Løsningsforslag eksamen i TTK4105 reguleringsteknikk, 24. mai 2005

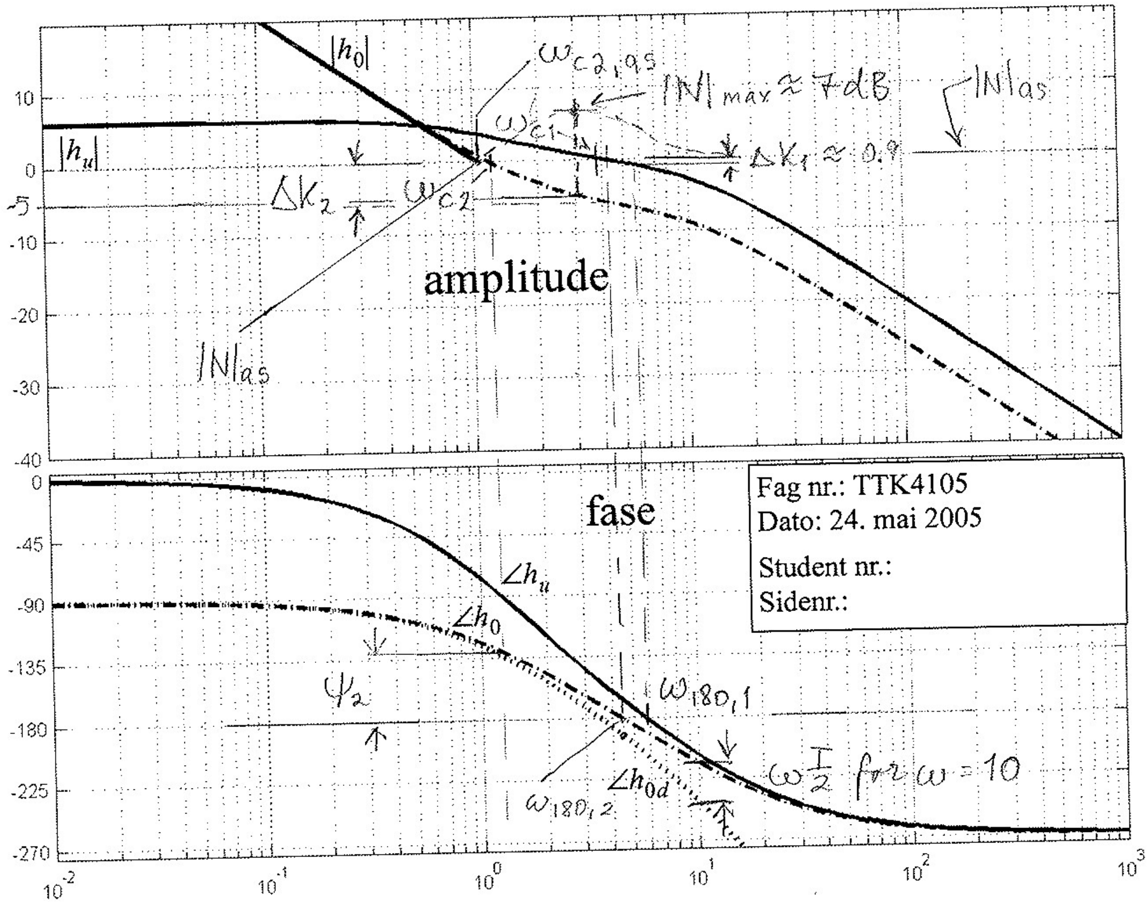
1a) Amplituden knekker opp mens fasen fortsetter å falle rundt $\omega \approx 3$: Vi har et ledd av typen $1 - T_2 s$ i teller.

Prøver $h_u = K \dfrac{1 - T_2 s}{(1+T_1 s)(1+T_3 s)}$, med $T_1 > T_2 > T_3$.

$\angle h_u(0) = 0$, $\angle h_u(j\infty) = -270°$, stemmer med grafen!

$|h_u(0)| = 6\,dB \Rightarrow K = \underline{2}$. $|h_u(j\omega)|_{\omega >> 1}$ faller med (-1), stemmer også med grafen!

1b) ω_{c1} er for nær $\omega_{180,1}$. Forsterkningsmargin ΔK_1 blir for liten. Systemet er nesten ustabilt.



1c) Start systemet med P-regulator og liten K_p. Øk K_p gradvis til systemet kommer i en stående svingning. Vi finner $\omega_{180} \approx 5.7$. Tabell V.12 gir da $T_i = T_k/1.2 = \frac{2\pi}{\omega_{180}}/1.2 = \frac{2\pi}{5.7}/1.2 = \underline{\underline{0.92}}$

$K_p = 0{,}45\, K_{p,krit} = 0{,}45 \cdot 10^{\frac{\Delta K_1}{20}} = 0.45 \cdot 10^{0.8/20} = \underline{\underline{0.495 \approx 0.5}}$

(Grafene er basert på $T_i = 0.85 \cdot T_k \approx T_k/1.2$; jeg brukte tilfeldigvis denne varianten da jeg laget grafene. Dette har minimal betydning).

