

Politehnika Nova Gorica  
Šola za znanosti o okolju

Univerzitetni študijski program OKOLJE

Seminarska naloga

## **DUŠENO NIHANJE IN RESONANCA**

Mentor: Doc.dr. Iztok Arčon

Avtor: Nastja Tomšič

Razred: 1.letnik

Šol.l. 2002/2003

Datum izdelave naloge: 20.12.2002

Datum oddaje naloge: 14.1.2003

## Kratek povzetek

Nihanje je neenakomerno gibanje oz. periodično gibanje telesa. Za opis nihanja so pomembne naslednje fizikalne količine: frekvenca, nihajni čas, odmik, amplituda in faza ter kinetična in potencialna energija.

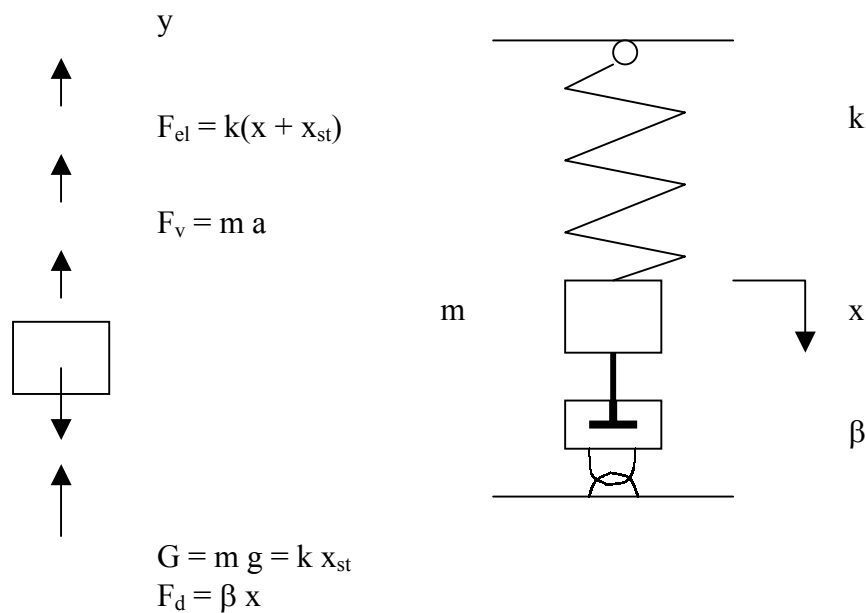
Nihala, ki jih opazujemo v vsakdanjem svetu ne nihajo neskončno dolgo. Zaradi trenja, upora zraka in drugih energetske izgub, ki jih splošno imenujemo dušenje, se amplituda nihanja počasi zmanjšuje in nihalo se končno ustavi. Tako nihanje imenujemo *dušeno nihanje*. Poleg navedenega dušenega nihanja, naj na kratko povem še nekaj o *vsiljenem nihanju*. To nihanje lahko vzbudijo in vzdržijo že šibke vzbujevalne sile. Brez dušenja, bi se amplituda povečala v neskončno, kar bi pripeljalo do uničenja nihajnega sistema (resonančna katastrofa). Tako se lahko poruši most, po katerem koraka četa vojakov. V resonanci ojačujemo nihanje s primerno oblikovanimi telesi, to so resonatorji. Pri akustičnih instrumentih so to navadna ohišja, v mikrovalovni tehnologiji votle kovinske posode, itd.

## Dušeno nihanje

V resničnih pogojih se nihala prej ali slej ustavijo, ker jih zavirata zračni upor in trenje ter pri tem se amplituda eksponentno zmanjšuje, krožna frekvenca  $\omega'$  je manjša od lastne krožne frekvence  $\omega_0$  in nihanja ne bo, če je  $\beta \geq \omega_0$ .

