

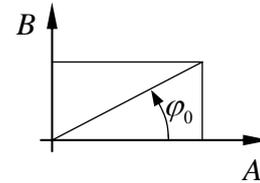
Mathematische Beschreibung von Schwingungen

$$y = A \cdot \sin(\underbrace{\omega t}_{\varphi}) + B \cdot \cos(\underbrace{\omega t}_{\varphi}) = \hat{y} \cdot \sin(\varphi + \varphi_0)$$

Umrechnung:

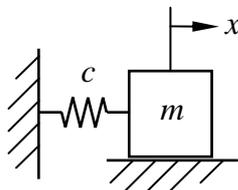
$$A = \hat{y} \cdot \cos(\varphi_0) \qquad \hat{y} = \sqrt{A^2 + B^2}$$

$$B = \hat{y} \cdot \sin(\varphi_0) \qquad \tan(\varphi_0) = \frac{B}{A}$$



Ungedämpfte freie Schwingungen

Newton:



$$m\ddot{x} + cx = 0 \qquad c = \frac{\Delta F}{\Delta x}$$

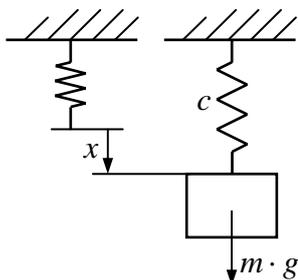
$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{c}{m}}_{\omega_0^2} x = 0 \qquad (\text{homogene Dgl. 2. Ordnung})$$

Lösung der homogenen Differentialgleichung: $x = A \cdot \sin(\omega_0 t) + B \cdot \cos(\omega_0 t)$

Ansatz über Energieerhaltungssatz:

$$\left. \begin{aligned} E_{kin_{max}} &= \frac{m}{2} v_{max}^2 = \frac{m}{2} (\omega_0 \hat{x})^2 \\ E_{pot_{max}} &= \frac{c}{2} s^2 = \frac{c}{2} \hat{x}^2 \end{aligned} \right\} \longrightarrow \omega_0^2 = \frac{c}{m}$$

Ungedämpfte freie Schwingungen im Schwerfeld der Erde:



$$m\ddot{x} + cx = mg$$

$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{c}{m}}_{\omega_0^2} x = g \qquad (\text{inhomogene Dgl. 2. Ordnung})$$

Gesamte Lösung:

$$x_{ges} = x_{homogen} + x_{partikulär} = A \sin(\omega_0 t) + B \cos(\omega_0 t) + \underbrace{\frac{mg}{c}}_{x_{stat}}$$

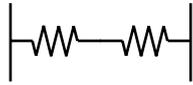
Wegkoordinate \tilde{x} von statischer Ruhelage aus zählen:

mit der Substitution $x = \tilde{x} + x_{stat}$ erhält man: $m\ddot{\tilde{x}} + c\tilde{x} = 0$ (homogene Dgl. 2. Ordnung)

ferner: $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{x_{stat}}}$

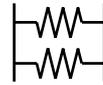


Reihenschaltung von Federn



$$\frac{1}{c_{ges}} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} \quad \text{bzw.} \quad c_{ges} = \frac{c_1 \cdot c_2}{c_1 + c_2}$$

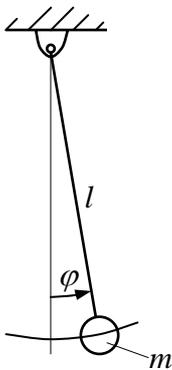
Parallelschaltung von Federn



$$c_{ges} = c_1 + c_2$$

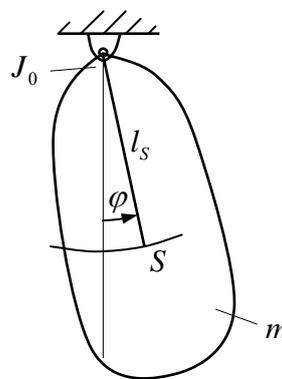
Drehschwingungen

Mathematisches Pendel:



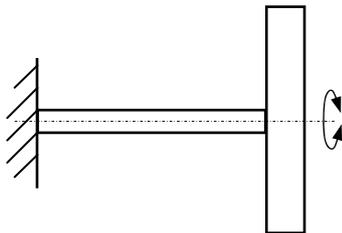
$$\ddot{\varphi} + \underbrace{\frac{g}{l}}_{\omega_0^2} \varphi = 0$$

