;\qquad U_L=-L\frac{dI}{dt}\,:\qquad I=\frac{dQ}{dt}\ \Rightarrow\ Q=\int I dt \tag{4.10}$$

Aplicand legea a II-a a lui Kirchhoff pentru ochiul de reţea rezultă:

$$U_C=U_L$$

$$\frac{Q}{C}=-L\frac{dI}{dt}\qquad |:L$$

$$\frac{d^2Q}{dt^2}+\frac{1}{LC}Q=0\,; \tag{4.11}$$

$$\frac{d^2Q}{dt^2}+\omega_0^2Q=0\,;\qquad \omega_0^2=\sqrt{\frac{1}{LC}}$$

Ecuaţia (4.11) este de acelaşi tip cu ecuaţia (4.1) şi are soluţia :

$$Q=Q_0 \sin(\omega_0 t+\varphi_0) \tag{4.12}$$

Analiza relaţiilor (4.2) şi (4.11) conduce la următoarele analogii între mărimile mecanice şi cele

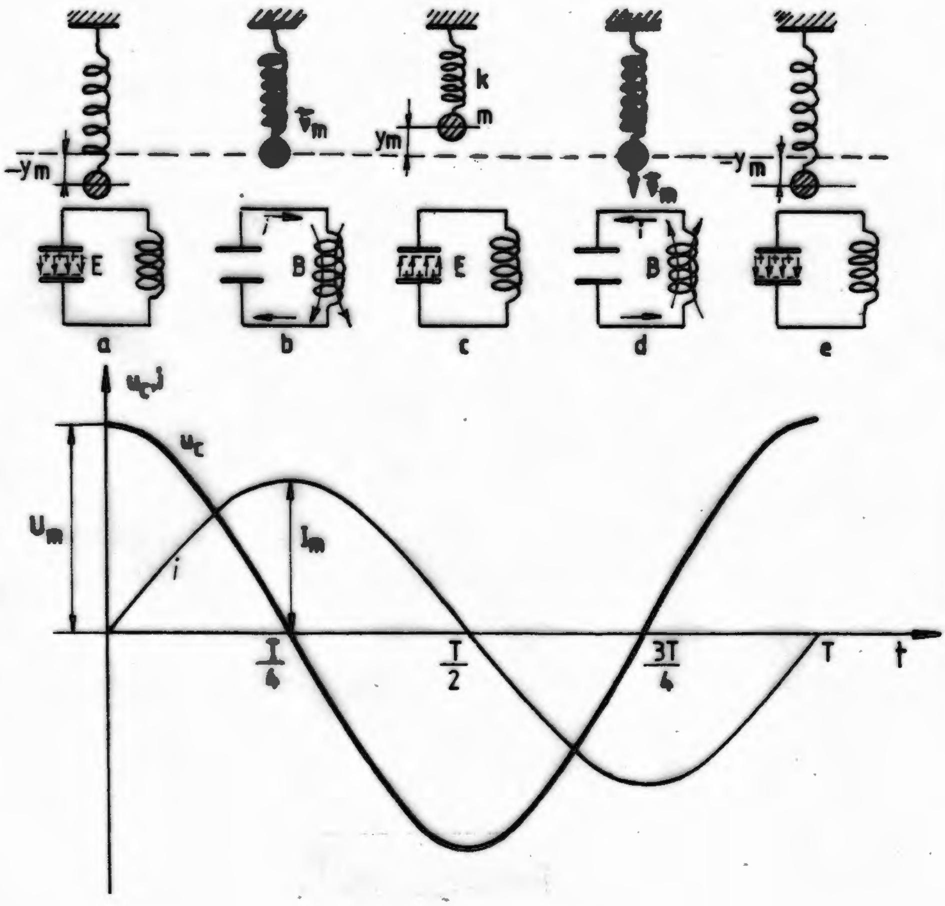

Fig.4.3.

electrice:

$$x \Leftrightarrow Q; \quad v \Leftrightarrow I; \quad m \Leftrightarrow L; \quad k \Leftrightarrow \frac{1}{C}$$

$$E_p=\frac{kx^2}{2} \Leftrightarrow \frac{Q^2}{2C}=E_{el}; \quad E_c=\frac{mv^2}{2} \Leftrightarrow \frac{LI^2}{2}=E_{mag} \tag{4.13}$$

În circuitul oscilant LC energia câmpului electric al condensatorului se transformă în energia câmpului magnetic al bobinei şi invers, asemănator transformarii energiei potenţiale în energie cinetică şi invers în cazul oscilatorului elastic sau gravitaţional, Fig.4.3.