Model dušenega nihanja (prikazan na sliki 1.) sestavlja masa  $m$ , vzmet z elastično konstanto  $k$  in dušilka s koeficientom dušenja  $\beta$ . Predpostavljamo, da je sila upora linearno odvisna od hitrosti gibanja mase (bata v dušilki), torej

$$F_d = -\beta v = -\beta x.$$



Slika 1.

Negativni predznak smo uporabili zato, ker deluje sila v nasprotni smeri kot je hitrost v gibanju bata v dušilki. Na sliki 1. so prikazane sile, ki delujejo na maso  $m$  pri poljubni legi  $x$  mase in sicer: sila teže  $G = mg$ , sila upora  $F_d = \beta x$ , vzpostavljena sila  $F_v = mx$ , elastična sila v vzmeti  $F_{el} = k(x + x_{st})$ .

Zapišemo 2. Newtonov zakon:  $\sum F_i = m x$

$$F_v + F_d + F_{el} + G = m x$$

Od tod dobimo:

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = 0$$

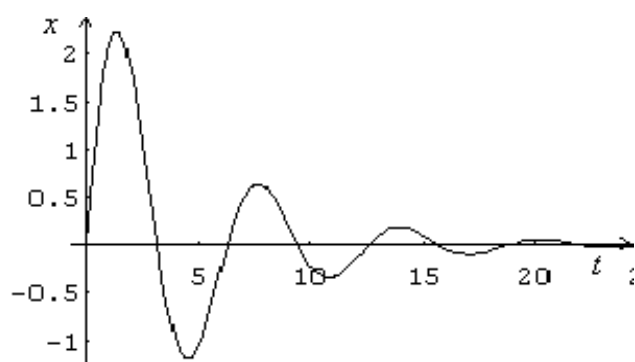
Rešitev diferencialne enačbe, katere potek je naveden v Dodatku 1, je

$$x = A_0 e^{-nt} \sin(\omega_1 t + \alpha_1),$$

kjer amplituda eksponentno pojema  $\rightarrow A_0 e^{-nt}$  in spremeni se lastna frekvenca.

Ta enačba je rešitev diferencialne enačbe  $\ddot{x} + 2n\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ . V njej sta veličini  $A$  in  $\alpha_1$  *integracijski konstanti*, ki sta odvisni od začetnih pogojev nihanja,  $\omega_1$  je *krožna frekvenca* (lastnega) *dušenega nihanja* podana z izrazom  $\omega_1^2 = \omega_0^2 - n^2$  in je odvisna od *krožne frekvence* (lastnega) *nedušenega nihanja*  $\omega_0$  in od *dušilnosti*  $n$ .

Odmik nihala v odvisnosti od časa pri dušenem nihanju zgleda takole:



Slika 2.

Perioda dušenega nihanja je

$$T_1 = 2\pi/\omega_1 = 2\pi/\sqrt{\omega_0^2 - n^2}.$$

Pri nedušenem nihanju velja  $T_0 = 2\pi/\omega$ . Vidimo torej, da je  $T_0 < T_1$ , kar pomeni, da dušenje nekoliko podaljša nihajni čas. V primeru, ko je dušenje slabo ( $n \ll \omega_0$ ) lahko v zgornji enačbi člen  $n^2$  zanemarimo v primerjavi z  $\omega_0^2$  in dobimo da je  $T_0 \approx T_1$ , kar pomeni, da slabotno dušenje praktično ne vpliva na nihajni čas.

**Amplitude nihanja:** Pri šibkem dušenju, nihalo ne niha vedno s točno določeno frekvenco, saj čas, ki ga potrebuje za en nihaj ostaja vseskozi enak. Amplituda se eksponentno manjša. Pri večjem dušenju amplituda nihanja hitreje zmanjšuje, poveča pa se tudi nihajni čas. Če dušenje dovolj povečamo, nihalo ne niha več, ampak se le še počasi vrača proti ravnovesni legi, gibanje ni več periodično (nihanje) ampak aperiodično.

