

Afleidingen

Academiejaar 2021 – 2022

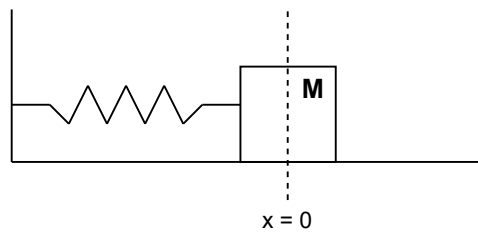
Robbe Decapmaker

Inleiding

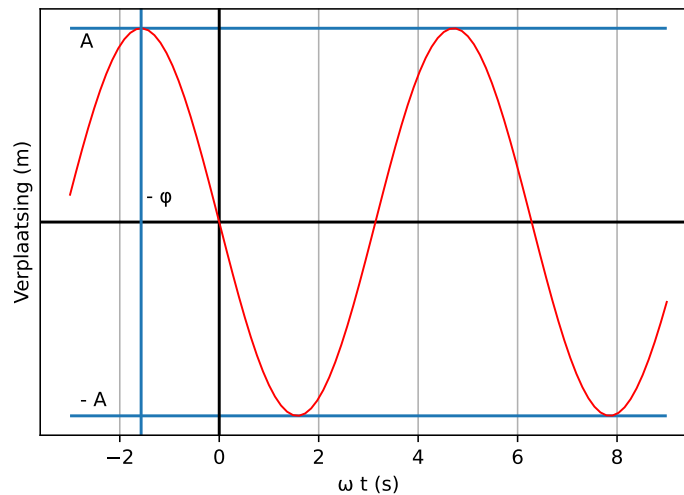
De afleidingen voor trillingen en golven. De source code is te vinden op github.

1 Afleiding 1

Afleiding van de uitdrukking voor de verplaatsing van een ongedempte trilling aan de hand van de bewegings-vergelijking



Figuur 1: Massa veer systeem



Figuur 2: Harmonische Oscillator

We stellen eerst de tweede wet van Newton op voor het blokje M uit figuur 1.

$$\sum \vec{F} = m\vec{a}$$

We kijken nu enkel naar de x-component, en brengen we de kracht van de veer in rekening:

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

We hebben ook de versnelling geschreven als de tweede afgeleide van de verplaatsing. Door alle termen naar het linker lid te verplaatsen krijgen we volgende differentiaal vergelijking:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0 \quad (1)$$

Deze differentiaal vergelijking moeten we oplossen aan de hand van beginvoorwaarden. Deze voorwaarden verkrijgen we experimenteel. Bij het experiment noteren we de uitwijking tegenover de tijd. Hierdoor verkrijgen we figuur 2. Wiskundig vertaalt dit zich tot:

$$x(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (2)$$

we kunnen vergelijking 2 afleiden om de snelheid van het blokje te verkrijgen:

$$v(t) = \frac{dx(t)}{dt} = -\omega A \sin(\omega t + \varphi) \quad (3)$$

Door nogmaals vergelijking 3 nogmaals af te leiden kunnen we ook de versnelling van het blokje verkrijgen:

$$a(t) = \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi) \quad (4)$$

Nu kunnen we vergelijkingen 4 en 2 invullen in vergelijking 1:

$$-\omega^2 m A \cos(\omega t + \varphi) + k A \cos(\omega t + \varphi) = 0 \quad (5)$$

Vergelijking 5 is nu een oplossing voor differentiaal vergelijking 1 als aan volgende voorwaarde voldaan is:

$$\begin{aligned} -\omega^2 m A \cos(\omega t + \varphi) + k A \cos(\omega t + \varphi) &= 0 \\ \left(\frac{k}{m} - \omega^2\right) A \cos(\omega t + \varphi) &= 0 \\ \frac{k}{m} - \omega^2 &= 0 \\ \frac{k}{m} &= \omega^2 \end{aligned}$$

2 Afleiding 2

Afleiding van de potentiële en kinetische energie van een ongedempte trilling in functie van de plaats

Er zijn 2 vormen van energie aanwezig in een massa-veer-systeem. We hebben de potentiële energie in de veer en de kinetische energie van het blokje.