Physikalisches Pendel:



$$\ddot{\varphi} + \underbrace{\frac{m \cdot g \cdot l_s}{J_0}}_{\omega_0^2} \varphi = 0$$

Torsionsschwingungen



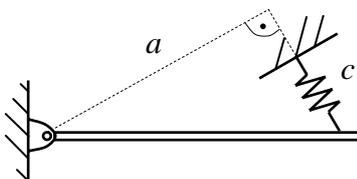
$$J \ddot{\varphi} + c_D \varphi = 0$$

$$c_D = \frac{\Delta M}{\Delta \varphi}$$

$$\text{Welle: } \varphi = \frac{M \cdot l}{G \cdot I_p}$$

$$\ddot{\varphi} + \underbrace{\frac{c_D}{J}}_{\omega_0^2} \varphi = 0$$

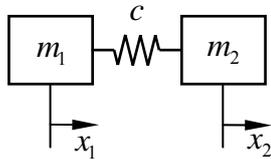
Ermittlung der Drehsteifigkeit



$$c_D = \frac{\Delta M}{\Delta \varphi} = c \cdot a^2$$

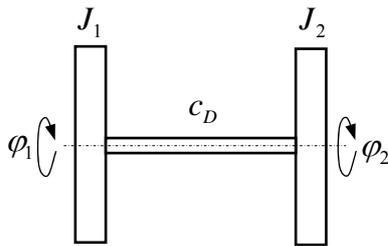


Zweimassenschwinger mit einem Freiheitsgrad



$$x_{rel} = x_1 - x_2$$

$$\ddot{x}_{rel} + c \underbrace{\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}_{\omega_0^2} x_{rel} = 0$$



$$\varphi_{rel} = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$\ddot{\varphi}_{rel} + c_D \underbrace{\left(\frac{1}{J_1} + \frac{1}{J_2} \right)}_{\omega_0^2} \varphi_{rel} = 0$$

Kinetische und potentielle Energie

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m \cdot v^2$$

$$E_{kin} = \frac{1}{2} J \cdot \omega^2$$

$$E_{pot} = \frac{1}{2} c \cdot x^2$$

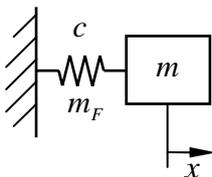
$$E_{pot} = \frac{1}{2} c_D \cdot \varphi^2$$

Reduktion auf Ersatzsystem

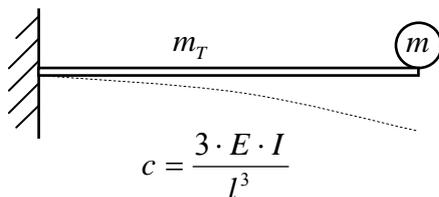
$$J_{red} = J \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_{red}} \right)^2$$

$$c_{red} = c \cdot \left(\frac{\varphi}{\varphi_{red}} \right)^2$$

Beispiele für die Berücksichtigung der Masse der Feder

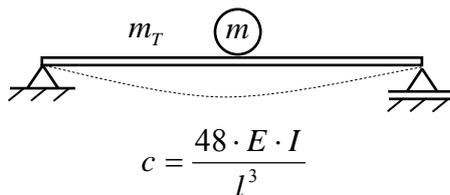


$$\omega_0^2 = \frac{c}{m + \frac{m_F}{3}}$$



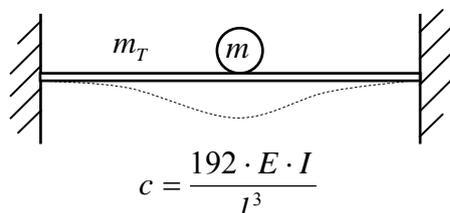
$$c = \frac{3 \cdot E \cdot I}{l^3}$$

$$\omega_0^2 = \frac{c}{m + \underbrace{\frac{33}{140} m_T}_{\approx 0,236}}$$



$$c = \frac{48 \cdot E \cdot I}{l^3}$$

$$\omega_0^2 = \frac{c}{m + \underbrace{\frac{17}{35} m_T}_{\approx 0,486}}$$

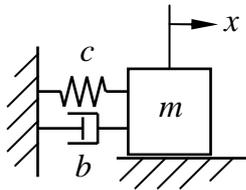


$$c = \frac{192 \cdot E \cdot I}{l^3}$$

$$\omega_0^2 = \frac{c}{m + \underbrace{\frac{13}{35} m_T}_{\approx 0,371}}$$



Freie gedämpfte Schwingungen



$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = 0$$

$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{b}{m}}_{2\delta} \dot{x} + \underbrace{\frac{c}{m}}_{\omega_0^2} x = 0 \quad (\text{homogene Dgl. 2. Ordnung})$$