4.1.4. Valoarea medie a energiei cinetice şi a energiei potenţiale

Deoarece mişcarea este periodică, media în timp de o perioada este egală cu media pe mai multe perioade şi este unică. Ea se calculează cu ajutorul relaţiei:

$$\langle A\rangle=\frac{1}{T}\int_0^T A(t)\,dt \tag{4.14}$$

Valoarea medie pe o perioadă $T=2\pi/\omega_0$ pentru:

- energia cinetică este:

$$\langle E_c\rangle=\frac{1}{T}\int_0^T \frac{mv^2}{2}dt=\frac{1}{2}mA^2\frac{\omega_0}{2\pi}\int_0^T \cos^2\omega_0 t\,dt=\frac{1}{4}m\omega_0^2A^2 \tag{4.15}$$

- energia potenţială este:

$$\langle E_p\rangle=\frac{1}{T}\int_0^T \frac{kx^2}{2}dt=\frac{1}{2}kA^2\frac{\omega_0}{2\pi}\int_0^T \sin^2\omega_0 t\,dt=\frac{1}{4}m\omega_0^2A^2 \tag{4.16}$$

Se constată că $\langle E_c\rangle=\langle E_p\rangle$, iar energia totală medie a oscilatorului este :

$$\langle E\rangle=\langle E_c\rangle+\langle E_p\rangle=\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2=E \tag{4.17}$$

Am găsit o proprietate importantă a oscilatorului armonic: egalitatea mediilor temporale ale energiilor cinetică şi potenţială. Ea nu este adevarată pentru oscilatorii anarmonici, dar este o bună aproximaţie pentru oscilatorii slab amortizaţi.

4.2. Oscilaţii proprii amortizate

4.2.1. Oscilaţii elastice amortizate

Modelul fizic de oscilaţii proprii amortizate se află în Fig.4.4.: un oscilator armonic asupra căruia acţionează şi o forţă de frecare proporţională cu viteza care se opune mişcării, $F_r=-bv$ (b=coeficient de frecare vâscoasă).

Toţi oscilatorii armonici reali sunt amortizaţi de forţele de frecare cu aerul. Legea fundamentală a dinamicii în acest caz este:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-kx-b\frac{dx}{dt};$$

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+b\frac{dx}{dt}+kx=0 \quad |:m \tag{4.18}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2}+2\delta\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=0; \quad \delta=\frac{b}{2m}; \quad \omega_0^2=\frac{k}{m}$$

unde δ este coeficientul de amortizare, iar ω_0 este frecvenţa unghiulară a oscilaţiei armonice fără frecare, frecvenţa unghiulară proprie.

Pentru rezolvarea ecuaţiei (4.17) scriem ecuaţia caracteristică şi soluţiile ei:

$$r^2+2\delta r+\omega_0^2=0; \tag{4.19}$$

$$r_{1,2}=\delta\pm\sqrt{\delta^2-\omega_0^2}$$

Dacă forţa de frecare este foarte mare, adică $\delta>\omega_0$ soluţiile (4.19) sunt reale şi

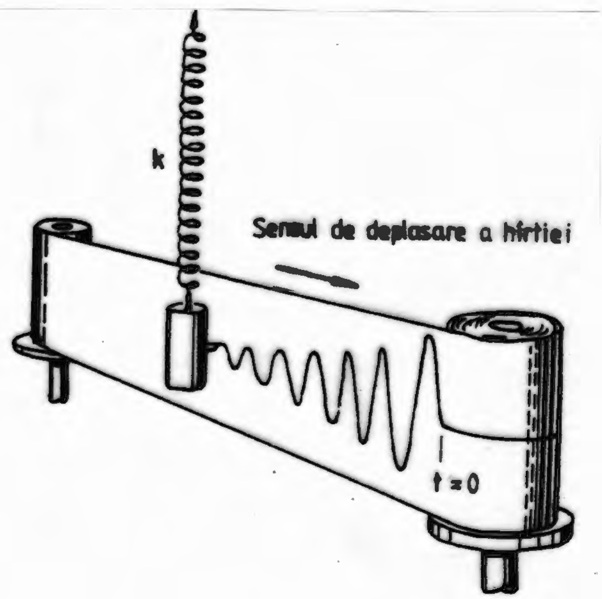

Fig.4.4.