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{1}{2}kx^2 + \frac{1}{2}mv^2 \\
 E(x) &= \frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi) + \frac{1}{2}m\omega^2 A^2\sin^2(\omega t + \varphi) \\
 E(x) &= \frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi) + \frac{1}{2}m\frac{k}{m}A^2\sin^2(\omega t + \varphi) \\
 E(x) &= \frac{1}{2}kA^2(\cos^2(\omega t + \varphi) + \sin^2(\omega t + \varphi)) \\
 E(x) &= \frac{1}{2}kA^2
 \end{aligned}$$

We zien nu duidelijk dat de hoeveelheid energie niet afhankelijk is van de uitwijking van de massa. Met andere woorden, de energie blijft constant in het systeem (Figuur 3).



Figuur 3: Energie balans

3 Afleiding 3

Snelheid in functie van de afstand

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dx} \cdot \frac{dx}{dt}$$

We kunnen vergelijkingen 2 en 3 invullen:

$$-A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) = \frac{dv}{dx} \cdot A\omega \sin(\omega t + \varphi)$$

Na schrappen en herschikken:

$$\frac{dv}{dx} = \frac{\omega \cos(\omega t + \varphi)}{\sin(\omega t + \varphi)}$$

Sinus substitutie:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dx} &= \frac{\omega \cos(\omega t + \varphi)}{\sqrt{1 - \cos^2(\omega t + \varphi)}} \\ \frac{dv}{dx} &= \frac{\pm \omega \frac{x}{A}}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}} \end{aligned}$$

Nu integratie van beide leden:

$$\int dv = \int \frac{\pm \omega \frac{x}{A}}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}} dx$$

De snelheid in functie van de afstand is dus:

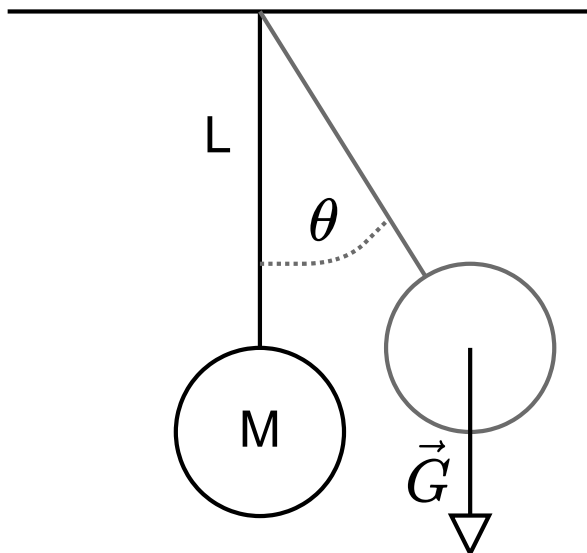
$$v(x) = \omega A \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \quad (6)$$

Uit vergelijking 6 kunnen we nu ook afleiden wat de uitdrukking is voor v_{\max} . We weten dat v_{\max} zich zal voordoen bij het evenwichtspunt oftewel als $x = 0$.

$$\begin{aligned} v(x) &= \omega A \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \\ v_{\max} &= \omega A \sqrt{1 - \frac{0^2}{A^2}} \\ v_{\max} &= \omega A \sqrt{1} \\ v_{\max} &= \omega A \end{aligned}$$

4 Afleiding 4

Afleiding van de beweging van een pendulum aan de hand van de bewegingsvergelijking De



Figuur 4: Pendulum

drijvende kracht van de pendulum is gelijk aan:

$$F = -mg\sin(\theta)$$

Hiermee kunnen we de bewegingsvergelijking opstellen:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -mg\sin(\theta)$$

We kunnen stellen dat $\sin(\theta) \approx \theta$ voor een kleine θ :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -mg\theta$$