Ansatz: $x = x(t) = x_h(t) = Ce^{\lambda t}$

Lösungen: $\lambda_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = \omega_0(-\vartheta \pm \sqrt{\vartheta^2 - 1})$

Dämpfungsgrad: $\vartheta = \frac{\delta}{\omega_0}$

Lösung der homogenen Differentialgleichung:

$\vartheta > 1$: $x = C_1 e^{(-\delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2})t} + C_2 e^{(-\delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2})t}$

$\vartheta = 1$: $x = (C_1 + C_2 t)e^{-\delta t}$

$\vartheta < 1$: $x = e^{-\delta t} [C_1 \sin(\omega_d t) + C_2 \cos(\omega_d t)]$ mit $\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$

alternativ für $\vartheta < 1$: $x = e^{-\delta t} \cdot C \cdot \sin(\omega_d t + \varphi_0)$ wobei $\begin{cases} C = \sqrt{C_1^2 + C_2^2} \\ \tan \varphi_0 = \frac{C_2}{C_1} \end{cases}$

Logarithmisches Dekrement Λ :

$$\frac{x_0}{x_1} = e^{\delta T_d} \quad \Lambda = \delta \cdot T_d = \ln \frac{x_0}{x_1} \quad \Lambda = \frac{1}{n} \ln \frac{x_i}{x_{i+n}}$$

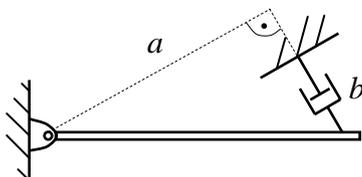
Umrechnung:

$$\Lambda = \frac{2\pi\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \quad \vartheta = \frac{\Lambda}{\sqrt{\Lambda^2 + (2\pi)^2}}$$

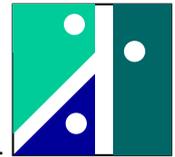
für kleine Dämpfungen:

$$\Lambda = 2\pi\vartheta \quad \text{dann ist auch } \omega_d \approx \omega_0 \quad \text{bzw. } T_d \approx T_0$$

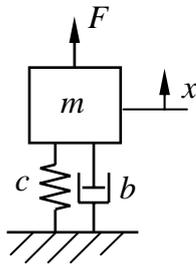
Dämpfung bei Drehschwingungen



$$b_D = \frac{\Delta M}{\Delta \dot{\varphi}} = b \cdot a^2$$



Erzwungene Schwingungen eines Schwingers mit einem Freiheitsgrad / Federkrafteerregung



$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = F \quad (\text{inhomogene Dgl. 2. Ordnung})$$

wobei hier: $F = F(t) = \hat{F} \cdot \sin(\omega t)$

Lösung der Differentialgleichung:

$$x = x_{ges}(t) = x_{homogen}(t) + x_{partikulär}(t)$$

Wegen der Dämpfung verschwindet die homogene Lösung nach endlicher Zeit, d.h. es verbleibt:

$$x = x_{ges}(t) = x_{partikulär}(t)$$

Ansatz für die partikuläre Lösung:

$$x = A \cdot \sin(\omega t) + B \cdot \cos(\omega t) \quad \text{bzw.} \quad x = \hat{x} \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

Ergebnis: $A = \frac{c - m\omega^2}{(c - m\omega^2)^2 + (b\omega)^2} \cdot \hat{F}$ $B = \frac{-b\omega}{(c - m\omega^2)^2 + (b\omega)^2} \cdot \hat{F}$

mit $\hat{x} = \sqrt{A^2 + B^2}$ sowie $\tan \varphi = \frac{B}{A}$

erhält man dann $\hat{x} = \frac{\hat{F}}{\sqrt{(c - m\omega^2)^2 + (b\omega)^2}}$ und $\tan \varphi = -\frac{b\omega}{c - m\omega^2}$

alternativ mit Zeigerrechnung:

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = F \quad \text{-----} \rightarrow \quad m(j\omega)^2 \underline{x} + b(j\omega)\underline{x} + c\underline{x} = \underline{F}$$

$$G = \frac{\underline{x}}{\underline{F}} = \frac{1}{m(j\omega)^2 + b(j\omega) + c} = \frac{1}{(c - m\omega^2) + j(b\omega)} = \text{Re}\{G\} + j \cdot \text{Im}\{G\}$$

$$|G| = \frac{\hat{x}}{\hat{F}} = \sqrt{\text{Re}\{G\}^2 + \text{Im}\{G\}^2} = \dots = \frac{1}{\sqrt{(c - m\omega^2)^2 + (b\omega)^2}} \quad \tan \varphi = \frac{\text{Im}\{G\}}{\text{Re}\{G\}} = \dots = -\frac{b\omega}{c - m\omega^2}$$

Ist der Frequenzgang als Bruch gegeben, wird bei der Berechnung des Betrages der Zähler und Nenner möglichst lange getrennt behandelt.

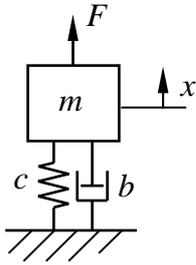
$$|G| = \frac{|Z|}{|N|} = \frac{\sqrt{\text{Re}\{Z\}^2 + \text{Im}\{Z\}^2}}{\sqrt{\text{Re}\{N\}^2 + \text{Im}\{N\}^2}}$$

Ist der Zähler reell, so vereinfacht sich insbesondere die Berechnung der Phasenverschiebung nochmals zu

$$\tan \varphi = -\frac{\text{Im}\{N\}}{\text{Re}\{N\}}$$

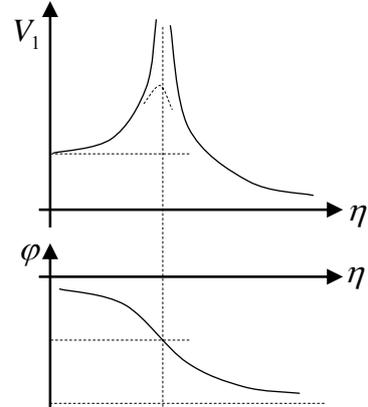


Vergrößerungsfunktion V_1 :



$$V_1 = \frac{\hat{x}}{\hat{x}_{stat}} = \frac{\hat{x}}{\frac{\hat{F}}{c}} = \frac{1}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2g\eta)^2}}$$

$$\tan \varphi = -\frac{2g\eta}{1-\eta^2}$$



wobei: $g = \frac{\delta}{\omega_0} \quad \eta = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0}$

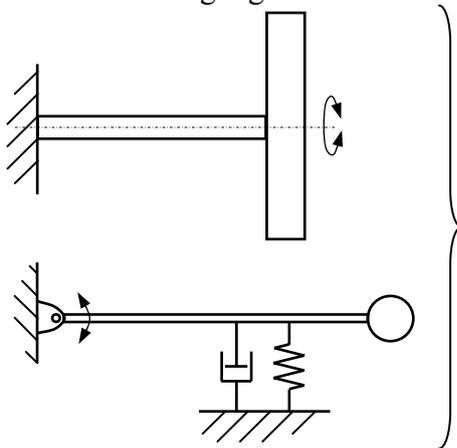
Maxima der Vergrößerungsfunktion V_1 :

falls $g \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,7$, dann ist $V_{1,max} = \frac{1}{2g\sqrt{1-g^2}}$ wobei $\eta = \sqrt{1-2g^2}$

Ist die Dämpfung gleich Null, so verwendet man:

falls $\eta < 1$: $V_1 = \frac{1}{1-\eta^2}$ falls $\eta > 1$: $V_1 = \frac{1}{\eta^2-1}$