mişcarea este aperiodică, iar amplitudinea oscilaţiilor scade exponenţial în timp. Dacă forţa de frecare are o astfel de valoare încât $\delta<\omega_0$, soluţiile (4.19) sunt marimi complexe şi în acest caz mişcarea este periodică cu frecvenţa unghiulară ω, aşa cum rezultă din relaţiile următoare:

$$r_{1,2}=-\delta\pm i\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}=-\delta\pm i\omega\,;\quad \omega=\sqrt{\omega_0^2-\delta^2} \tag{4.20}$$

Soluţia ecuaţiei diferenţiale (4.18) în acest caz reprezintă legea de mişcare a oscilatorului amortizat:

$$x=Ae^{-\delta t}\sin(\omega t+\varphi)\,;\quad A(t)=Ae^{-\delta t}\,;\quad \Rightarrow\quad x=A(t)\sin(\omega t+\varphi) \tag{4.21}$$

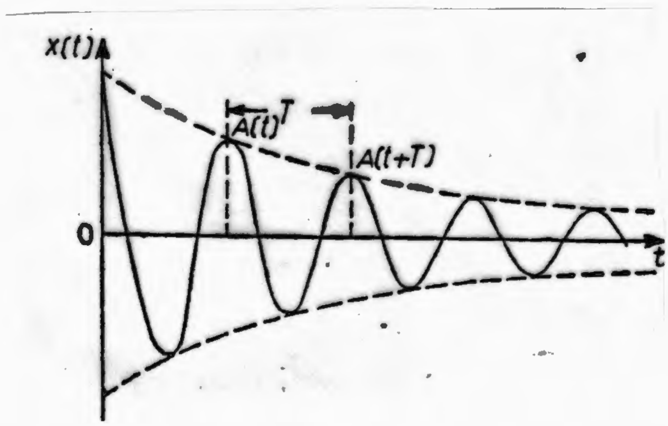

Fig.4.5.

Oscilaţia amortizată este o mişcare oscilatorie cu frecvenţa unghiulară ω şi cu amplitudinea variabilă exponenţial în timp, Fig.4.5.

Pentru caracterizarea amortizării oscilaţiilor se introduce mărimea numită decrement logaritmic al amortizării Δ definit prin logaritmul natural al raportului a două amplitudini succesive:

$$\Delta=\ln\frac{A(t)}{A(t+T)}=\ln e^{\delta T}=\delta T \tag{4.22}$$

O altă mărime utilizată în acelaşi scop este timpul de relaxare τ, care reprezintă intervalul de timp în care amplitudinea scade de e ori:

$$A(t+\tau)=\frac{A(t)}{e}; \quad \Rightarrow \tau=\frac{1}{\delta} \tag{4.23}$$

Acest rezultat s-a obţinut prin înlocuirea lui A(t) în (4.23). Mărimea $Q=\omega_0\tau=\omega_0/\delta$ se numeşte atenuare. În mişcările aperiodice $Q<1$, iar în mişcările periodice $Q>1$, aşa cum rezultă din analiza relaţiei (4.19).

În Tabelul 4.1 sunt redate ordinele de mărime ale atenuării pentru câteva exemple de oscilatori amortizaţi.

Tabelul 4.1.

Oscilatorul amortizat	Q
mişcari seismice ale pamântului	25-1400
coarda de vioara sau pian	$\sim$ 1000
atomul excitat	10^7
nucleul excitat	3.10^{12}

Observaţii:

- Din formula (4.21) rezultă că oscilaţiile încetează după un timp infinit. În realitate, oscilaţiile încetează după un timp finit, deoarece când amplitudinea devine comparabilă cu dimensiunile atomice, oscilaţiile sunt practic insesizabile.
- Energia oscilatorului amortizat scade în timp. Ea se pierde prin lucrul mecanic al forţelor de frecare.

