

Vehicle Dynamics and Control

Jan Åslund

jan.aslund@liu.se

Associate Professor

Dept. Electrical Engineering

Vehicular Systems

Linköping University

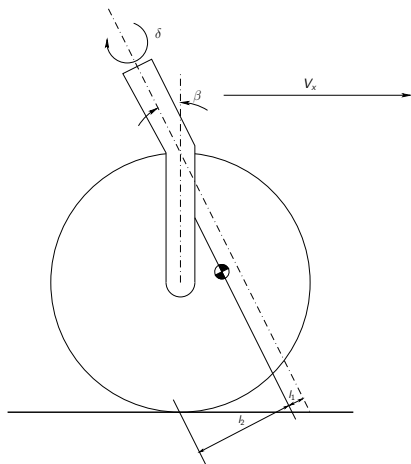
Sweden

Lecture 9



Stability of inclined axis caster

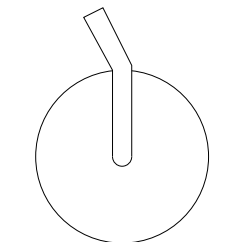
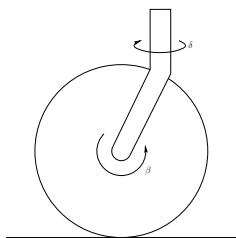
We shall study the stability of the following system:



where β is the rake angle and δ is the steer angle.

Stability of inclined axis caster

First some geometry. Start with a vertical steer axis and a wheel axis that is pointing in the y -direction.

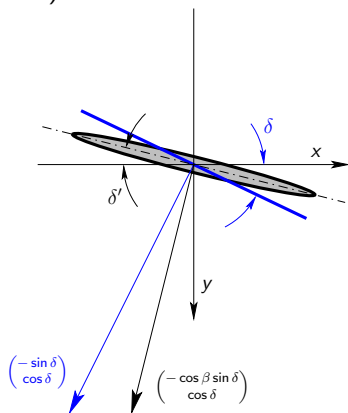


First rotate the wheel δ about the steer axis and then β about the y -axis to reach the final position. The direction of the wheel axis then becomes:

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \delta & -\sin \delta & 0 \\ \sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \beta \sin \delta \\ \cos \delta \\ -\sin \beta \sin \delta \end{pmatrix}$$

Stability of inclined axis caster

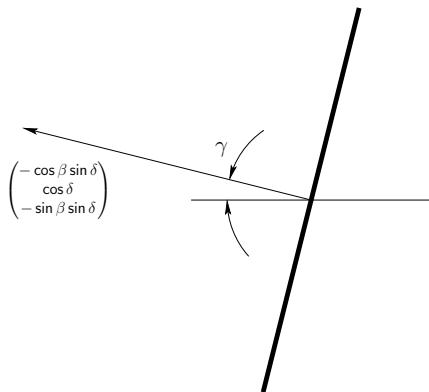
Wheel and direction of wheel axle seen from above after the first (blue) and second rotation (black):



Relation for angle on ground plane δ' : $\tan \delta' = \frac{\cos \beta \sin \delta}{\cos \delta}$, $\delta' \approx (\cos \beta) \delta$

Stability of inclined axis caster

Wheel and direction of wheel axle seen from the front:



Relation for camber angle γ : $\sin \gamma = \sin \beta \sin \delta$, $\gamma \approx (\sin \beta) \delta$

Stability of inclined axis caster

There are two contribution to the slip angle:

$$\alpha = (\cos \beta)\delta + \frac{(l_1 + l_2)\dot{\delta}}{V_x}$$

The first is δ' from a previous slide and the second is due to the angular speed $\dot{\delta}$.

The total lateral force at the contact is

$$F_y = C_\alpha \alpha + C_\gamma \gamma = C_\alpha ((\cos \beta)\delta + (l_1 + l_2)\dot{\delta}/V_x) + C_\gamma (\sin \beta)\delta$$

where C_α and C_γ cornering and camber stiffness, respectively.

$$(I_y + ml_1^2)\ddot{\delta} + C_\alpha((l_1 + l_2)^2/V_x)\dot{\delta} + (C_\alpha \cos \beta + C_\gamma \sin \beta)(l_1 + l_2)\delta = 0$$

The characteristic equation has complex solutions if

$$V_x > V_{lim} = \dots$$

and V_{lim} increases as the rake angle β increases.