Torsionsschwingungen

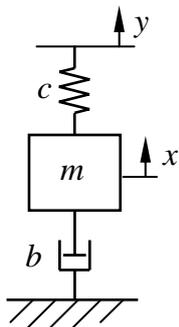


$$J\ddot{\varphi} + b_D\dot{\varphi} + c_D\varphi = M$$

wobei hier: $M = M(t) = \hat{M} \cdot \sin(\omega t)$

$$V_1 = \frac{\hat{\varphi}}{\hat{\varphi}_{stat}} = \frac{\hat{M}}{c_D}$$

Weiteres Modell/System für die Federkrafterregung



$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = cy$$

wobei auch hier: $y = \hat{y} \cdot \sin(\omega t)$

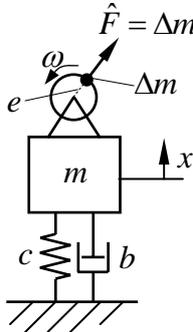
Koeffizientenvergleich mit $m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = F$ und $F = \hat{F} \cdot \sin(\omega t)$

liefert $\hat{F} = c\hat{y}$ und somit:

$$V_1 = \frac{\hat{x}}{\hat{y}}$$



Massenkrafterregung, Vergrößerungsfunktion V_3 :

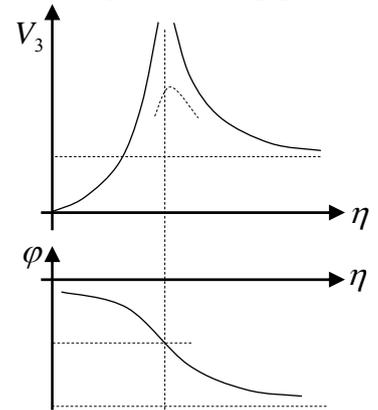


nur vertikale Betrachtung: $m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = \underbrace{\Delta m \cdot e \cdot \omega^2}_{\hat{F}} \cdot \sin(\omega t)$

Bem.: \hat{F} ist hier frequenzabhängig

$$V_3 = \frac{\hat{x}}{\frac{\Delta m \cdot e}{m}} = \frac{\eta^2}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2g\eta)^2}} = V_1 \cdot \eta^2$$

$$\tan \varphi = -\frac{2g\eta}{1-\eta^2} \quad (\text{wie bei } V_1)$$



Maxima der Vergrößerungsfunktion V_3 :

falls $g \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,7$, dann ist $V_{3_{\max}} = \frac{1}{2g\sqrt{1-g^2}}$

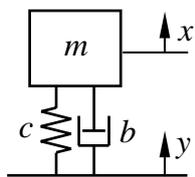
wobei $\eta = \frac{1}{\sqrt{1-2g^2}}$

Ist die Dämpfung gleich Null, so verwendet man:

falls $\eta < 1$: $V_3 = \frac{\eta^2}{1-\eta^2}$

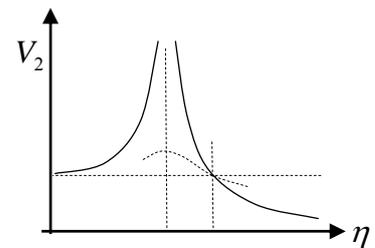
falls $\eta > 1$: $V_3 = \frac{\eta^2}{\eta^2-1}$

Fußpunkterregung, Vergrößerungsfunktion V_2 :



$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = cy + b\dot{y}$$

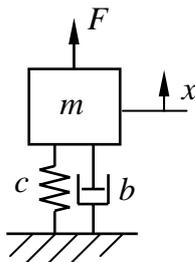
$$G = \frac{\underline{x}}{\underline{y}} = \frac{b(j\omega) + c}{m(j\omega)^2 + b(j\omega) + c}$$



auch hier:
 $y = \hat{y} \cdot \sin(\omega t)$

$$V_2 = \frac{\hat{x}}{\hat{y}} = \frac{\sqrt{1 + (2g\eta)^2}}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2g\eta)^2}}$$

Schwingungsisolierung



$$m\ddot{x} + b\dot{x} + cx = F \quad \text{auch hier: } F = \hat{F} \cdot \sin(\omega t)$$

Kraft auf Umgebung:

$$F_u = b\dot{x} + cx$$

ergibt Frequenzgang:

$$G = \frac{\hat{F}_u}{\hat{F}} = \frac{b(j\omega) + c}{m(j\omega)^2 + b(j\omega) + c}$$

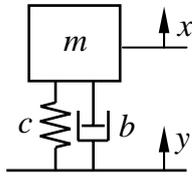
Vergleich mit Fußpunkterregung:

$$V_2 = \frac{\hat{F}_u}{\hat{F}} = \frac{\sqrt{1 + (2g\eta)^2}}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2g\eta)^2}} = V_D$$

V_D : Durchlässigkeit



Seismischer Wegaufnehmer (Erdbeben, Fundamentalschwingungen)