4.2.2. Oscilaţii electromagnetice amortizate

Considerăm un circuit format dintr-o bobină de inductanţă L, un condensator de capacitate C şi un rezistor de rezistenţă R, în care condensatorul a fost încărcat iniţial cu sarcina Q_0, Fig.4.6. Când comutatorul se afla în poziţia 1 condensatorul se încarca, iar când se afla în poziţia 2 în circuitul RLC se produc oscilaţii care sunt vizualizate pe ecranul osciloscopului.

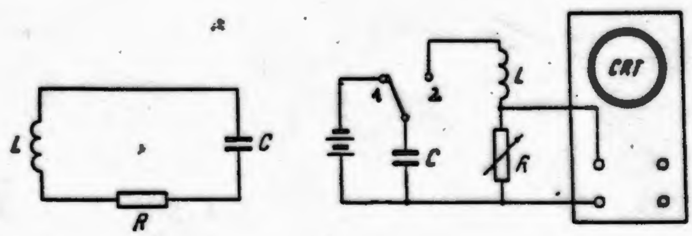

Fig.4.6.

Prezenţa rezistorului implică o tensiune suplimentară $U_R=IR=R.dQ/dt$, care, pe baza analogiei (4.13) corespunde forţei de frecare b.dx/dt. Bilanţul tensiunilor în circuit conduce la relaţiile:

$$U_C+U_R=U_L$$

$$\frac{Q}{C}+R\frac{dQ}{dt}=-L\frac{d^2Q}{dt^2}\Big|:L \qquad (4.24)$$

$$\frac{d^2Q}{dt^2}+2\delta\frac{d^2Q}{dt^2}+\omega_0^2Q=0\,; \qquad 2\delta=\frac{R}{L}\,; \qquad \omega_0^2=\frac{1}{LC}$$

Oscilaţiile amortizate se obţin pentru $\delta<\omega_0$, adică pentru $R<2(L/C)^{1/2}$ şi au expresia:

$$Q=Q_0e^{-\frac{R}{2L}}\sin\omega t\,; \qquad \omega=\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}=\sqrt{\frac{1}{LC}-\left(\frac{R}{2L}\right)^2} \qquad (4.25)$$

Se observă că rezistenţa are un efect de micşorare a frecvenţei oscilaţiilor. În cazuri concrete valoarea lui δ este mică şi acest efect este neglijabil.

4.3. Oscilaţii armonice forţate. Rezonanţa.

4.3.1. Oscilaţii elastice forţate

Pierderea energiei oscilatorului amortizat se compensează dacă asupra sa acţionează o forţă exterioară periodică $F=F_0\sin\,\omega_1t$. Legea a doua a dinamicii devine în acest caz:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+b\frac{dx}{dt}+kx=F_0\sin\omega_1 t\Big|:m$$
$$\frac{d^2x}{dt^2}+2\delta\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=\frac{F_0}{m}\sin\omega_1 t \tag{4.26}$$

Teoria ecuaţiilor diferenţiale demonstrează că soluţia acestei ecuaţii neomogene este suma dintre soluţia ecuaţiei omogene şi o soluţie particulară de forma membrului drept al ecuaţiei:

$$x=x_0+x_p=Ae^{-\delta t}\sin(\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}\,t+\varphi_0)+A_1\sin(\omega_1 t+\varphi) \tag{4.27}$$

Soluţia x_0 se anulează după un interval de timp $t>>\tau$ datorită amortizarii, iar sistemul intră în regim stationar de oscilaţie cu frecvenţa identică cu cea a forţei exterioare, aşa cum arată soluţia x_p. Înlocuind soluţia x_p în relaţia (4.26) se obţine expresia amplitudinii şi a fazei oscilaţiei forţate:

$$A_1=\frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2-\omega_1^2)^2+4\delta^2\omega_1^2}};\qquad tg\varphi=\frac{2\delta\omega_1}{\omega_1^2-\omega_0^2} \tag{4.28}$$