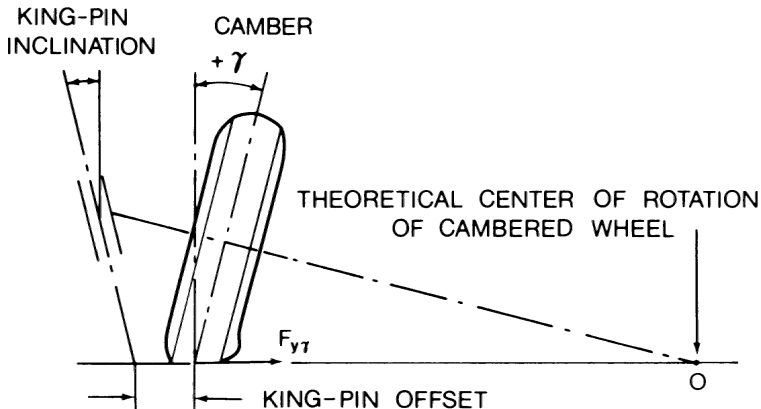


Fig. 1.33 Behavior of a cambered tire.

Section 1

Hopp- och nickrörelser

Studerar det dynamiska systemet i figur 7.7.

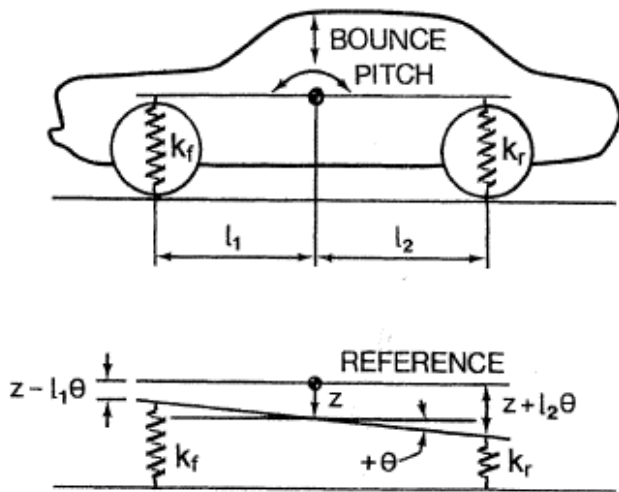
$$m_s \ddot{z} + k_f(z - l_1\theta) + k_r(z + l_2\theta) = 0$$

$$I_y \ddot{\theta} - k_f l_1(z - l_1\theta) + k_r l_2(z + l_2\theta) = 0$$

där

$$I_y = m_s r_y^2$$

Figur 7.7



Genom att införa beteckningarna

$$D_1 = \frac{k_f + k_r}{m_s}$$

$$D_2 = \frac{k_r l_2 - k_f l_1}{m_s}$$

$$D_3 = \frac{1}{I_y} (k_f l_1^2 + k_r l_2^2) = \frac{1}{m_s r_y^2} (k_f l_1^2 + k_r l_2^2)$$

får vi

$$\ddot{z} + D_1 z + D_2 \theta = 0$$

$$\ddot{\theta} + \frac{D_2}{r_y^2} z + D_3 \theta = 0$$

Eigenfrekvenser och egenvärden kan beräknas som tidigare.

Karakteristisk ekvation för systemet

$$\omega_n^4 - (D_1 + D_3)\omega_n^2 + \left(D_1 D_3 - \frac{D_2^2}{r_y^2} \right) = 0$$

Egenvektorerna ges av systemet

$$(D_1 - \omega_n^2)Z + D_2\Theta = 0$$

$$\frac{D_2}{r_y^2}Z + (D_3 - \omega_n^2)\Theta = 0$$

Den första ekvationen ger sambandet

$$\frac{Z}{\Theta} = \frac{D_2}{\omega_n^2 - D_1}$$

Kvoten ger avståndet mellan tyngdpunkten och centrum för oscillationen för de två egenmoderna, se figur 7.19.

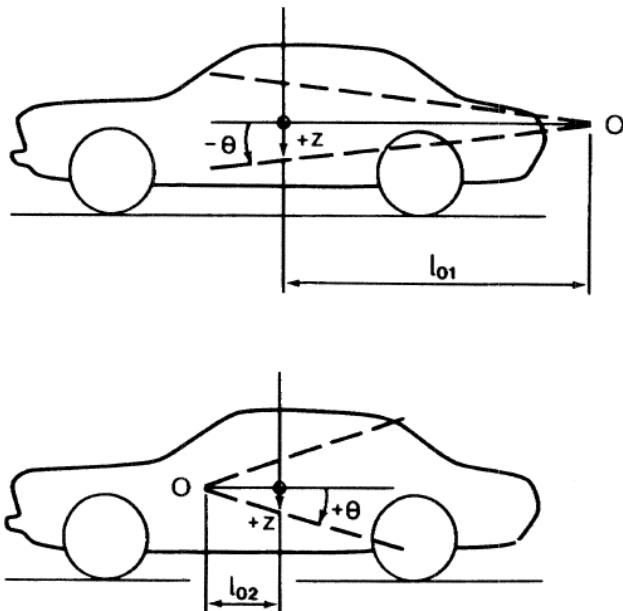
Det går att visa att nämnaren $\omega_n^2 - D_1$ är negativ för den lägre frekvensen och positiv för den högre.

