

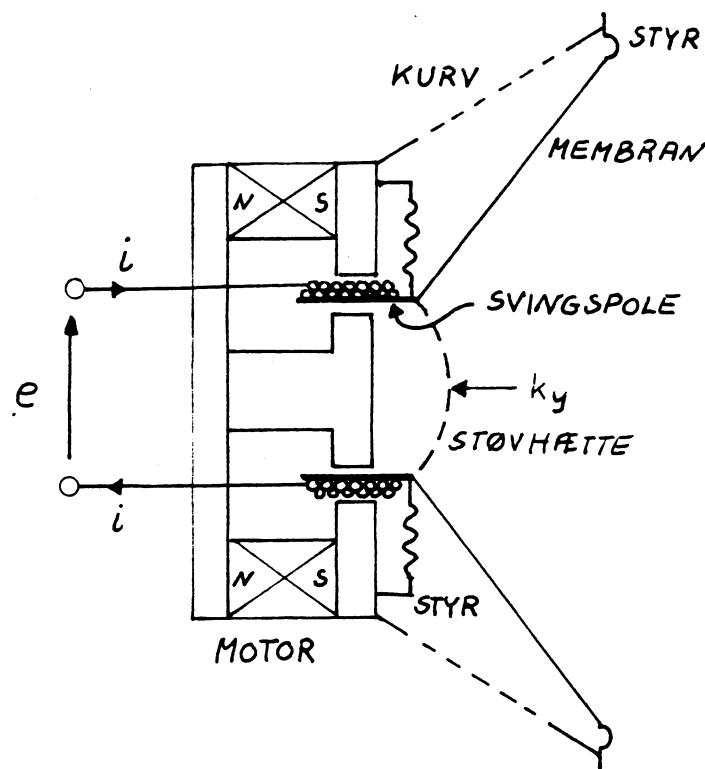
HØJTTALERE
OG
HØJTTALERSYSTEMER

J. STOKHOLM
APRIL 1987

1. rev. udgave, september 1988

I. DEN ELEKTRODYNAMISKE HØJTALER.

1. Konstruktion.



Figur 1.

Højtaleren er en elektroakustisk transducer, som omdanner elektrisk energi til akustisk energi. Den elektrodynamiske højtaler er baseret på et elektromagnetisk princip, således som det fremgår af figur 1. Den elektriske indgang er svingspolens trådder, som optager strømmen: i , når spændingen: e tilsluttes. I det permanente, radiære magnetfelt: B påvirkes strømmen: i af en kraft: $B \cdot l \cdot i$, hvor l er trådlængden af den del af svingspolen, som befinder sig i magnetfeltet: B . Denne kraft medfører, at svingspolen og dermed membranen bevæger sig med hastigheden: v_h , som afhænger af den mekaniske impedans: Z_m , der er bestemt af det mekaniske og akustiske system, hvortil energien overføres. Ved svingspolens bevægelse med hastigheden: v_h vil der i denne induceres spændingen: $u = B \cdot l \cdot v_h$. Denne spænding induceres naturligvis uanset, hvilken ydre eller indre kraft, der bevæger svingspolen. Transmissionen kan således også ske den anden vej. Hvis en ydre kraft: k_y bevæger svingspolen, vil der i denne induceres spændingen $B \cdot l \cdot v_h$, som kan drive strømmen: i gennem f.eks. en forstærkers indgangsimpedans. På denne måde virker transduceren som mikrofon.

Svingspolen har den elektriske modstand: R_e [Ω] og den elektriske selvinduktion: L_e [H].

Med de i figur 1 viste fortegnstegn gælder der for den elektriske del af transduceren:

$$E(s) = (R_e + s \cdot L_e) \cdot I(s) + U(s)$$

hvor $U(s) = B \cdot l \cdot V_h(s)$ er den i svingspolen – der bevæger sig med hastigheden $V_h(s)$ [m/s] – inducerede spænding.

$$E(s) = (R_e + s \cdot L_e) \cdot I(s) + B \cdot l \cdot V_h(s) \quad (1)$$

Den mekaniske del af transduceren har den mekaniske impedans:

$$Z_m(s) = \frac{K(s)}{V_h(s)} = \frac{K_y(s) + B \cdot l \cdot I(s)}{V_h(s)} \quad \left[\frac{Ns}{m} \right]$$

hvor $B \cdot l \cdot I(s)$ er den kraft, der p.g.a. magnetfeltet: B [T] påvirker svingspolen.