Amplitudinea oscilaţiilor forţate în regim staţionar este puternic dependentă de frecvenţa forţei externe. Valoarea maximă se află din condiţia $dA_1/d\omega=0$ din care rezultă:

$$\omega_1=\omega_{rez}=\sqrt{\omega_0^2-2\delta^2};\qquad A_1=A_{rez}=\frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}} \tag{4.29}$$

Fenomenul prin care apare un maxim de amplitudine a mişcării forţate la o frecvenţă apropiată de frecvenţa proprie de a sistemului se numeste rezonanţă. Din Fig.4.7. se vede că valoarea lui A_{rez} creşte odată cu scăderea coeficientului de amortizare δ şi tinde la infinit pentru $\delta=0$.

Să precizăm că defazajul φ reprezintă unghiul cu care elongaţia $x=x_p$ îşi atinge maximul înaintea forţei F.

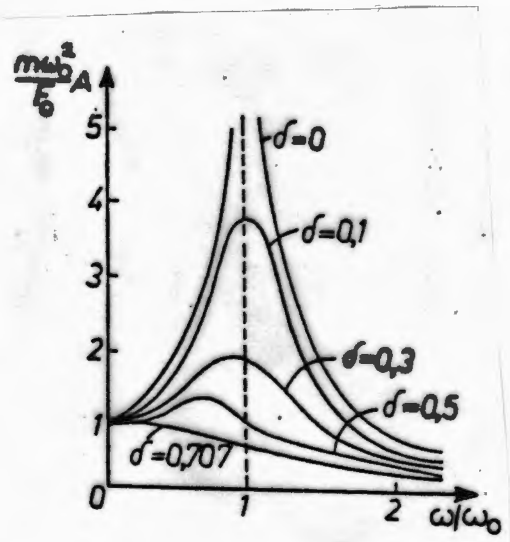

Fig.4.7.

Variaţia lui φ cu ω_1 este reprezentată în Fig.4.8. Din grafic se observă că faza φ este întotdeauna negativă şi cuprinsă în intervalele:

$$0>\varphi>-\frac{\pi}{2}, \quad pt.\ \omega_1<\omega_0$$
$$-\frac{\pi}{2}>\varphi>-\pi, \quad pt.\ \omega_1>\omega_0$$
$$\varphi=0, \quad pt.\ \omega_1=0 \qquad (4.30)$$

Să analizăm soluţia ecuaţiei (4.26) în cazurile limită, presupunând că amortizarea este slabă, $\omega_0\tau>>1$.

a. Frecvenţa forţei exterioare este mică, $\omega_1<<\omega_0$. În acest caz defazajul φ tinde la zero, $\varphi=0$, iar răspunsul la frecvenţa joasă este în fază cu forţa externă. Amplitudinea mişcării este:

$$\varphi\to0, \qquad A_1\to\frac{F_0}{m\omega_0^2}=\frac{F_0}{k} \qquad (4.31)$$

Se spune că resortul, prin constanta k, controlează răspunsul: corpul este deplasat înainte şi înapoi de forţa externă care acţionează împotriva forţei elastice a resortului.

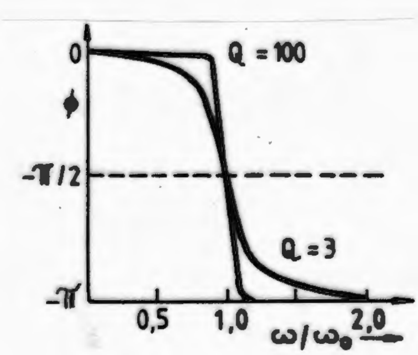

Fig.4.8.

b. Frecvenţa forţei exterioare este identică cu frecvenţa proprie a oscilatorului: $\omega_1=\omega_0$. În acest caz:

$$\varphi=-\frac{\pi}{2}, \qquad A_1=\frac{F_0}{2m\delta\omega_1} \qquad (4.32)$$