Tecknet på täljaren

$$D_2 = \frac{1}{m_s}(k_r l_2 - k_f l_1)$$

beror på fjädrarnas styvhet och tyngdpunktens läge.

Figur 7.19



Om

$$D_2 = \frac{1}{m_s}(k_r l_2 - k_f l_1) = 0$$

är systemet okopplat och rörelsen kan delas upp i en ren vertikal oscillation och en roterande oscillation med centrum i tyngdpunkten.

Det andra intressanta specialfallet är då

$$r_y^2 = l_1 l_2$$

Centrum för oscillationerna ligger då vid främre resp. bakre fjädring.

I detta fall är systemet ekvivalent med ett okopplat system med massan $m_s l_2 / L$ fram och massan $m_s l_1 / L$ bak.

Section 2

Komfort och vibrationer

Janeways komfortkriterium anger gränser för amplituden A för en vertikal harmonisk svängning med frekvensen f :

I frekvensintervallet 1 – 6 Hz är det maximala “knycket” som begränsar:

$$A\omega^3 \leq 12.6 \text{ m/s}^3$$

I frekvensintervallet 6 – 20 Hz är det maximal acceleration som begränsar:

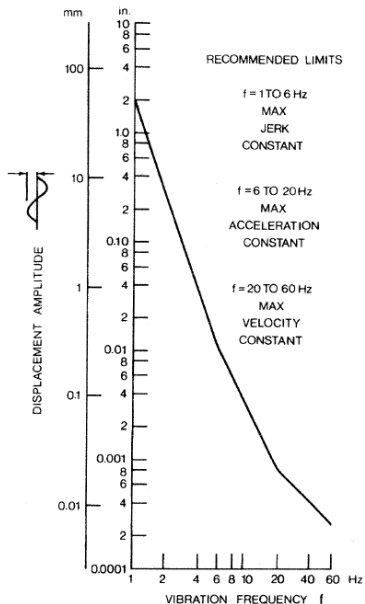
$$A\omega^2 \leq 0.33 \text{ m/s}^2$$

I frekvensintervallet 20 – 60 Hz det maximal hastigheten som begränsar:

$$A\omega \leq 2.7 \text{ mm/s}$$

Se figur 7.1

Figur 7.1

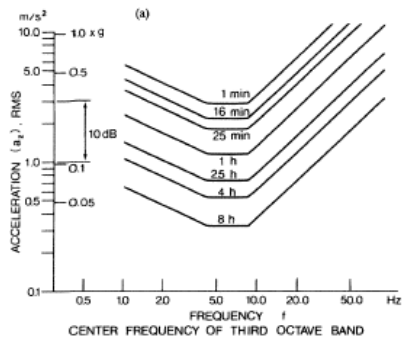


Komfortkriterier kan delas in i olika nivåer:

- Säkerhet och hälsa.
- Utmattning och prestationsförmåga.
- Möjlighet att t.ex. läsa, skriva och äta.

Figur 7.2 ger exempel på lämpliga gränser för det kvadratiska medelvärdet av accelerationen om vi betraktar det andra fallet.

Figur 7.2a



För en icke-harmonisk vägprofil $z(x)$ används ofta spektraltäthet istället för amplitud:

$$S_g(\Omega) = |Z(i\Omega)|^2$$

där $Z(i\omega)$ betecknar fouriertransformen och Ω är spatial frekvens med enheten [cykler/m].

Det kvadratiska medelvärdet av z ges av

$$\bar{z}^2 = \int_0^{\infty} S_g(\Omega) d\Omega$$

givet att vi har valt en lämplig definition av transformen.