We kunnen ook stellen dat $x = l\theta$:

$$ml \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -mg\theta$$

We kunnen dit nu herschrijven naar:

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \frac{g}{l} \theta = 0$$

Dit geeft ons een differentiaalvergelijking. Een oplossing ziet er als volgt uit:

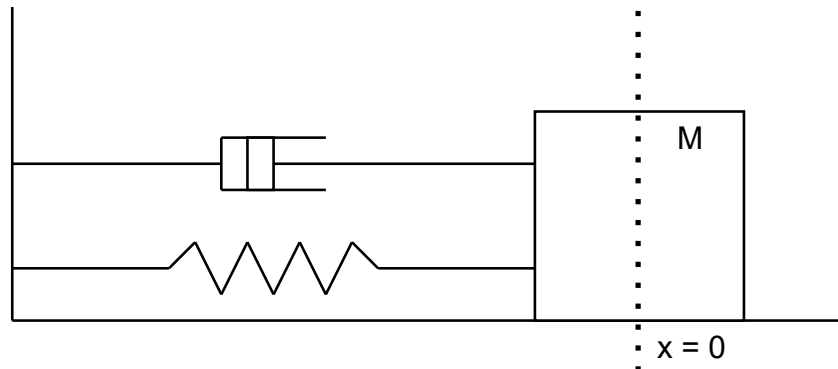
$$\theta(t) = \theta_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

Hierbij zien we dat $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$.

5 Afleiding 5

Gedempte harmonische trilling

We beginnen met de bewegingsvergelijking op te stellen:



Figuur 5: Gedempt massa veer systeem

$$\begin{aligned}
 m\vec{a} &= \vec{F}_{veer} + \vec{F}_{demper} \\
 m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -kx - bv \\
 m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -kx - b \frac{dx}{dt} \\
 0 &= m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx
 \end{aligned}$$

We maken gebruik van de formule van Euler $e^{i\varphi} = \cos(\varphi) + i\sin(\varphi)$ om tot een oplossing van de differentiaalvergelijking te komen:

$$\tilde{x}(t) = Ae^{(\gamma+i\omega)t+i\varphi}$$

Het reëel deel is dus:

$$x(t) = \text{Re}(\tilde{x}(t)) = Ae^{\gamma t} \cos(\omega t + \varphi)$$

We kunnen deze nu invullen in de bewegingsvergelijking:

$$m(\gamma + i\omega)^2 \tilde{x}(t) + b(\gamma + i\omega)e^{(\gamma+i\omega)t+i\varphi} + ke^{(\gamma+i\omega)t+i\varphi} = 0 \quad (7)$$

Na herordenen en het delen door m, krijgen we:

$$\gamma^2 + 2i\gamma\omega - \omega^2 + \frac{b}{m}\gamma + i\frac{\omega b}{m} + \frac{k}{m} = 0$$

We kijken nu naar het imaginair deel:

$$\begin{aligned}
 2i\gamma\omega + i\frac{\omega b}{m} &= 0 \\
 2\gamma + \frac{b}{m} &= 0 \\
 -\frac{b}{2m} &= \gamma
 \end{aligned}$$

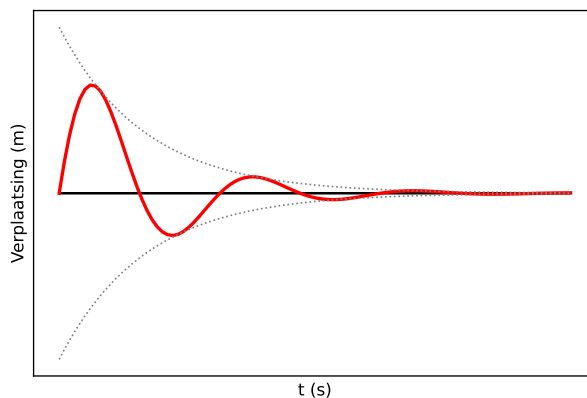
We vullen nu deze waarde van γ in in het reëel deel van vergelijking 7:

$$\begin{aligned}\gamma^2 - \omega^2 + \frac{b}{m}\gamma + \frac{k}{m} &= 0 \\ \left(-\frac{b}{2m}\right)^2 - \omega^2 + \frac{b}{m}\left(-\frac{b}{2m}\right) + \frac{k}{m} &= 0 \\ \frac{k}{m} - \frac{b^2}{4m^2} &= \omega^2 \\ \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{b^2}{4m^2}} &= \omega\end{aligned}$$