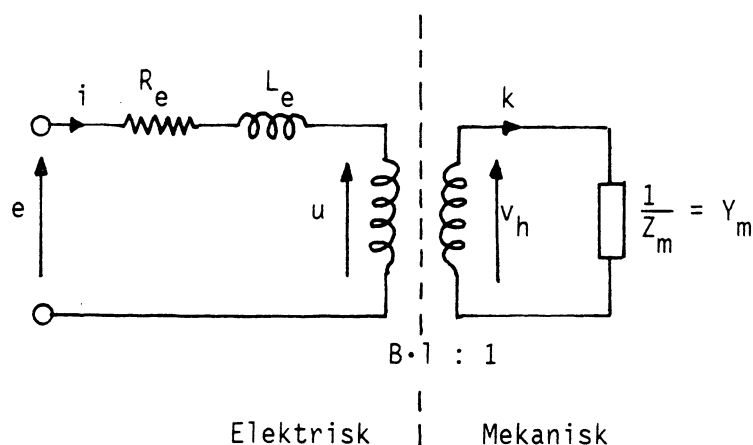
Når transduceren anvendes som højttaler, er den ydre kraft $K_y(s) = 0$:

$$Z_m(s) = \frac{B \cdot l \cdot I(s)}{V_h(s)} \quad (2)$$

(1) og (2) giver den elektriske indgangsimpedans:

$$Z_i(s) = \frac{E(s)}{I(s)} = R_e + sL_e + \frac{B^2 \cdot l^2}{Z_m(s)} = R_e + sL_e + Z_{el}(s) \quad (3)$$

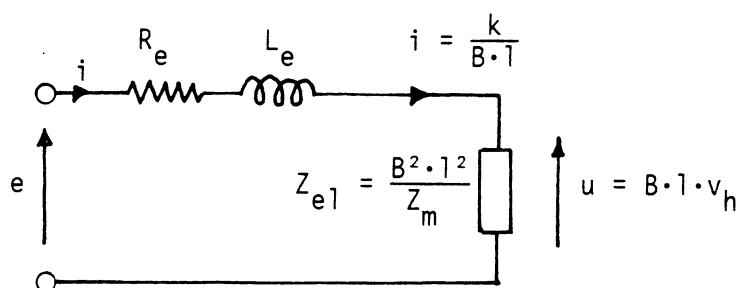
og det elektromekaniske ækvivalentdiagram:



Figur 2.

Dette skal naturligvis stemme overens med ligningssættet (1) og (2).

Figur 2 kan ækvivaleres med et rent mekanisk eller et rent elektrisk ækvivalentdiagram. Det sidste vælges, og giver



Figur 3.

For at kunne komme videre, må der gøres nærmere rede for den mekaniske impedans af det bevægede system. Her kan der - om nødvendigt - hentes hjælp i R. Ryom's "Dynamiske mekanik-systemer".

Ved inspektion af det bevægede system - membran, svingspole og styr - indses, at dette har en masse, en tabsmodstand og en eftergivenhed (fjeder). Eftergivenhedens tilstedeværelse ses af, at systemet efter at være påvirket af en ydre kraft vender tilbage til sin udgangsstilling. Tabene repræsenteret ved tabsmodstanden skyldes indre gnidning i styrene samt hvirvelstrømstab i jernet i og omkring svingspolen.

En ideel mekanisk modstand $R_m = \frac{k}{v}$ [Ns/m] er karakteriseret ved, at forholdet

mellem k og v er konstant for alle ω og k .

Reaktansen af en ideel masse: M [kg] er:

$$X_M = \left| \frac{k}{v} \right| = \omega M \Rightarrow M = \left| \frac{k}{v \cdot \omega} \right| = \left| \frac{k}{g} \right|$$

hvor forholdet mellem k og accelerationen: g [m/s²] er konstant for alle ω og k .