En enkel modell för spektraltätheten S_g är

$$S_g(\Omega) = C_{sp}\Omega^{-N}$$

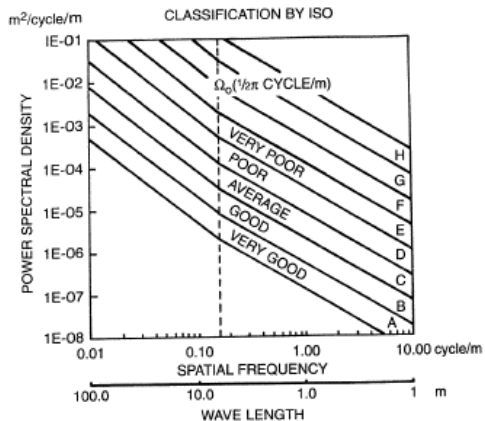
Figur 7.25 visar sambandet där parametrarna C_{sp} och N ges av tabell 7.1.

En annan modell visas i figur 7.27:

$$\begin{aligned} S_g(\Omega) &= S_g(\Omega_0)(\Omega/\Omega_0)^2 && \text{för } \Omega \leq \Omega_0 \\ S_g(\Omega) &= S_g(\Omega_0)(\Omega/\Omega_0)^{3/2} && \text{för } \Omega > \Omega_0 \end{aligned}$$

där $\Omega_0 = 1/2\pi$ och $S_g(\Omega_0)$ ges av tabell 7.2.

Figur 7.27



Om bilen håller hastigheten V med spatial frekvens Ω ges frekvensen f av sambandet

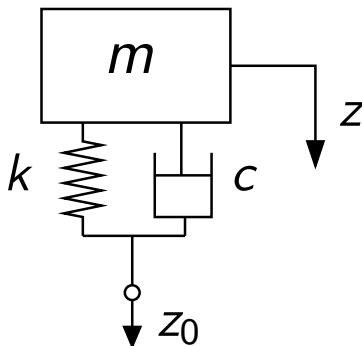
$$f[\text{Hz}] = \Omega[\text{cykler}/\text{m}]V[\text{m}/\text{s}]$$

Sambandet mellan spektraltätheterna ges av

$$S_g(f) = \frac{S_g(\Omega)}{V}$$

Givet en vägprofil med spektraltäthet $S_g(f)$ och en hastighet V så kommer detta resultera i att den fjädrade massan vibrerar.

För enkelhetens skull studerar vi en kvartsbilsmodell med en frihetsgrad.



Matematisk modell för systemet:

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = c\dot{z}_0 + kz_0$$

Genom att införa dämpfaktorn

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{km}}$$

och den naturliga vinkelhastigheten

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

kan differentialekvationen skrivas

$$\ddot{z} + 2\zeta\omega_n\dot{z} + \omega_n^2z = 2\zeta\omega_n\dot{z}_0 + \omega_n^2z_0$$

Genom att transformera differentialekvationen får vi

$$(s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2)Z(s) = (2\zeta\omega_n s + \omega_n^2)Z_0(s)$$

och

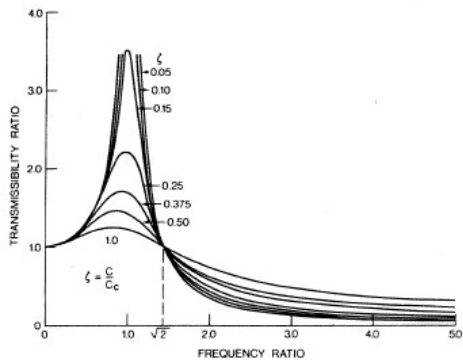
$$Z(s) = \frac{(2\zeta\omega_n s + \omega_n^2)}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} Z_0(s)$$

Förstärkningen ges av

$$|H(f)| = \sqrt{\frac{1 + (2\zeta f/f_n)^2}{(1 - (f/f_n)^2)^2 + (2\zeta f/f_n)^2}}$$

Figur 7.8 visar hur förstärkningen beror av dämpfaktorn och frekvenskvoten.

Figur 7.8



Sambandet mellan vägprofilens spektraltäthet $S_g(f)$ och fjädrade massans spektraltäthet S_v ges av

$$S_v(f) = |H(f)|^2 S_g(f)$$

För att studera komfortkriterier kommer vi nu att studera den fjädrade massans acceleration och spektraltätheten för accelerationen ges av

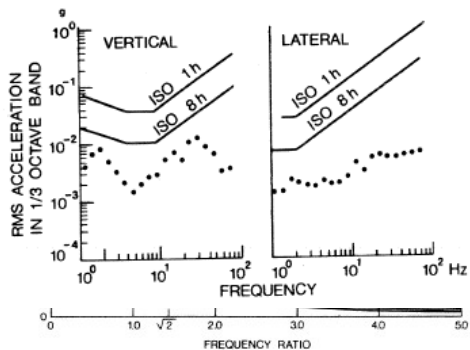
$$S_{va}(f) = |(2\pi f)^2 H(f)|^2 S_g(f)$$

Kvadratiska medelvärdet av accelerationen i en tredjedels oktavband med mittfrekvensen f_c ges av:

$$\sqrt{\int_{0.89f_c}^{1.12f_c} S_{va}(f) df}$$

Figur 7.30 visar gränser för detta medelvärde enligt ISO 2631.