şi amortizarea controlează oscilaţia

(δ). Răspunsul maxim nu apare exact când $\omega_1=\omega_0$ ci la valoarea lui ω_1 data de expresia (4.29). Pentru amortizare slabă frecvenţa maximului este foarte aproape de frecvenţa proprie, aşa cum se vede şi din Fig.4.5. Este interesant de observat că la rezonanţă forţa este defazată faţă de elongaţie cu $-\pi/2$, deci este în fază cu viteza oscilatorului. Pentru ca transferul de putere să fie maxim forţa şi viteza trebuie să fie în fază, astfel sistemul primeşte un impuls maxim în momentul în care viteza sa este maxima.

c. Frecvenţa forţei exterioare este înaltă: $\omega_1>>\omega_0$. În acest caz avem:

$$\varphi\rightarrow-\pi\,; \qquad A_1\rightarrow\frac{F_0}{m\omega_1^2} \tag{4.33}$$

Amplitudinea descreşte cu ω_1, răspunsul este controlat de inerţia sistemului (m), iar masa răspunde ca un obiect liber fiind deplasată rapid înainte şi înapoi de către forţă.

În concluzie, elongaţia este mereu în întârziere faţă de forţa exterioară.

În practică sunt cunoscute numeroase cazuri în care eforturi de energie relativ scăzută efectuate cu frecvenţa apropiată de frecvenţa proprie au condus la distrugeri însemnate de poduri, clădiri înalte, rotoare de turbine. Dar rezonanţa are şi numeroase avantaje utilizate în mecanică, acustică şi în telecomunicaţii.

4.3.2. Oscilaţii electromagnetice forţate

Oscilaţiile electromagnetice amortizate devin forţate dacă în circuitul RLC se introduce o sursă de tensiune alternativă $U=U_0\sin\omega_1 t$. Suma tensiunilor din circuit va fi:

$$U_C + U_R = U_L + U$$

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = U_0 \sin\omega_1 t \quad |:L \tag{4.34}$$

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\delta\frac{dQ}{dt} + + \omega_0^2 Q = \frac{U_0}{L}\sin\omega_1 t$$

Prin analogie cu ecuaţia (4.26) în care lui U_0 îi corespunde F_0 găsim amplitudinea Q_0 şi faza φ a oscilaţiei forţate a sarcinii electrice:

$$Q = Q_0 \sin(\omega_1 t + \varphi)$$

$$Q_0 = \frac{U_0}{L\sqrt{\left(\frac{1}{LC} - \omega_1^2\right)^2 + \frac{R^2}{L^2}\omega_1^2}} = \frac{U_0}{\sqrt{\left(\frac{1}{C} - \omega_1^2 L\right)^2 + R^2\omega_1^2}} \tag{4.35}$$

$$tg\varphi = \frac{\frac{R}{L}\omega_1}{\omega_1^2 - \frac{1}{LC}}$$

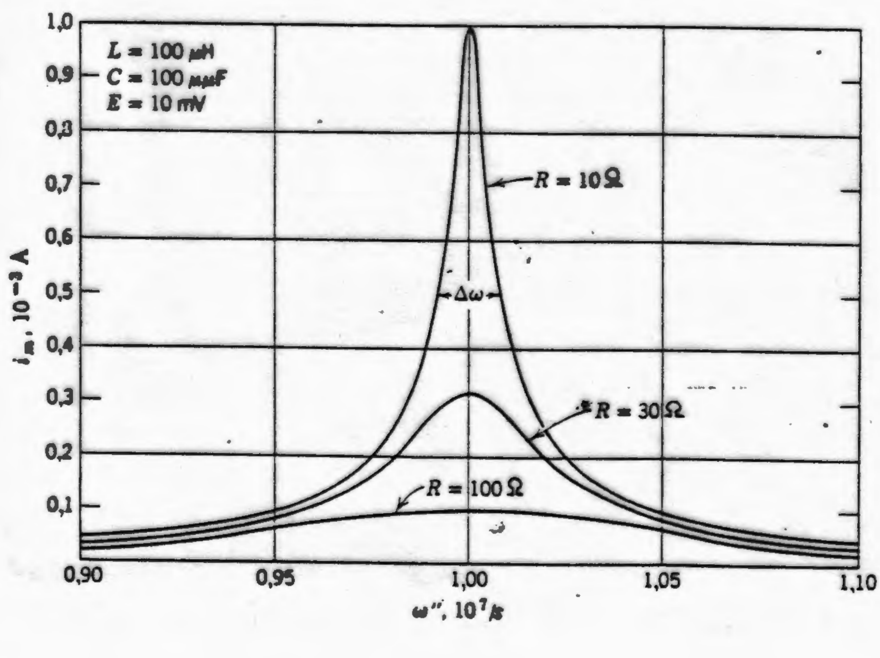

Fig.4.9.