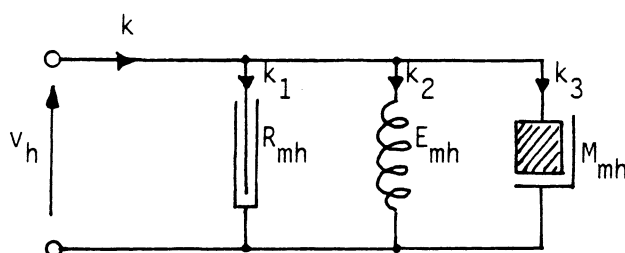
Reaktansen af en ideel eftergivenhed: E [m/N] er

$$X_E = \left| \frac{k}{v} \right| = \frac{1}{\omega \cdot E} \Rightarrow E = \left| \frac{v}{k \cdot \omega} \right| = \left| \frac{a}{k} \right|$$

hvor forholdet mellem k og amplituden: a [m] er konstant for alle ω og k .

2. ækvivalentdiagrammer.

Det antages, at alle dele af det bevægede system bevæger sig ens - d.v.s. har samme hastighed. Man siger, at højttaleren arbejder i sit stempelområde. Der ses bort fra omgivelsernes påvirkning af systemet. Man kunne tænke sig enheden anbragt i vacuum. Herved udgør højttalerens mekaniske system en mekanisk parallelforbindelse af elementerne: R_{mh} , E_{mh} og M_{mh} med den fælles hastighed: v_h .



Figur 4.

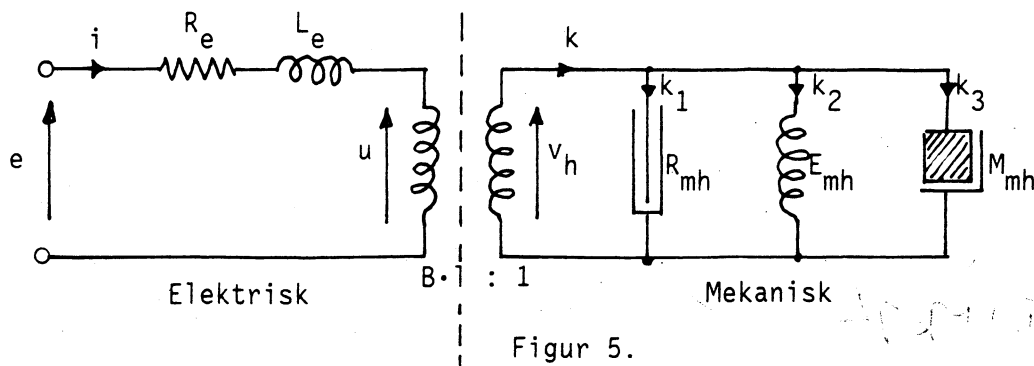
Indeks: m for Mekanisk størrelse; Indeks: h for Højttalerenhed alene.

Den mekaniske impedans af fig. 4 er:

$$Z_{mh}(s) = \frac{K(s)}{V_h(s)} = \frac{K_1(s) + K_2(s) + K_3(s)}{V_h(s)} = \frac{K_1(s)}{V_h(s)} + \frac{K_2(s)}{V_h(s)} + \frac{K_3(s)}{V_h(s)}$$

$$Z_{mh}(s) = R_{mh} + s \cdot M_{mh} + \frac{1}{s \cdot E_{mh}} \quad (4)$$

Nu kan det elektromekaniske og det elektriske ækvivalentdiagram - figur 2 og figur 3 - udvides til at omfatte alle højttalerenhedens parametre:

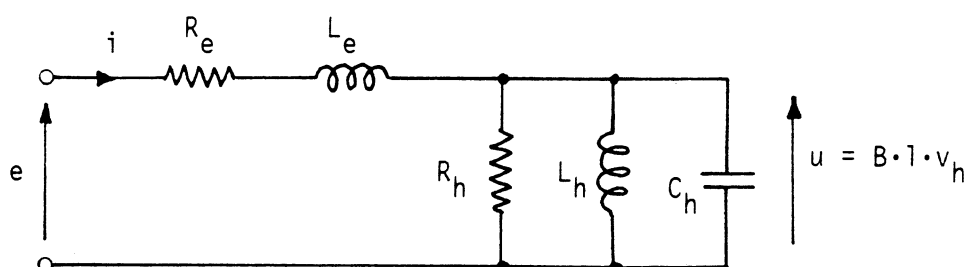


Figur 5.