Dušenje, kjer periodično gibanje postane aperiodično imenujemo **kritično dušenje**, koeficient dušenja  $\beta$  pa je kritični koeficient dušenja  $\beta_k$ . Takrat je  $w_0 = n$ , je perioda dušenega nihanja po enačbi:

$$T_1 = 2\pi/w_1 = 2\pi/\sqrt{w_0^2 - n^2}, \quad T_1 = \infty.$$

V primeru, ko je  $w_0 < n$  dobimo prav tako aperiodično nihanje.

Razmerje med koeficientom dušenja  $\beta$  in kritičnim koeficientom dušenja  $\beta_k$  imenujemo *faktor dušenja*  $\delta$ .

$$\delta = \beta/\beta_k$$

Za obravnavani model na sliki 1. je kritični koeficient dušenja

$$w_0 = n \rightarrow \sqrt{k/m} = \beta_k / 2m \rightarrow \beta_k = 2 \sqrt{m k}.$$

To je v praksi zelo pomembno. Tako naj bi na primer avtomobilski amortizerji in mehanizmi zapiranja nihanjih vrat poskrbeli za približno kritično dušenje in s tem preprečili nihanje. Pri analognih instrumentih kot so npr. voltmetri, ampermetri ipd., pa je navadno dušenje malo podkritično, da kazalec sicer zaniha okoli ravnovesne lege, a se hitro ustavi.

Če bi bilo dušenje veliko, bi tak instrument ne zaznal hitrih sprememb, majhno dušenje pa bi povzročilo nekontrolirano nihanje kazalca.

Pri času  $t_1$  je amplituda  $x_1$  in jo izračunamo po enačbi  $x_1 = A_0 e^{-nt} \sin(w_1 t + \alpha_1)$ , po času  $t_2 = t_1 + T_1$  je amplituda (pri čemer upoštevamo, da je  $w_1 T_1 = 2\pi$ )

$$x_2 = A_0 e^{-n(t_1 + T_1)} \sin[w_1(t_1 + T_1) + \alpha_1] = x_1 e^{-nT_1}.$$

Podobno je katerakoli amplituda  $x_{n+1}$

$$x_{n+1} = x_n e^{-nT_1}.$$

Razmerje amplitud imenujemo *dekrement nihanja*

$$D = x_2/x_1 = x_{n+1}/x_n = e^{-nT_1}$$

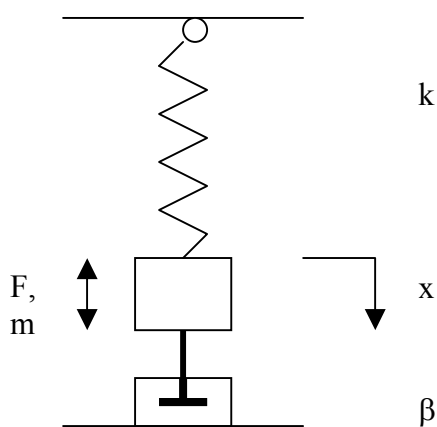
njegov logaritem pa logaritmični dekrement

$$D^* = \ln D = -n T_1.$$

V večji meri dušenje vpliva na amplitudo nihanja, ki se zmanjšujejo v geometričnem zaporedju.

## Resonanca (vsiljeno nihanje)

Zaradi dušenja se vsako nihalo prej ali slej ustavi. Mehanska ura, ki je ne navijemo nam zato prav dolgo ne kaže pravega časa in veje drevesa prenehajo nihati, ko ni več vetra. Kadar želimo, da nihalo niha dalj časa in z ne zmanjšano amplitudo, mu moramo dovajati energijo, ki jo izgublja zaradi dušenja. To storimo tako, da nihalo poganjamo z zunanjo periodično silo. Tako nihanje imenujemo **vsiljeno nihanje**.



Slika 4.