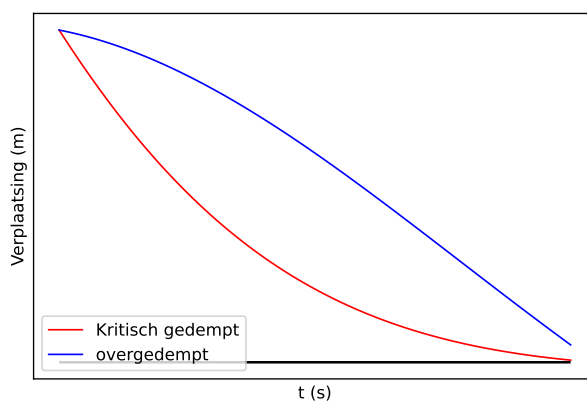
Hiermee hebben we nu de natuurlijke frequentie van het systeem gevonden. We kunnen tot slot ook nog stellen dat:

$$x(t) = \text{Re}(\tilde{x}(t)) = Ae^{-\frac{b}{2m}t} \cos(\omega t + \varphi)$$

We kunnen nu drie gevallen onderscheiden:



Figuur 6: Ondergedempte trilling ($b^2 \ll 4mk$)



Figuur 7: Kritisch ($b^2 = 4mk$) en over gedempte ($b^2 \gg 4mk$) trilling

6 Afleiding 6

Gedwongen trillingen

We stellen eerst de bewegingsvergelijking op:

$$m \frac{d^2 \tilde{x}(t)}{dt^2} + b \frac{d\tilde{x}(t)}{dt} + k\tilde{x}(t) = F_0 \cos(\omega t) \quad (8)$$

Een voorstel voor de algemene oplossing van differentiaalvergelijking 8 ziet er als volgt uit:

$$\tilde{x}(t) = A e^{i(\omega t + \varphi)}$$

waarbij $\tilde{F} = F_0 e^{i\omega t} e^{-i\varphi}$. Dit kunnen we nu invullen in vergelijking 8:

$$\begin{aligned} m\omega^2 \tilde{x}(t) + i\omega b \tilde{x}(t) + k\tilde{x}(t) &= F_0 e^{i\omega t} e^{-i\varphi} \\ m\omega^2 A e^{i\omega t} e^{i\varphi} + i\omega b A e^{i\omega t} e^{i\varphi} + k A e^{i\omega t} e^{i\varphi} &= F_0 e^{i\omega t} e^{-i\varphi} \\ m\omega^2 A + i\omega b + k &= F_0 e^{-i\varphi} \end{aligned}$$

We kunnen dit opsplitsen in een imaginair en reëel deel:

Imaginaire: $\omega b A = -F_0 \sin(\varphi)$

Reëel: $-m\omega A + kA = F_0 \cos(\varphi)$

Als we nu het imaginair deel delen door het reëel deel verkrijgen we voor φ :

$$\begin{aligned} -\frac{\omega b}{k - m\omega^2} &= \tan(\varphi) \\ b \tan\left(\frac{-\omega b}{k - m\omega^2}\right) &= \varphi \end{aligned}$$

Om de amplitude te bepalen kijken we opnieuw naar het imaginair deel:

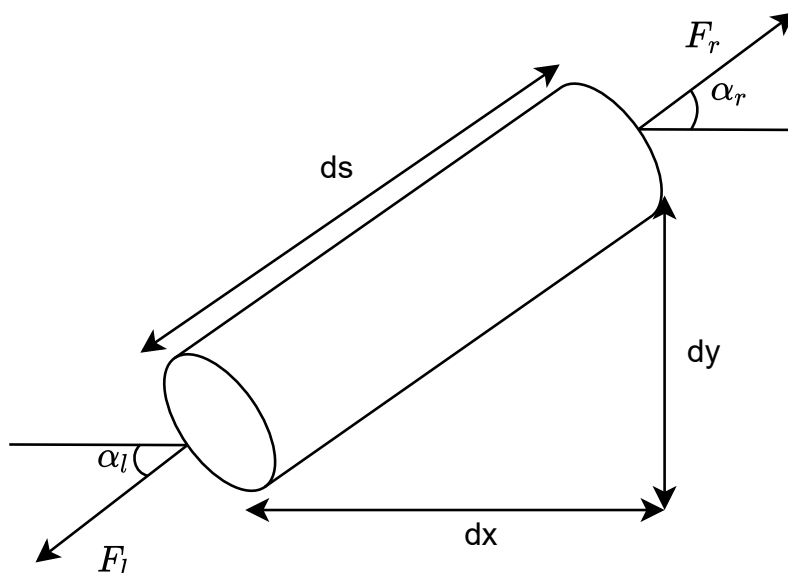
$$\begin{aligned} \omega b A &= -F_0 \sin(\varphi) \\ \omega b A &= -F_0 \frac{\tan(\varphi)}{\sqrt{1 + \tan^2(\varphi)}} \\ \omega b A &= -F_0 \frac{\tan(b \tan(\frac{-\omega b}{k - m\omega^2}))}{\sqrt{1 + \tan^2(b \tan(\frac{-\omega b}{k - m\omega^2}))}} \\ \omega b A &= -F_0 \frac{\frac{-\omega b}{k - m\omega^2}}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 b^2}{(k - m\omega^2)^2}}} \\ \omega b A &= -F_0 \frac{\frac{-\omega b}{k - m\omega^2}}{\sqrt{\frac{(k - m\omega^2)^2 + \omega^2 b^2}{(k - m\omega^2)^2}}} \\ A &= \frac{\frac{F_0}{k - m\omega^2}}{\sqrt{\frac{(k - m\omega^2)^2 + \omega^2 b^2}{(k - m\omega^2)^2}}} \\ A &= \frac{\frac{F_0}{m}}{\sqrt{(\frac{k}{m} - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 b^2}{m^2}}} \\ A &= \frac{\frac{F_0}{m}}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 b^2}{m^2}}} \end{aligned}$$

met ω_0 de natuurlijke frequentie van het systeem en ω de gedwongen frequentie.

7 Afleiding 7

Golf vergelijking

We nemen aan dat F_r en F_l uit figuur 8 gelijk zijn aan elkaar en aan de spanning in het touw σA . we stellen ook dat de massa voldoet aan $dm = \rho ds A$.



Figuur 8: Touw

We starten met het opstellen van de wet van Newton:

$$\begin{aligned}\sum \vec{F} &= m\vec{a} \\ F_r \sin(\alpha_r) &= F_l \sin(\alpha_l) = dm a_y \\ \sigma A (\sin(\alpha_r) - \sin(\alpha_l)) &= dm \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \\ \sigma \left(\frac{dy}{dx} \Big|_r - \frac{dy}{dx} \Big|_l \right) &= \rho ds \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\end{aligned}$$

We stellen dat α klein is, en dus kunnen we zeggen dat $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) = \frac{dy}{dx}$. We nemen ook aan dat $ds \approx dx$.

$$\begin{aligned}\sigma \frac{\frac{dy}{dx} \Big|_r - \frac{dy}{dx} \Big|_l}{dx} &= \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \\ \sigma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} &= \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\end{aligned}$$

Hiermee zijn we de 1D golfvergelijking bekomen.