Ligningerne (3) og (4) giver

$$\begin{aligned}
 Z_i(s) &= R_e + sL_e + \frac{B^2 l^2}{R_{mh} + s \cdot M_{mh} + \frac{1}{s \cdot E_{mh}}} \\
 &= R_e + sL_e + \frac{1}{\frac{R_{mh}}{B^2 l^2} + s \cdot \frac{M_{mh}}{B^2 l^2} + \frac{1}{s \cdot E_{mh} \cdot B^2 l^2}} \\
 &= R_e + sL_e + \frac{1}{\frac{1}{R_h} + sC_h + \frac{1}{sL_h}} \quad (5)
 \end{aligned}$$

som giver det rent elektriske ækvivalentdiagram:



Figur 6.

Ved identifikation fås:

R_e [Ω] = Svingspolens modstand

L_e [H] = Svingspolens selvinduktion

R_h [Ω] = $\frac{B^2 l^2}{R_{mh}}$ ækv. elektrisk tabsmodstand

L_h [H] = $B^2 l^2 \cdot E_{mh}$ ækv. elektrisk selvinduktion

C_h [F] = $\frac{M_{mh}}{B^2 l^2}$ ækv. elektrisk kapacitet

u [V] = $B \cdot l \cdot v_h$ induceret spænding

e [V] = klemspænding på højttaleren

En enhed anbragt i vacuum kan ikke fungere efter sit formål: at producere lyd. Det er den gensidige påvirkning mellem membran og luft, der medfører udstråling af lydenergi fra membranen.

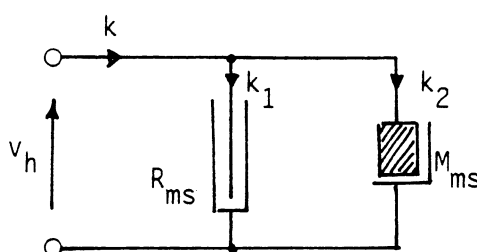
I de følgende afsnit vil membranens belastning under forskellige vilkår og sammenhængen mellem lydtryk: p [Pa] og membran hastighed: v_h blive anført. En nærmere redegørelse for disse forhold vil blive givet i "Lydfelter og mikrofoner".

3. Belastningsforhold.

Tages der hensyn til omgivelserne - normalt luft - skal det mekaniske og det elektriske ækvivalentdiagram ændres i overensstemmelse hermed. Nogle af luftens molekyler berører højttalerens membran. De vil bevæge sig med dens hastighed og påvirke den med en kraft. Højttalerens membran belastes altså med en mekanisk impedans: Z_{ms} (også kaldet strålingsimpedansen). Værdien af strålingsimpedansen er forskellig alt efter, hvorledes membranen er anbragt, men fælles for disse værdier er, at de alle har en positiv imaginærdel, svarende til

$$Z_{ms}(s) = R_{ms} + s \cdot M_{ms} \quad (6)$$

der giver følgende mekaniske ækvivalentdiagram:



Figur 7.

$$Z_{ms}(s) = \frac{K(s)}{V_h(s)} = \frac{K_1(s)}{V_h(s)} + \frac{K_2(s)}{V_h(s)} = R_{ms} + s \cdot M_{ms}$$

Da Z_{ms} ændrer sig med omgivelserne, er det her valgt at angive den i fire forskellige karakteristiske situationer. Enhedens effektive membranradius er α_h [m], lydets udbredelseshastighed er c [m/s] og dens bølgelængde er λ [m]. Indenfor akustikken viser det sig hensigtsmæssigt at indføre begrebet bølgetal: k , som pr. definition er:

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad [\text{rad/m}]$$

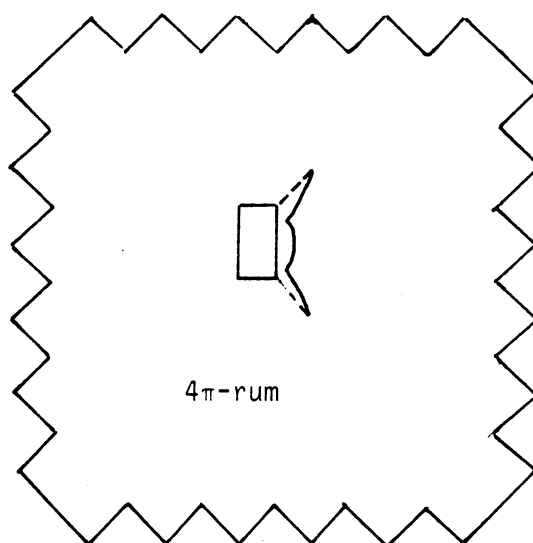
I de følgende udtryk indgår også ρ [kg/m³], som er massefylden for atmosfærisk luft.

Ved 20°C er $\rho = 1,2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ og $c = 344 \text{ [m/s]}$.

De følgende udtryk gælder for

$$k \cdot \alpha_h = \frac{\omega \cdot \alpha_h}{c} = \frac{2\pi \alpha_h}{\lambda} < 1$$

Situation 1: 4π -rum og uden kabinet (akustisk dipol)



Figur 8.

Betegnelsen " 4π -rum" betegner udstråling af lyd i ikke reflekterende omgivelser.

Strålingsimpedansen for begge sider af membranen er:

$$Z_{ms}(s) = R_{ms} + s \cdot M_{ms} = \frac{16}{27} \cdot \frac{\rho \cdot c \cdot k^4 \cdot \alpha_h^6}{\pi} + s \cdot \frac{8}{3} \cdot \rho \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{Ns/m}] \quad (7)$$

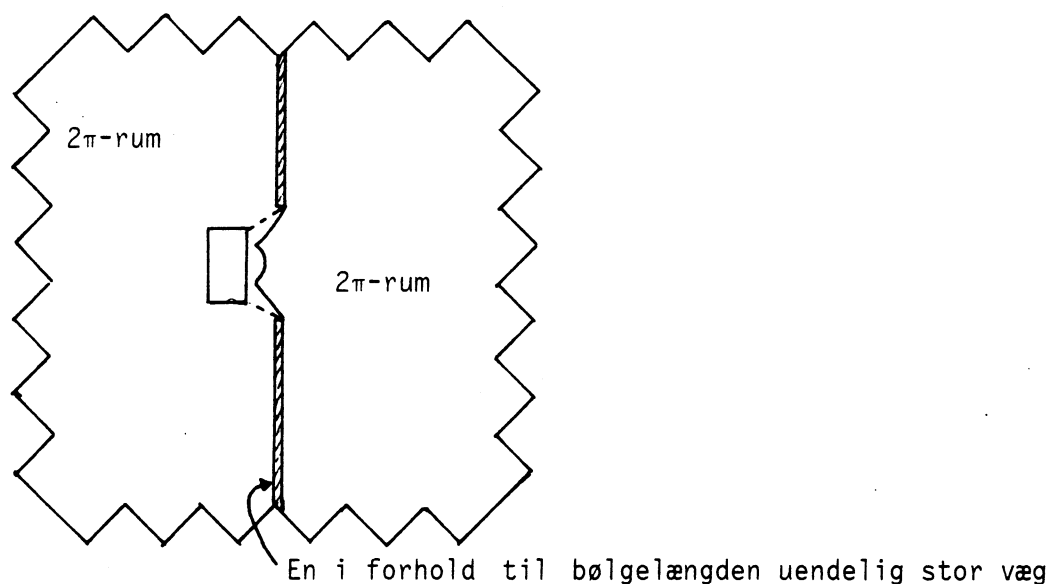
som ved 20°C giver:

$$R_{ms} = 5,56 \cdot 10^{-9} \cdot \omega^4 \cdot \alpha_h^6 \quad [\text{Ns/m}] \quad \text{og}$$

$$M_{ms} = 3,2 \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{kg}]$$

Men bemærk, at strålingsmassen M_{ms} er konstant og uafhængig af ω , hvorimod strålingsmodstanden R_{ms} vokser med ω^4 .

Situation 2: 2 x 2π -rum og uden kabinet.



Figur 9.