Model vsiljenega nihanja je prikazan na sliki 4. Vzbujevalna sila  $F$  se spreminja periodično

$$F = F_0 \sin \Omega t,$$

kjer je  $F_0$  amplituda vzbujevalne sile,  $\Omega$  pa njena krožna frekvenca. Diferencialna enačba (vsiljenega) dušenega nihanja je

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = F_0 \sin \Omega t,$$

katere potek je naveden v Dodatku 2.

Rešitev diferencialne enačbe je sedaj :

$$x = x_1 + x_2 = A_0 e^{-nt} \sin (w_1 t + \alpha) + C \sin (\Omega t - \beta),$$

pri čemer sta konstanti  $A_0$  in  $\alpha$  odvisni od začetnih pogojev nihanja, konstanti  $C$  in  $\beta$  pa nista odvisni od začetnih pogojev. Pri vsiljenem dušenem nihanju so oscilacije sestavljene iz lastnih

dušenih nihanj sistema in vsiljenih nihanj. Lastna dušena nihanja se v sorazmerno kratkem času zadušijo oz. izgube in jih po določenem času  $t_u$  (časa ustavljanja) lahko zanemarimo.

Po času  $t$  masa  $m$  niha po zakonu vsiljenega nihanja, torej

$$x = x_2 = C \sin (\Omega t - \beta),$$

ki predstavljajo nihanja brez dušenja z amplitudo  $C$  po enačbi  $x_2 = C \sin (\Omega t - \beta)$ , frekvenca  $\Omega$  teh nihanj pa je enaka frekvenci vzbujevalne (vsiljene) sile. Konstanta  $\beta$  je fazna razlika med vsiljenim nihanjem in vzbujevalno silo.

Za nadaljno analizo nihanj vpeljemo naslednje označbe:

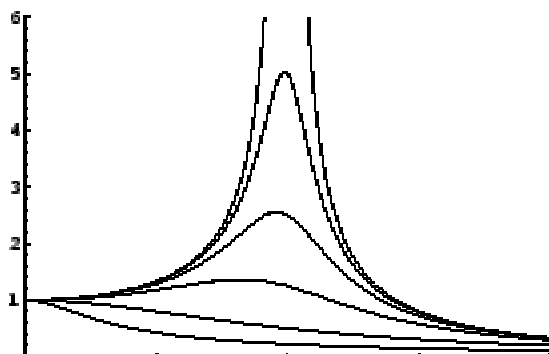
$$\Lambda = \Omega / \omega_0 ; \psi = n / \omega_0 ; x_{st} = f_0 / \omega_0^2 = F_0 / k,$$

kjer je  $\Lambda$  razmerje frekvenc,  $\psi$  količina, ki definira dušenje in  $x_{st}$  statični poves vzmeti pod vplivom delovanja amplitude vzbujevalne sile  $F_0$ .

Z upoštevanjem navedenih izrazov dobimo enačbi, s katerima smo izrazili  $C$  in  $\beta$  naslednjo obliko zapisa

$$C = x_{st} / \sqrt{(1 - \Lambda^2)^2 + 4\Lambda^2 \psi^2} \quad \text{tg } \beta = 2\Lambda\psi / 1 - \Lambda^2.$$

Za različna razmerja  $\Lambda$  in  $\psi$  sta  $|C/x_{st}|$  in  $\beta$  podobna na sliki 5.



Slika 5.

Iz diagrama vidimo, da so pri različnih razmerjih  $\Lambda$  dosežena vsiljena nihanja različnih amplitud. V primeru, ko je dušenje slabo in ko je razmerje  $\Lambda$  blizu 1 lahko smatramo, da je  $\psi \approx 0$ . V tem primeru je

$$C = x_{st} / |1 - \Lambda^2|; \beta = 0 \text{ (pri } \Lambda < 1) \text{ in } \beta \approx \pi \text{ (pri } \Lambda > 1).$$