Newton: $m\ddot{x} = -c(x - y) - b(\dot{x} - \dot{y})$

mit $x_{rel} = x - y$ und $y = y \cdot \sin(\omega t)$

erhält man:

$$m\ddot{x}_{rel} + b\dot{x}_{rel} + cx_{rel} = m\omega^2 y$$

$$G = \frac{x_{rel}}{y} = \frac{\omega^2}{(j\omega)^2 + 2\delta(j\omega) + \omega_0^2}$$

$$\frac{\hat{x}_{rel}}{\hat{y}} = \frac{\eta^2}{\sqrt{(1 - \eta^2)^2 + (2\vartheta\eta)^2}} = V_3$$

Betrieb überkritisch, d.h. $\eta \gg 1$

Beschleunigungsaufnehmer

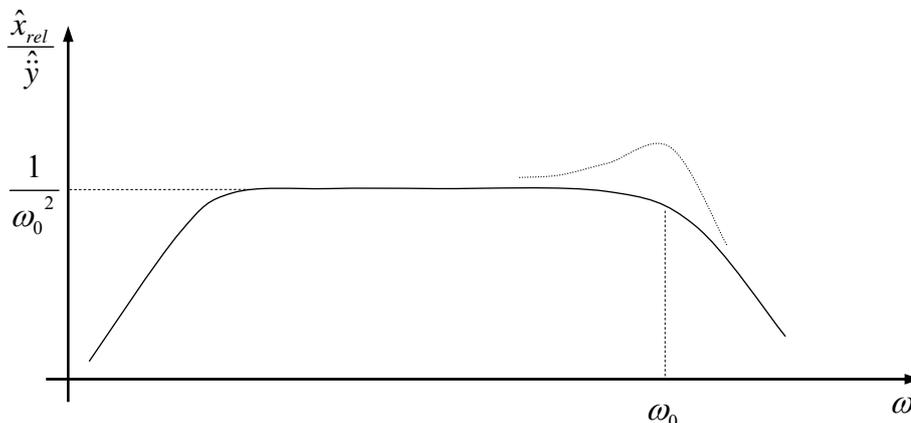
wie zuvor: $\frac{\hat{x}_{rel}}{\hat{y}} = \frac{\eta^2}{\sqrt{(1 - \eta^2)^2 + (2\vartheta\eta)^2}}$

mit $\hat{y} = \hat{y}\omega^2$

erhält man : $\frac{\hat{x}_{rel}}{\hat{\hat{y}}} = \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \underbrace{\frac{1}{\sqrt{(1 - \eta^2)^2 + (2\vartheta\eta)^2}}}_{V_1}$

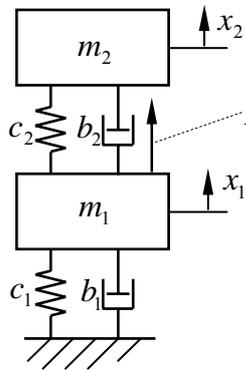
Betrieb unterkritisch, d.h. $\eta \ll 1$

Frequenzgang eines piezoelektrischen Beschleunigungsaufnehmers:





Erzwungene Schwingungen mit 2 Freiheitsgraden



$$m_1 \ddot{x}_1 = -c_1 x_1 - b_1 \dot{x}_1 - c_2 (x_1 - x_2) - b_2 (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) + F$$

$$m_2 \ddot{x}_2 = -c_2 (x_2 - x_1) - b_2 (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)$$

Ergebnis (ohne Dämpfung):

$$\frac{\hat{x}_1}{\hat{F}} = \frac{c_2 - m_2 \omega^2}{m_1 m_2 \omega^4 - (m_1 c_2 + m_2 (c_1 + c_2)) \omega^2 + c_1 c_2}$$

$$\frac{\hat{x}_2}{\hat{F}} = \frac{c_2}{m_1 m_2 \omega^4 - (m_1 c_2 + m_2 (c_1 + c_2)) \omega^2 + c_1 c_2}$$

Nullstellen des Nenners (Eigenfrequenz bzw. Eigenkreisfrequenz):

$$\omega_{0,2} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{c_1 + c_2}{m_1} + \frac{c_2}{m_2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{c_1 + c_2}{m_1} + \frac{c_2}{m_2} \right)^2 - \frac{c_1 c_2}{m_1 m_2}}}$$