Figur 7.30



Section 3

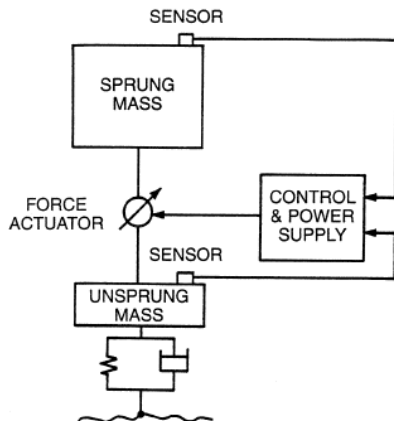
Reglering: Aktiv fjädring

Figur 7.31 visar principen för en aktiv hjulupphängning.

Hydrauliska aktuatorer Nackdelen är att systemet ofta väger mycket och förbrukar mycket energi.

Elektromagnetiska aktuatorer Linjära elektromagnetiska motorer är monterade vid samtliga hjul. Snabbare respons än hydrauliska. Motorerna kan användas som generatorer för att återvinna energi. Företaget Bose har utvecklat en “proof of concept”-modell för ett sådant system. Bose startades av MIT-professorn Amar G. Bose.

Figur 7.31: Aktivt system



Section 4

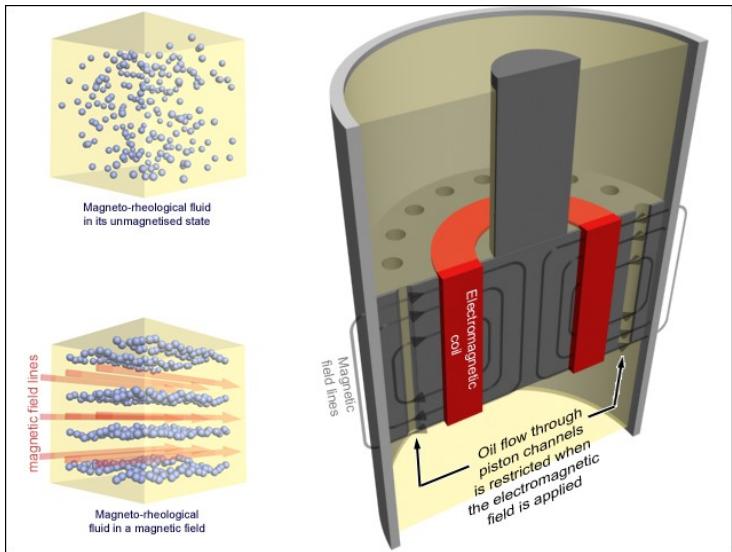
Reglering: Semi-aktivt system

Ett alternativ är att använda dämpare där dämpkoefficienten c_{sh} kan regleras.

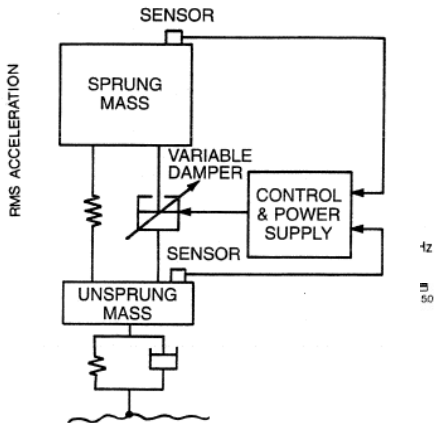
Magnetreologiska dämpare Dämparen är fylld med en magnetreologisk vätska som strömmar genom kanaler i dämparen. Viskositeten ökar när man lägger på ett magnetfält, vilket gör dämparen styvare.

Hydrauliska solenoidventiler Här regleras flödet av hydrauliska solenoidventiler. Ett exempel på detta är Öhlins CES-dämpare (Continuously controlled Electronic Suspension).

Magnetreologisk dämpare



Figur 7.32: Semiaktivt system





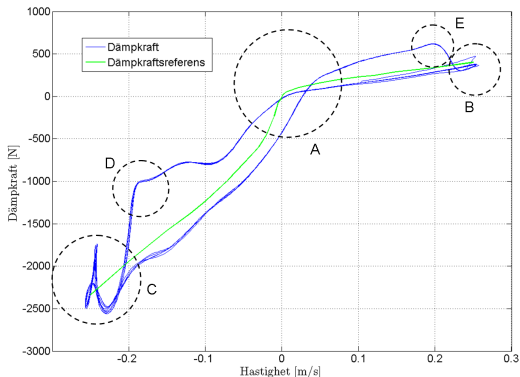
Figur 1.1. En CES-dämpare.