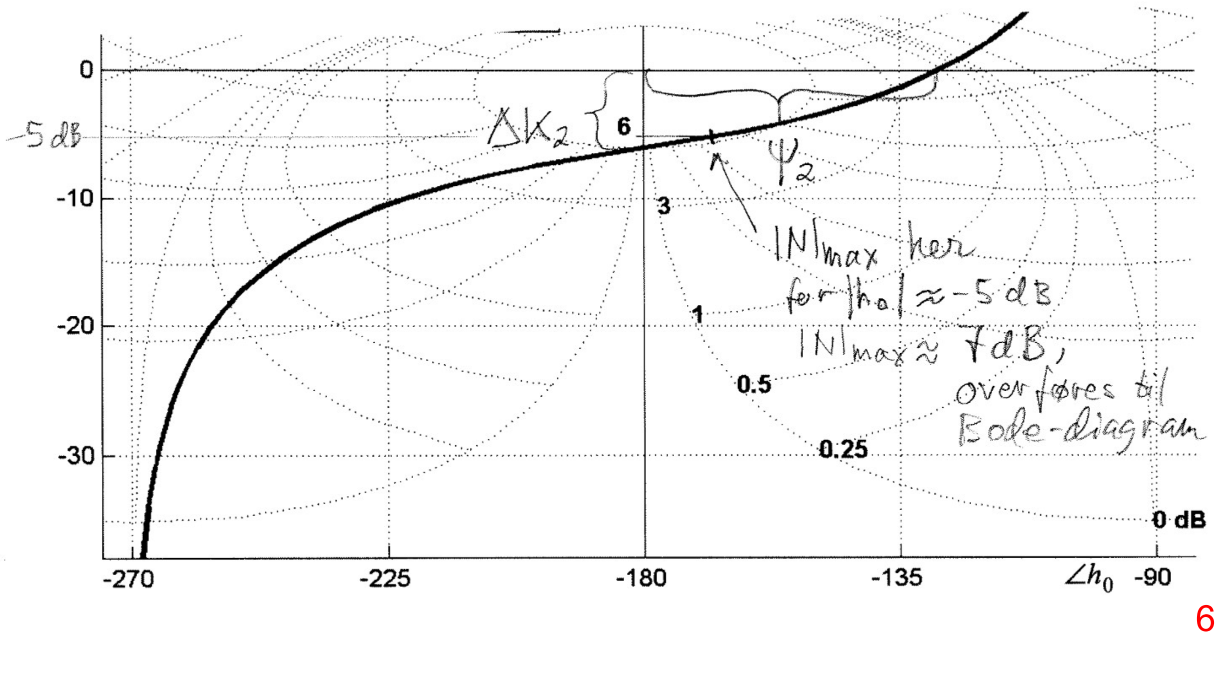
1d) Fra grafen: $\Delta K_2 \approx \underline{\underline{6dB}}$, $\psi_2 \approx \underline{\underline{51^\circ}}$

1e) $\angle h_0(0) = \angle h_u(0) - 90^\circ$, fordi $\angle h_r(0) = -90$ p.g.a integratoren i nevneren. $\angle h_0(j\infty) = \angle h_u(j\infty)$ fordi PI-regulatoren $\rightarrow K_p$ når $\omega \rightarrow \infty$.

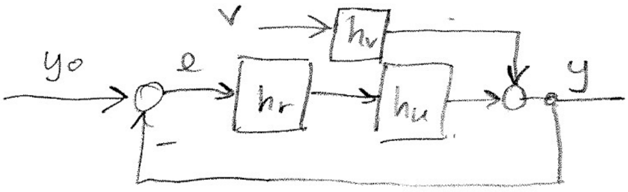
1f) $|h_0(j\omega)|_{as,\omega \ll 1} = \frac{K_p K}{T_i \omega} \Rightarrow \omega_{c2,as} = \underline{\underline{\frac{K_p K}{T_i}}}$

1g) se figur forrige side.

1h)



1 i)



$$\underline{\text{avviksforhold}} = \frac{e}{y_0} = N = \frac{1}{1+h_r h_u} = \frac{1}{1+h_0}$$

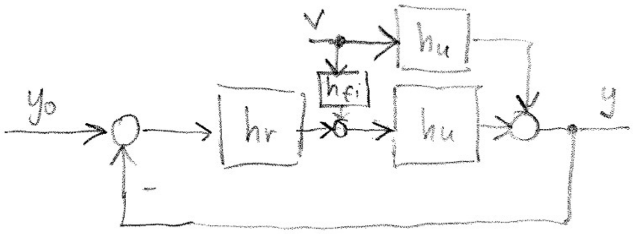
<u>reguleringsgrad</u>: $y_{uten} = h_v \cdot v$, $y_{med} = h_v \cdot N \cdot v$

$\frac{y_{med}}{y_{uten}} = N$. "Med" refererer seg her til "ved tilbake kopling."