V primeru, ko je razmerje  $\Lambda$  majhno ( $\Omega \ll \omega_0$ ), je  $C \approx x_{st}$  t.j. nihanja se vršijo z amplitudo  $x_{st}$  v fazi z vzbujevalno silo ( $\beta = 0$ ). Če je razmerje frekvenc  $\Lambda$  zelo veliko ( $\Omega \gg \omega_0$ ), postane amplituda nihanja  $C$  zelo majhna: V primeru, da je še dušenje slabo, lahko amplitudo nihanja izračunamo po enačbi

$$C \approx x_{st} / \Lambda^2 = f_0 / \Omega^2.$$

V primeru, ko je razmerje  $\Lambda$  blizu 1 amplituda nihanja doseže maksimum. Ta pojav imenujemo **resonanca**. Iz enačb za  $C$  in  $\tan \beta$  vidimo, da je  $C_{\max}$  v primeru, ko je izraz

$$F = [(1 - \Lambda^2)^2 + 4\Lambda^2\psi^2] \text{ minimalen, torej } df/d\Lambda = 0$$

$$df/d\Lambda = -4\Lambda + 4\Lambda^3 + 8\Lambda\psi^2 = 0 \text{ oziroma } -1 + \Lambda_r^2 + 2\psi^2 = 0 \rightarrow \Lambda_r = \sqrt{1 - 2\psi^2}.$$

Za različna razmerja  $\psi = \gamma/\omega_0$  je resonančno razmerje frekvenc  $\Lambda_r$  različno in je podano z zgornjo enačbo, torej nastopi resonanca pri večjem dušenju pri razmerju  $\Lambda_r < 1$ , pri nedušenem nihanju pa pri  $\Lambda_r = 1$ .

Lahko rečemo, da je resonanca pri  $\Lambda_r = 1$  in sta amplituda nihanja in faza

$$C_{\text{res}} \approx x_{st}/2\psi; \beta_{\text{res}} \approx \pi/2.$$

Od tod vidimo, da je pri slabem dušenju amplituda nihanja velika. Ta velika amplituda nihanja pa ne nastopi v trenutku; manjše ko je dušenje, daljši čas je potreben za doseg resonančnih amplitud.

Splošne lastnosti vsiljenih dušenih nihanj:

- amplituda vsiljenih nihanj ni odvisna od začetnih pogojev nihanja,
- vsiljena nihanja se pri dušenju sistema v splošnem ne ustavijo,
- frekvenca vsiljenih nihanj je enaka frekvenci vzbujevalne sile, ki je neodvisna od karakteristike nihajočega sistema,
- tudi pri majhni amplitudi  $F_0$  vzbujevalne sile se pri slabotnem dušenju sistema lahko pojavijo nihanja z velikimi amplitudami, če je  $\Lambda \approx 1$  (v resonančnem področju),
- pri veliki amplitudi  $F_0$  vzbujevalne sile so lahko amplitude nihanja majhne za primer, ko je  $\Lambda \gg 1$ .



## Dodatek 1

Vidimo, da je ta enačba podobna enačbi za nedušeno nihanje in označimo:

$$w_0^2 = k/m \quad \text{in} \quad 2n = \beta/m$$

tako dobi enačba  $m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = 0$  obliko

$$\ddot{x} + 2n\dot{x} + w_0^2 x = 0.$$

Zgornja dobljena enačba je diferencialna enačba lastnih dušenih nihanj. Da bomo poiskali rešitev te enačbe vpeljemo novo spremenljivko

$$x = z e^{-nt} \quad (\text{izraz 1.})$$

potem sta odvoda

$$\dot{x} = e^{-nt} (z - nz) \quad (\text{izraz 2.})$$

$$\ddot{x} = e^{-nt} (z - 2nz + n^2 z).$$

Izraze 1 in 2 vstavimo v enačbo  $\ddot{x} + 2n\dot{x} + w_0^2 x = 0$  in po ureditvi dobimo

$$z + (w_0^2 - n^2) z = 0.$$

Nadalje še označimo

$$w_1^2 = w_0^2 - n^2 \quad \text{oz.} \quad w_1 = \sqrt{w_0^2 - n^2}$$

tako dobimo

$$z + w_1^2 z = 0.$$

Zgornja diferencialna enačba je enaka enačbi  $\ddot{z} + w_1^2 z = 0$ , katere rešitev je

