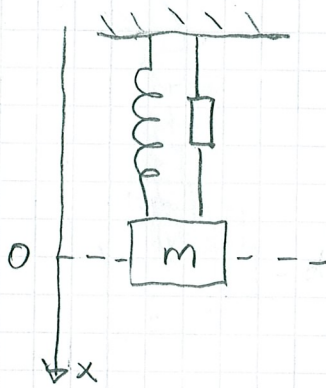


# 15. Diff. ekvationer I

①



$$F_{\text{friktion}} = -\lambda v = -\lambda \frac{dx}{dt}$$

$$F_{\text{fjäder}} = -kx$$

$$NII \Rightarrow ma = F$$

ex, bildäck

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - \lambda \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

Ansatz:  $X(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1) \Rightarrow$

$$m \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(\omega) (i\omega)^2 e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -kx(\omega) e^{i\omega t} - \lambda (i\omega)x(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \underbrace{x(\omega) [-m\omega^2 + k + \lambda i\omega]}_{f(\omega)} d\omega = 0$$

Det är endast fouriertransform av 0  $\rightarrow 0 \Rightarrow f(\omega) = 0$

$$x(\omega) [-m\omega^2 + k + \lambda i\omega] = 0$$

gånga med  $(-\frac{1}{m}) \Rightarrow$  (samma form som i boken)

$$x(\omega) \left[ \omega^2 - \frac{k}{m} - i \frac{\lambda}{m} \omega \right] = 0$$

$$x(\omega) [\omega^2 - \omega_0^2 - 2i\beta\omega] = 0 \quad 2'ä \text{ grads ekv.}$$

nollställen då  $\omega = \omega_{1,2} = i\beta \pm \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$

$\Rightarrow$  endast dessa frekvenser kan vara nollställen

$$x(\omega) = A \delta(\omega - \omega_1) + B \delta(\omega - \omega_2)$$

# Transformeras vi till bala

②

$$\begin{aligned}
 X(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\
 &= \frac{1}{2\pi} \left[ A e^{i\omega_1 t} + B e^{i\omega_2 t} \right] \\
 &= C e^{-\beta t} e^{i\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t} + D e^{-\beta t} e^{-i\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t}
 \end{aligned}$$

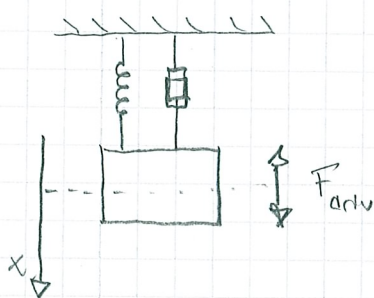
a, Ingen dämpning  $\beta = 0 \Rightarrow$  harmoniska svängningar

b, lite dämpning ( $\beta < \omega_0, \beta \neq 0$ )  $\Rightarrow$  dämpade harmoniska svängningar

c, mycket dämpning  $\beta > \omega_0$   
 $\Rightarrow$  exponentiell dämpning  
 utan svängning

Lägger vi till en drivande kraft

bör det roligare



$$\vec{F}_{driv} = F \cdot \sin(\omega t)$$

För enkelhets skull tar vi

en komplex form:  $\vec{F}_{driv} = F e^{i\omega t}$

$$\Rightarrow m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - \lambda \frac{dx}{dt} + F e^{i\omega t}$$

Som innan  $\rightarrow$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) [\omega^2 - \omega_0^2 - 2i\beta\omega] e^{i\omega t} d\omega = -\frac{F}{m} e^{i\omega t}$$

$$-\frac{F}{m} e^{i\Omega t} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{F}{m} \cdot 2\pi\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - \Omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$\Rightarrow X(\omega) [\omega^2 - \omega_0^2 - 2i\beta\omega] = \left(-\frac{2\pi F}{m}\right) \delta(\omega - \Omega)$$

$$\Rightarrow X(\omega) = \frac{\left(-\frac{2\pi F}{m}\right) \delta(\omega - \Omega)}{[\omega^2 - \omega_0^2 - 2i\beta\omega]} + \underbrace{\left(\text{lös. för } F=0\right)}_{\text{homogena lös.}}$$

partikulär lös.

$$\Rightarrow X(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{i\omega t} d\omega = -\frac{F}{m} \frac{e^{i\Omega t}}{\Omega^2 - \omega_0^2 - 2i\beta\Omega}$$

!  $\Omega t = 0$   
dus  
insvingningsförloppet  
försummas

Swingningens amplitud

$$|X(t)| = \frac{F/m}{\sqrt{(\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\Omega^2}}$$

Denne amplitud är maximal när nämnaren har ett minimum. Detta sker för

$$\Omega = \pm \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \left(\approx \pm \omega_0 \quad \beta \ll \omega_0\right)$$

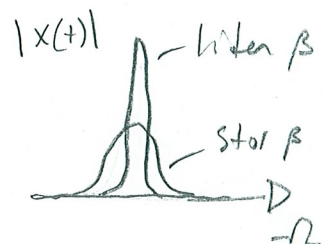
Vi har en så kallad resonans. Resonans

frekvenser ligger strax under egenresonansfrekvensen  $\omega_0$ .

Vid resonansfrekvensen har vi amplituden

$$X_{max} = \frac{F/m}{2\omega_0\beta}$$

Ju mindre dämpning desto högre topp



Resonans är ett viktigt fenomen. (4)

- Gunga, man pultar i takt med resonansfrekvensen
- vibrationer i bilar, ratten vibrerar vid vissa hastigheter

Sammanfattningssats:

Försummas insvängningsförloppet ~~lös~~ lösningen till den

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx + d \frac{dx}{dt} = F e^{i\omega t} \quad \text{drivna oscillatorn:}$$

som  $x(t) = x(\omega) \cdot e^{i\omega t}$

dus de svänger med den drivande kraftens frekvens.