1 j) Vi har allerede, før diskret regulering, $\Delta K_2 = 6\,dB$, $\psi_2 = 51^\circ$, $|N|_{max} = 7\,dB$. Av grafen ser vi at $\angle h_{0d}$ er merkbart mer negativ nær $\omega_{180,2}$ (dvs. for $\angle h_0$). Siden ΔK_2 er på grensa for det vi vil akseptere og $|N|_{max}$ er noe over allerede, bør vi gå noe ned med tastetida for å få $\angle h_{0d} \approx \angle h_0$ i dette området.

Leser av $\omega\frac{T}{2}$ for $\omega = 10$: $\frac{10T}{2} \approx 30^\circ \frac{\pi}{180^\circ} = \frac{\pi}{6} \Rightarrow \underline{\underline{T \approx 0.1}}$

1 k)



Vi krever $h_{fi} h_u + h_u = 0 \Rightarrow \underline{\underline{h_{fi} = -1}}$

2a) Grafen omslutter det kritiske punktet 2 ganger (med urviseren); $\Delta\angle(1+h_0) = -4\pi$

Vi har ingen poler i h.h.p. for $h_0 \Rightarrow N_p = 0$

(V.9) gir oss $\Delta\angle(1+h_0) = -2\pi(N_n - N_p)$.

Setter inn: $-4\pi = -2\pi(N_n - 0)$

$\Rightarrow N_n = 2$. Systemet er ustabilt med to poler i h.h.p. for det lukkede system.

2b) Reduserer den indre sløyfa først

$$h_1 = \frac{\frac{k_2}{s(1+Ts)}}{1 + \frac{Kk_2}{s(1+Ts)}} = \frac{k_2}{Ts^2 + s + Kk_2}$$

h_0 blir nå: $$h_0 = \frac{k_1 k_2}{Ts^3 + s^2 + Kk_2 s} = \frac{t_0}{n_0}$$

Det karakteristiske polynom = nevneren i $\frac{y}{y_0}(s) =$

$n_0 + t_0 = Ts^3 + s^2 + Kk_2 s + k_1 k_2$

Rouths tabell blir da:

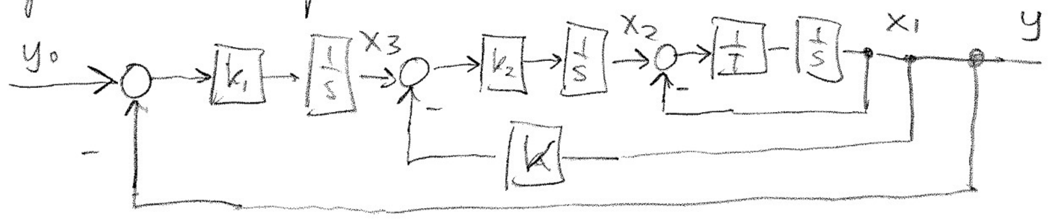
$$\begin{array}{ll} T & Kk_2 \\ 1 & k_1 k_2 \\ \hline Kk_2 - Tk_1k_2 & \\ k_1 k_2 & \end{array} \Rightarrow \underline{\underline{K > k_1 T}}$$

2c) Vi har én integrator i h_0. Vi kan forvente $0 < e(\infty) < \infty$. Regner ut:

$$e(\infty) = \lim_{s\to 0} s\, e(s) = \lim_{s\to 0} s \left[\underbrace{\frac{n_0}{n_0 + t_0}}_{N} \cdot y_0(s)\right] = \lim \left(s \frac{Ts^3 + s^2 + Kk_2 s}{Ts^3 + s^2 + Kk_2 s + k_1 k_2} \cdot \frac{1}{s^2}\right)$$

$$= \underline{\underline{K/k_1}}$$

2d) figur 2.1 omformet:



$$\Rightarrow A = \begin{bmatrix} -\frac{1}{T} & \frac{1}{T} & 0 \\ -k_2K & 0 & k_2 \\ -k_1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \underline{b} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ k_1 \end{bmatrix}, \quad \underline{c}^T = [1 \; 0 \; 0]$$

fasevariabel form er også en metode som aksepteres her: Fra b) har vi

$$\frac{y}{y_0}(s) = \frac{t_0}{n_0 + t_0} = \frac{k_1k_2}{Ts^3 + s^2 + Kk_2s + k_1k_2}$$

. V.13 gir da

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ -\frac{k_1k_2}{T} & -\frac{Kk_2}{T} & -\frac{1}{T} \end{bmatrix}, \quad \underline{b} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \underline{c}^T = \left[\frac{k_1k_2}{T} \; 0 \; 0\right]$$

2e) For små y forsvinner virkninga av tilbakekoplinga via K. Da er systemet ustabilt $\Rightarrow$ Systemet kan ikke komme til ro i $y=0$. På den andre sida vil stor y svare til en kraftig tilbakekopling via K; da er systemet stabilt og vil ikke svinge seg ut mot uendelig amplitude: $0 < y(t) < \infty$!