$z = A_0 \sin(w_1 t + \alpha)$ , torej

$z = C_1 \sin w_1 t + C_2 \cos w_1 t$ ,

oziroma  $z = A_0 \sin(w_1 t + \alpha_1)$ . Po upoštevanju enačbe  $x = z e^{-nt}$  dobimo

$$x = A_0 e^{-nt} \sin(w_1 t + \alpha_1).$$

## Dodatek 2

Zgornjo enačbo delimo z maso  $m$  in uporabimo že znane označbe  $2n = \beta/m$ ,  $w_0^2 = k/m$  in  $f_0 = F_0/m$ . tako dobi prej navedena enačba naslednjo obliko

$$x + 2nx + w_0^2 x = f_0 \sin \Omega t.$$

Rešitev te diferencialne enačbe ima obliko  $x = x_1 + x_2$ , kjer je splošni integral homogene enačbe

$$x_1 = A_0 e^{-nt} \sin (w_1 t + \alpha)$$

in partikularni integral nehomogene enačbe  $(x + 2nx + w_0^2 x = f_0 \sin \Omega t)$   $x_2$  v obliki

$$x_2 = C \sin (\Omega t - \beta).$$

Konstanti  $C$  in  $\beta$  je potrebno izraziti tako, da bo enačba  $x + 2nx + w_0^2 x = f_0 \sin \Omega t$  identično izpolnjena. Odvod  $x_2$  po času  $t$  sta:

$$x_2 = C \Omega \cos (\Omega t - \beta)$$

$$x_2 = -C \Omega^2 \sin (\Omega t - \beta).$$

Nadalje označimo  $\psi = \Omega t - \beta$  in odvoda vstavimo v enačbo  $x + 2nx + w_0^2 x = f_0 \sin \Omega t$ .

$$C(w_0^2 \Omega^2) \sin \psi + 2nC\Omega \cos \psi = f_0 (\cos \beta \sin \psi + \sin \beta \cos \psi).$$

Zgornja enačba bo izpolnjena, če bosta koeficienta ob  $\sin \psi$  na levi in desni strani enačbe enaka, torej

$$C(w_0^2 - \Omega^2) = f_0 \cos \beta \quad \text{in} \quad 2nC\Omega = f_0 \sin \beta.$$

Iz zgornjih enačb sledita konstanti  $C$  in  $\beta$

$$C = f_0 / \sqrt{(w_0^2 - \Omega^2)^2 + 4n^2 \Omega^2}$$

$$\tan \beta = 2n \Omega / (w_0^2 - \Omega^2).$$

## Tri računske naloge

1. Telo mase 50 kg je povezano z vzmetjo z elastično konstanto  $k = 80 \text{ N/cm}$  in dušilnim elementom, ki ima koeficient dušenja  $\beta = 20 \text{ N/cm/s}$ . Telo premaknemo iz ravnotežne lege za 20 cm in ga prepustimo lastnemu nihanju. Določite krožno frekvenco dušenega nihanja  $w$ , nihajni čas  $T$  dušenega nihanja in prve tri amplitude  $A_1, A_2$  in  $A_3$  opisanega modela nihanja!

$$1.) \quad x + \beta/m \dot{x} + k/m x = 0 \quad \text{oz.} \quad \ddot{x} + 2n\dot{x} + w_0^2 x = 0$$