Figur 7.32: CES-dämparen

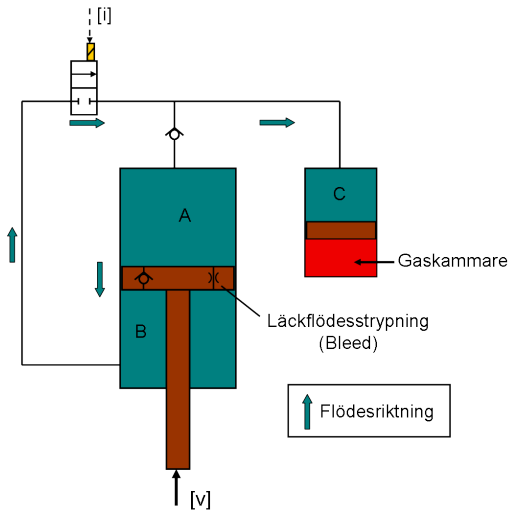
Från ett tidigare exjobb (Kvaldén och Johansson, 2011):

1.2 Problembeskrivning

Dämpkraften i CES-systemet är en kraftigt olinjär funktion av styrström och hastighet. Existerande reglering kan ibland vara för oexakt för att fungera tillfredsställande, se *figur 1.2* för exempel på detta.

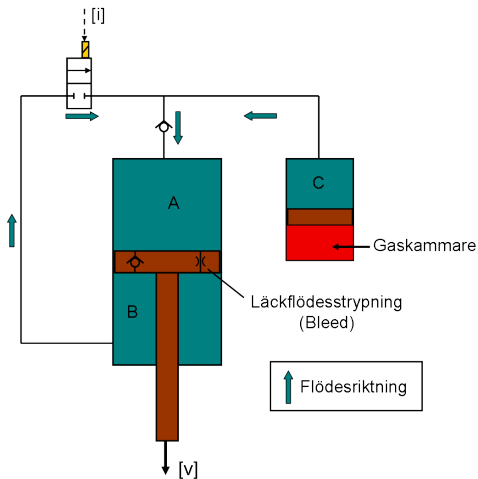


Figur 7.32: CES-dämparen



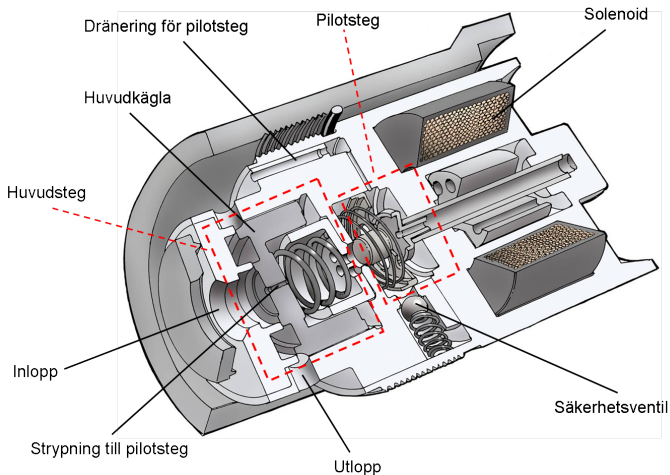
Figur 2.2. Skiss av oljeflödet vid kompressionsslag.

Figur 7.32: CES-dämparen



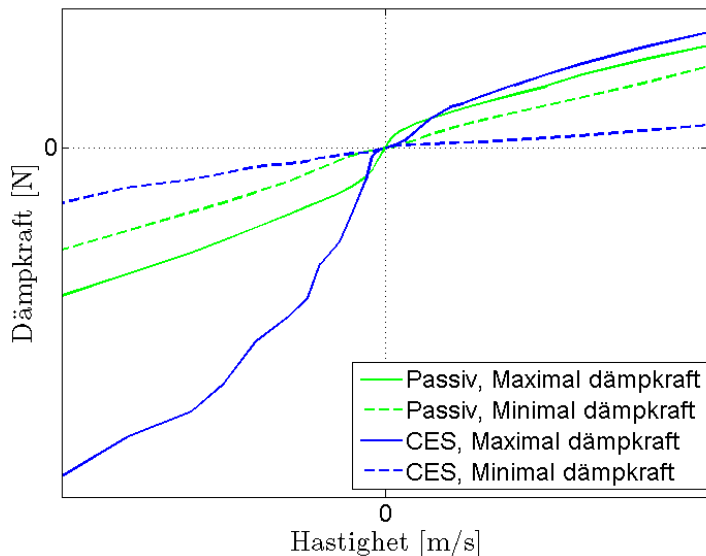
Figur 2.3. Skiss av oljeflödet vid returslag.