Într-un asemenea circuit interesează în special modul în care variază intensitatea curentului electric:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \omega_1 Q_0 \cos(\omega_1 t + \varphi) = I_0 \cos(\omega_1 t + \varphi)$$

$$\text{unde: } \quad I_0 = \omega_1 Q = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega_1 C} - \omega_1 L\right)^2}} \tag{4.36}$$

Curentul va avea un maxim pentru:

$$\frac{1}{\omega_1 C} = \omega_1 L, \quad \rightarrow \quad \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 \tag{4.37}$$

deci, atunci când frecvenţa tensiunii exterioare este aceeaşi cu frecvenţa oscilaţiilor proprii, neamortizate. La rezonanţă, amplitudinea oscilaţiilor de curent este determinată în întregime de rezistenţă:

$$I_{0_{rez}} = \frac{U_0}{R} \tag{4.38}$$

În Fig.4.9. este prezentată dependenţa lui I_0 de ω_1 pentru un circuit RLC serie. Se observă că la scăderea rezistenţei curba de rezonanţă devine tot mai ascuţită.

4.3.3. Oscilaţii auto-întreţinute

Oscilaţiile auto-întreţinute sunt produse în sisteme oscilante în care pierderile de energie sunt compensate cu ajutorul unei surse de energie care nu are proprietăţi oscilatorii, ca în cazurile oscilaţiilor forţate prezentate mai sus.

În Fig.4.10. corpul care oscilează are fixată o placută flexibilă care atinge periodic, în timpul oscilaţiei un contact care închide circuitul electric ce conţine un electromagnet. În acest scurt interval de timp electromagnetul atrage corpul, crescându-i energia cinetică şi prin aceasta compensând pierderile de energie prin frecare.

Sistemele oscilante auto-întreţinute sunt, în general, alcatuite din patru elemente, Fig.4.11.:

- un element oscilant (corpul şi ansamblul de resorturi);

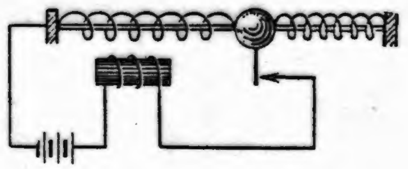

Fig.4.10.

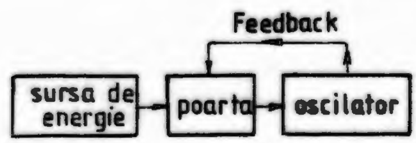

Fig.4.11.

- o sursa de energie care compensează pierderile (sursa de curent);
- o poartă care permite energiei să ajungă la sistemul oscilant în cantităţi limitate, la anumite momente (punctul de contact);
- un element de "feedbeck" care controlează poarta utilizând proprietăţile sistemului oscilant (electromagnetul care atrage corpul şi deschide contactul).

Oscilaţiile auto-întreţinute sunt întâlnite frecvent în natură şi în tehnologie. De exemplu, ele sunt utilizate la sonerii electrice, buzzere, motoare cu aburi, motoare cu combustie internă, ciocane pneumatice, etc. Oscilaţiile auto-întreţinute sunt produse în corzile viorii de către arcuş, în coloana de aer a instrumentelor de suflat, în corzile vocale în timpul vorbitului sau cântatului. Orice ceas este un sistem de oscilaţii auto-întreţinute. Elementul oscilator este pendulul sau balansoarul, sursa de energie este greutatea prinsă de lanţ în cazul ceasului cu pendul sau arcul în cazul ceasului simplu. Poarta este ancora care lasă să avanseze câte un dinte al roţii la fiecare perioadă. Elementul de feeedback este realizat prin interacţiunea dintre ancoră şi rotiţă.