-krožna frekvenca dušenega nihanja:

$$w = \sqrt{w_0^2 - n^2} = \sqrt{w_0^2 - (\beta/2m)^2} = \sqrt{12,65^2 - 2^2} = \underline{12,49 \text{ s}^{-1}}$$

$$n = \beta/2m = 200/2 \cdot 50 = 2 \text{ s}^{-1}$$

-krožna frekvenca nedušenega nihanja, ki jo moramo izračunati, saj nastopi v enačbi za izračun krožne frekvence dušenega nihanja

$$w_0 = \sqrt{k/m} = \sqrt{8000/50} = 12,65 \text{ s}^{-1}$$

$$2.) \quad T = 2\pi/w = 2\pi/12,49 = \underline{0,503 \text{ s}}$$

$$3.) \quad x = A_0 e^{-nt} \sin(wt + \alpha_1)$$

$\alpha_1$  = fazni kot, ki ga določimo iz začetnega pogoja pri  $t = 0$   $A_0 = x_0 = 20 \text{ cm}$

$$20 = 20 \sin(0 + \alpha_1)$$

$$\alpha_1 = \pi/2 = 90^\circ$$

-raztezek vzmeti je:  $x = 20 e^{-2t} \sin(12,49 t + \pi/2)$

$$A_1 = x(T_1) = 20 e^{-2 \cdot 0,503} \sin(12,49 \cdot 0,503 + \pi/2) = \underline{7,32 \text{ cm}} \quad t = T_1$$

$$A_2 = x(2 T_1) = \underline{2,68 \text{ cm}} \quad t = 2T_1$$

$$A_3 = x(3 T_1) = \underline{0,98 \text{ cm}} \quad t = 3T_1$$

2. Avtomobil mase 1000 kg ima vzmetne blažilce. Med mirovanjem praznega vozila je vsaka vzmet skrčena za 5 cm. Ko v vozilo skoči voznik mase 100 kg se avtomobil rahlo spusti in zaniha. V enem nihajnem času, se amplituda nihanja zmanjša na polovico začetne vrednosti. Kolikšna je konstanta vzmeti blažilcev in kakšen je koeficient dušenja, če predpostavimo, da se obremenitev porazdeli enakomerno po vseh štirih blažilcih!

$$1.) F = k x$$

$$k = F/x = m g/x = 1000 \text{ kg} * 10 \text{ ms}^{-2}/5 * 10^{-2} \text{ m} = \underline{200 \text{ kN/m}}$$

$$2.) x + w^2 x = 0$$

$$x + w^2 x + \beta x = 0$$

$$x = x_0 e^{\alpha t}$$

$$(e^{\alpha t})' = \alpha e^{\alpha t}$$

$$x = x_0 \alpha e^{\alpha t} \quad (1. \text{ odvod})$$

$$x = x_0 \alpha^2 e^{\alpha t} \quad (2. \text{ odvod})$$

$$\alpha^2 e^{\alpha t} + w^2 e^{\alpha t} + \beta \alpha e^{\alpha t} = 0 e^{\alpha t}$$

$$\alpha^2 + w^2 + \beta \alpha = 0$$

$$\alpha_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4 w^2}$$

$$\alpha_{1,2} = -\beta/2 \pm \sqrt{\beta^2/4 - w^2} = -\beta/2 \pm i \sqrt{w^2 - \beta^2/4} * t$$

↓

$$w'$$

$$x = x_0 e^{-1/2 \beta t} e^{\pm i w' t}$$

$$x = x_0 e^{-1/2 \beta t} \sin (w' t)$$

$$x(t) = x_0 e^{-\beta/2 * 2\pi / w'} = 1/2 x_0$$

$$\log e^{-\beta/2 * 2\pi / w'} = \log 1/2 \quad t = 2\pi, \quad t = 2\pi/w'$$

$$\beta/2 * 2\pi/w' = \log 2$$

$$\pi \beta = w \log 2$$

$$\pi\beta = \sqrt{w^2 - \beta^2/4} \cdot \log 2$$

$$\pi^2\beta^2 = (w^2 - \beta^2/4) \log^2 2$$

$$\pi^2\beta^2 - w^2 \log^2 2 + \beta^2/4 \log^2 2 = 0$$

$$\beta^2 (\pi^2 + 1/4 \log^2 2) = w \log^2 2$$

$$\beta = \sqrt{w \log^2 2 / \pi^2 + \log^2 2/4} = \sqrt{k/m \log^2 2 / \pi^2 + \log^2 2/4} =$$

$$\sqrt{200\text{kN} \cdot 0,48 / 1100\text{kg} (0,87 + 0,48/4)} = \underline{2,97 \text{ s}^{-1}}$$