Figur 7.32: CES-dämparen



Figur 2.4. Schematisk bild över CES-ventilen.

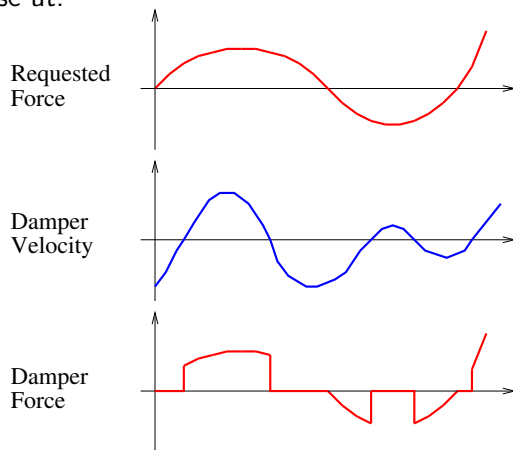
Figur 7.32: CES-dämparen



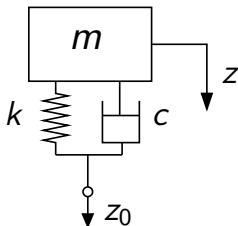
Arbetsgång:

- Välj en reglerstrategi
- Beräkna önskad kraft från dämparen F_{sh}
- Välj c_{sh} så att dämparen ger kraften F_{sh} när så är möjligt.

Så här kan det se ut:



Studerar kvartbilsmodellen med en frihetsgrad



Börjar med fallet med passiv fjädring som vi har studerat tidigare.

Förstärkningen ges i det passiva fallet av

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt{\frac{1 + (2\zeta f/f_n)^2}{(1 - (f/f_n)^2)^2 + (2\zeta f/f_n)^2}}$$

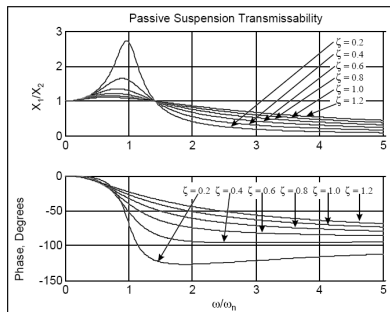
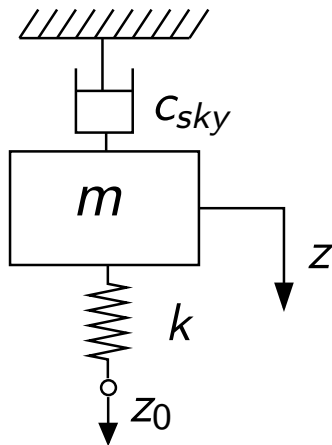


Figure 2.2. Passive Suspension Transmissibility.

Reglering: Skyhook

En konfiguration där man slipper kompromissen mellan hög och låg dämpfaktor är följande



Förstärkningen för detta system ges av

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt{\frac{1}{(1 - (f/f_n)^2)^2 + (2\zeta f/f_n)^2}}$$

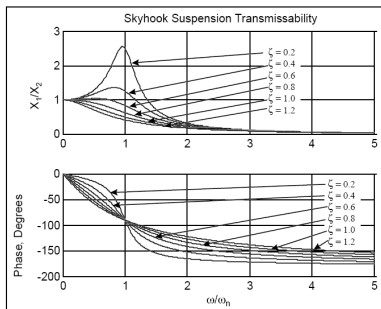


Figure 2.4. Ideal Skyhook Transmissibility.