Nullstellen des Zählers, für Freiheitsgrad x_1 (Schwingungstilgung):

$$\omega_{Til} = \sqrt{\frac{c_2}{m_2}}$$

Bei Massenkrafterregung $\hat{F} = \Delta m \cdot e \cdot \omega^2$ erhält man:

Dies ist die sogenannte „theoretische Amplitude“. Es ist die Amplitude, die sich ergibt für $\omega \rightarrow \infty$ bzw. $f \rightarrow \infty$

$$\frac{\hat{x}_1}{\frac{\Delta m \cdot e}{m_1}} = m_1 \omega^2 \cdot \frac{c_2 - m_2 \omega^2}{m_1 m_2 \omega^4 - (m_1 c_2 + m_2 (c_1 + c_2)) \omega^2 + c_1 c_2}$$

$$\frac{\hat{x}_2}{\frac{\Delta m \cdot e}{m_1}} = m_1 \omega^2 \cdot \frac{c_2}{m_1 m_2 \omega^4 - (m_1 c_2 + m_2 (c_1 + c_2)) \omega^2 + c_1 c_2}$$



Schallfeldgrößen im eindimensionalen Schallfeld:

Bestimmung der Schallgeschwindigkeit aus thermodynamischen Größen:

$$c = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_0}$$

Weitere Gleichungen im Zusammenhang zur eindimensionalen Wellenausbreitung:

$$v(x,t) = \hat{v} \cdot \cos[\omega \cdot (t - \frac{x}{c})] \quad p(x,t) = \hat{p} \cdot \cos[\omega \cdot (t - \frac{x}{c})]$$

$$\hat{p} = \rho_0 \cdot c \cdot \hat{v} \quad P_{\text{gemittelt}} = \frac{1}{2} \cdot S \cdot \hat{p} \cdot \hat{v} = S \cdot p_{\text{eff}} \cdot v_{\text{eff}}$$

$$p_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (\hat{p} \cdot \sin(\omega t))^2 dt} = \frac{\hat{p}}{\sqrt{2}} \quad p_{\text{eff}} = \frac{\hat{p}}{\sqrt{2}} \quad v_{\text{eff}} = \frac{\hat{v}}{\sqrt{2}} \quad c = f \cdot \lambda$$

Schalldruckpegel und Schallintensitätspegel:

Schalldruckpegel L_p [dB]: $L_p = 10 \cdot \lg \frac{p_{\text{eff}}^2}{p_{o\text{eff}}^2} = 20 \cdot \lg \frac{p_{\text{eff}}}{p_{o\text{eff}}}$ wobei: $p_{o\text{eff}} = 20 \mu\text{Pa}$

Schallintensität: $I = \frac{P}{S} [\frac{W}{m^2}]$

Schallintensitätspegel L_I [dB]: $L_I = 10 \cdot \lg \frac{I}{I_0}$ wobei: $I_0 = 10^{-12} \frac{W}{m^2}$

„Umrechnung“: $L_p = L_I$

Frequenzgangbetrachtungen:

Tabellarische Darstellung der A-Bewertungskurve für einzelne Terzen:

f[Hz]	12,5	16	20	25	31,5	40	50	63	80	100	125	160
ΔL [dB]	-63,4	-56,7	-50,5	-44,7	-39,4	-34,6	-30,2	-26,2	-22,5	-19,1	-16,1	-13,4

f[Hz]	200	250	315	400	500	630	800	1000	1250	1600	2000	2500
ΔL [dB]	-10,9	-8,6	-6,6	-4,8	-3,2	-1,9	-0,8	0	+0,6	+1,0	+1,2	+1,3

f[Hz]	3150	4000	5000	6300	8000	10000	12500	16000	20000
ΔL [dB]	+1,2	+1,0	+0,5	-0,1	-1,1	-2,5	-4,3	-6,6	-9,3

Zusammenhang: $L [dB(A)] = L_{\text{lin}} [dB] + \Delta L$



Summenpegel mehrerer Einzelschallquellen:

$$L_{\Sigma} = 10 \cdot \lg \left[\sum_{i=1}^n 10^{0,1 \cdot L_i} \right] \quad \text{oder auch: } 10^{0,1 \cdot L_{\Sigma}} = \sum_{i=1}^n 10^{0,1 \cdot L_i}$$

n gleiche Schallquellen: $L_{\Sigma} = L + 10 \cdot \lg n$

Bem.: $0 \text{ dB} + 0 \text{ dB} = 3 \text{ dB}$

$60 \text{ dB} + 60 \text{ dB} = 63 \text{ dB}$

Räumliche Mittelung: $L_m = 10 \cdot \lg \left[\sum_{i=1}^n 10^{0,1 \cdot L_i} \right] - 10 \cdot \lg n$