3. Elektromotor s podstavkom mase  $m_1 = 100 \text{ kg}$  je postavljen na štiri vzmeti z elastičnimi konstantami  $k = 800 \text{ N/cm}$  in na dušilni element s koeficientom dušenja  $\beta = 6 \text{ Ns/m}$ . Elektromotor, ki se vrti s  $n = 600 \text{ vrtljaji/min}$ , ima nameščeno na rotorju ekscentrično maso  $m_2 = 0,2 \text{ kg}$  na ročici  $r = 0,05 \text{ m}$ . Določite amplitudo  $A$  tega nihanja ter določite kolikšen bi moral biti koeficient dušenja  $\beta$ , da bi bile amplitude  $A_1 = 0,5 \text{ A}$ !

$$x + \beta\dot{x}/m_1 + 4k/m_1 x = F_0/m_1 \sin \Omega t$$

$F_0$  = vztrajnostna sila, ki jo povzroča masa  $m_2$  pri vrtenju ( $\Omega = 62083 \text{ s}^{-1}$ ) na ročici  $r$ .

$$F_0 = m_2 r \Omega^2 = m_2 r (\pi n / 30)^2 = 0,2 \cdot 0,05 (\pi \cdot 600 / 30)^2 = \underline{39,48 \text{ N}}$$

$$n = \text{dušilnost dušilnega elementa} \quad n = \beta / 2m_1 = 6 / 200 = 0,03 \text{ s}^{-1}$$

$$w_0 = \sqrt{4k/m_1} = \sqrt{4 \cdot 8000 / 100} = 56,56 \text{ s}^{-1}$$

$$1.) \quad A = F_0/m_1 \sqrt{(w_0^2 - \Omega^2)^2 + 4n^2 \Omega^2} =$$

$$= 39,48 / 100 \sqrt{(56,56^2 - 62,83^2)^2 + 4 \cdot 0,03^2 \cdot 62,83^2} =$$

$$= \underline{5,27 \cdot 10^{-4} \text{ m}}$$

2.) Koeficient dušenja  $\beta = 2066 \text{ Ns/m}$  in tako je izpolnjen pogoj pri  $A_1 = 0,5 \text{ A}$ .

## Literatura

1. Stropnik, J. Kinetika, zapiski predavanj. Ljubljana. 1990. Univerza v Ljubljani. Fakulteta za strojništvo. str. 118 - 122 in str. 127 - 133.
2. Stropnik, J. Kinetika, zbirka nalog z rešitvami (tretja izdaja). Ljubljana. 1990. Univerza v Ljubljani. Fakulteta za strojništvo. str. 198 - 210 in str. 221 - 225.
3. Kuščer, I. Moljk, A. Fizika-2. del: Toplota, nihanje, valovanje in svetloba. Ljubljana. 1981. Državna založba Slovenije. str. 110 - 113.
4. Stanovnik, A. Fizika 1, zapiski predavanj. Ljubljana. 2001. Založba FE in FRI. str. 97 – 100.
5. Črepinšek, L. Fizika-1. del: Mehanika, nihanje in toplota. Maribor. 1985. Univerza v Mariboru. Tehniška fakulteta VTO strojništvo. str. 118 – 123.
6. Breuer, H. (prevedel in priredil Janez Strnad). Atlas klasične in moderne Fizike. Ljubljana. 1993. Državna založba Slovenije. str. 77.