Reglering: Skyhook

Kraften på den fjädrade massan i låtsas-systemet ges av:

$$c_{sky}\dot{z} + k(z - z_0)$$

Kraften på den fjädrade massan i det riktiga systemet är

$$c(\dot{z} - \dot{z}_0) + k(z - z_0)$$

En jämförelse ger följande samband:

$$c = c_{sky} \frac{\dot{z}}{\dot{z} - \dot{z}_0}$$

Eftersom c alltid är positiv väljer vi

$$c = \max \left\{ c_{sky} \frac{\dot{z}}{\dot{z} - \dot{z}_0}, 0 \right\}$$

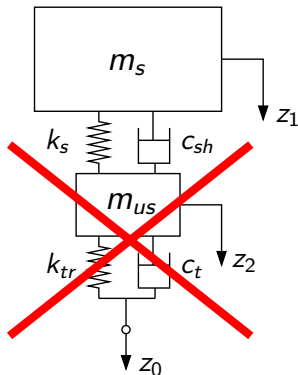
En förenklad variant som presenteras i boken är

$$c = \begin{cases} c_{firm} & \text{om } \dot{z}_1(\dot{z}_1 - \dot{z}_2) \geq 0, \\ c_{soft} & \text{om } \dot{z}_1(\dot{z}_1 - \dot{z}_2) < 0 \end{cases}$$

Reglering: Alternativ strategi

Betraktar även här kvartsbilsmodellen.

Antag vi vill få den fjädrade massan m_s att bete sig som att resten av systemet inte fanns,



d.v.s. att kraften på massan är lika med noll.

Reglering: Alternativ strategi

Totala kraften som verkar på den fjädrade massan är

$$c_{sh}(\dot{z}_1 - \dot{z}_2) + k_s(z_1 - z_2)$$

Genom att sätta uttrycket till noll, lösa ut c_{sh} och ta hänsyn till att c_{sh} inte kan vara negativ, så får vi följande reglerstrategi:

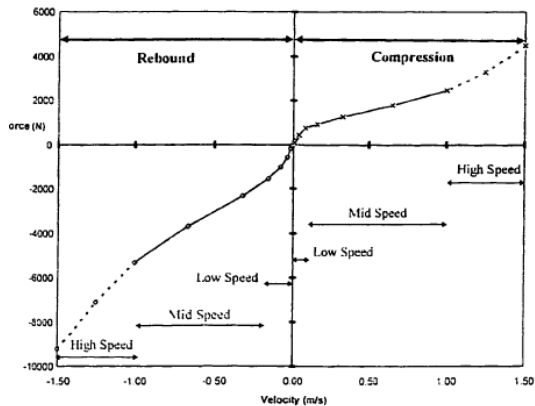
$$c_{sh} = \begin{cases} c_{soft} & \text{om } (\dot{z}_1 - \dot{z}_2)(z_1 - z_2) \geq 0, \\ -k_s(z_1 - z_2)/(\dot{z}_1 - \dot{z}_2) & \text{om } (\dot{z}_1 - \dot{z}_2)(z_1 - z_2) < 0, \end{cases}$$

Observera att med denna metod behöver vi bara känna till $z_1 - z_2$, d.v.s. den relativa skillnaden mellan den fjädrade och ofjädrade massan.

Section 5

Olinjära dämpare

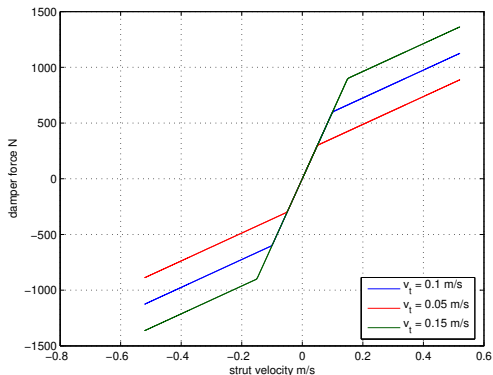
Olinjära dämpare



Olinjära dämpare

Hittills har vi studerat linjära modeller för dämpare.

Följande figur visar sambandet mellan kraft och $\dot{z}_1 - \dot{z}_2$ för en olinjär dämpare, där hastigheten v_t är en designparameter.



När parametern v_t skall väljas kan det finnas motstridiga önskemål.

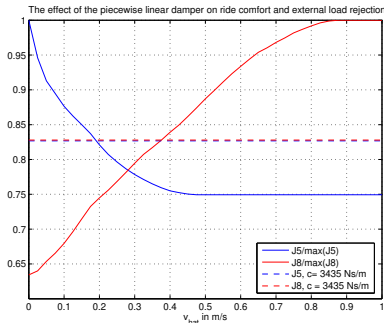
Exempel på detta är komfortmättet

$$J_8 = \int_0^T \ddot{z}_1^2 dt$$

och följande mått på den fjädrade massans avvikelse från jämviktsläget:

$$J_5 = \int_0^T z_1^2 dt$$

Följande figur visar hur J_5 och J_8 beror av v_t



Referens: *Simulation-based analysis and optimal design of nonlinear passive vehicle suspensions*, Christos Papageorgiou och Malcolm C. Smith