Schalleistung und Schalleistungspegel:

Schalleistung: $P = \int_S I \cdot dS$

Schalleistungspegel: $L_w = 10 \cdot \lg \frac{P}{P_0}$

wobei: $P_0 = 10^{-12} \text{ W}$ ferner: $S_0 = 1 \text{ m}^2$

Zusammenhang zwischen Schalldruck- und Schalleistungspegel im Freifeld:

Kugelförmige Schallabstrahlung über schallhartem Boden:

$$L_p = L_w - 10 \cdot \lg \frac{S}{S_0} = L_w - 8 \text{ dB} - 20 \cdot \lg r$$

Bem.: Entfernungsverdoppelung \rightarrow Abnahme um 6dB

Kugelförmige Schallabstrahlung, Abstrahlung über gesamtem Raumwinkel:

$$L_p = L_w - 10 \cdot \lg \frac{S}{S_0} = L_w - 11 \text{ dB} - 20 \cdot \lg r$$

Bem.: auch hier Entfernungsverdoppelung \rightarrow Abnahme um 6dB

Linienförmige Schallquelle, Halbraum:

$$L_p = L_w - 10 \cdot \lg \left(\frac{2 \cdot a \cdot l}{S_0} \right)$$

Entfernungsverdoppelung \rightarrow Abnahme um 3dB



Zeitliche Mittelung von Schallpegeln:

Energieäquivalenter Dauerschallpegel L_m bzw. L_{eq} :

$$L_m = L_{eq} = 10 \cdot \lg \left[\frac{1}{T_m} \sum_{i=1}^n (10^{0,1 \cdot L_i} \cdot T_i) \right] \quad \text{wobei: } T_m = \sum_{i=1}^n T_i \quad \text{oder auch: } 10^{0,1 \cdot L_m} \cdot T_m = \sum_{i=1}^n (10^{0,1 \cdot L_i} \cdot T_i)$$

$$\text{allgemeiner: } L_m = L_{eq} = 10 \cdot \lg \left[\frac{1}{T_m} \int_{t=0}^{T_m} 10^{0,1 \cdot L(t)} dt \right]$$

$$\text{Vorbeifahrt eines LKW's: } L_m = L_{eq} = L_w - 8dB - 10 \cdot \lg \left(\frac{T_m \cdot a \cdot v}{\pi} \right)$$

Bestimmung der Schalleistung nach dem Hüllflächenverfahren:

Maschine auf schallharter Unterlage (ohne Korrekturen):

$$L_w = 10 \cdot \lg \left[\frac{1}{S_0} \sum_{i=1}^n (S_i \cdot 10^{0,1 \cdot L_{pi}}) \right] = 10 \cdot \lg \left[\frac{1}{S} \sum_{i=1}^n (S_i \cdot 10^{0,1 \cdot L_{pi}}) \right] + 10 \cdot \lg \frac{S}{S_0} = \bar{L}_p + L_s$$

\bar{L}_p : mittlerer Messflächenschalldruckpegel

L_s : Messflächenmaß der Hüllfläche

Sind die Messflächen S_i gleich groß, dann gilt:

$$\bar{L}_p = 10 \cdot \lg \left[\sum_{i=1}^n 10^{0,1 \cdot L_{pi}} \right] - 10 \cdot \lg n$$

Raumakustik:

Hallradius: $r_H = 0,141 \cdot \sqrt{A}$

Sabinesche Formel: $T = 0,163 \left[\frac{S}{m} \right] \cdot \frac{V}{A}$ oder auch "vereinfacht": $T = 0,163 \cdot \frac{V}{A}$

Zusammenhang zwischen dem Schalleistungspegel einer Schallquelle und dem Schalldruckpegel im diffusen Schallfeld:

$$L_p = L_w + 6dB - 10 \cdot \lg(A)$$

Gesamtabsorptionsfläche eines Raumes:

$$A = \sum \alpha_i \cdot S_i$$