Betegnelsen " 2π -rum" betegner udstråling af lyd fra stor væg uden refleksioner fra andre flader.

Strålingsimpedansen for begge sider af membranen er:

$$Z_{ms}(s) = R_{ms} + s \cdot M_{ms} = \pi \cdot \rho \cdot c \cdot k^2 \cdot \alpha_h^4 + s \cdot \frac{16}{3} \cdot \rho \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{Ns/m}] \quad (8)$$

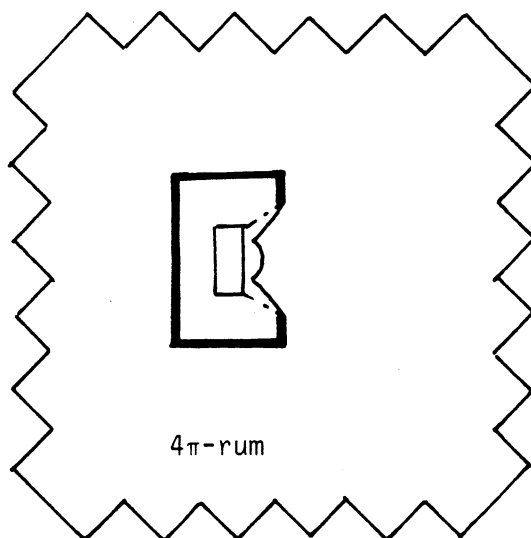
som ved 20°C giver:

$$R_{ms} = 1,1 \cdot 10^{-2} \cdot \omega^2 \cdot \alpha_h^4 \quad [\text{Ns/m}] \quad \text{og}$$

$$M_{ms} = 6,4 \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{kg}]$$

Også her er M_{ms} frekvensuafhængig, men R_{ms} vokser her kun med ω^2 .

Situation 3: 4π -rum og i lukket kabinet.



Figur 10.

Strålingsimpedansen for membranens forside er:

$$Z_{ms}(s) = R_{ms} + s \cdot M_{ms} = \frac{\pi}{4} \cdot \rho \cdot c \cdot k^2 \cdot \alpha_h^4 + s \cdot 1,93 \cdot \rho \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{Ns/m}] \quad (9)$$

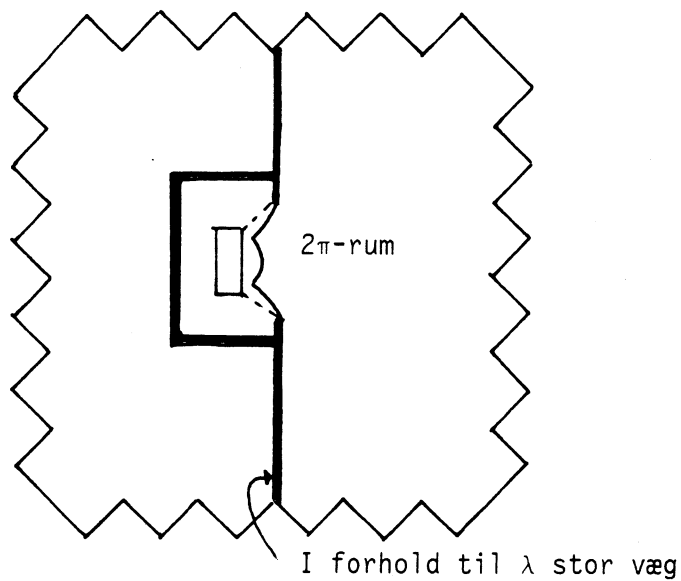
som ved 20°C giver:

$$R_{ms} = 2,74 \cdot 10^{-3} \cdot \omega^2 \cdot \alpha_h^4 \quad [\text{Ns/m}] \quad \text{og}$$

$$M_{ms} = 2,32 \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{kg}]$$

Igen har man en frekvensuafhængig M_{ms} , og en R_{ms} der vokser med ω^2 .

Situation 4: 2π -rum og i lukket kabinet.



Figur 11.

Strålingsimpedansen for membranens forside er:

$$Z_{ms}(s) = R_{ms} + s \cdot M_{ms} = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot c \cdot k^2 \cdot \alpha_h^4 + s \cdot \frac{8}{3} \cdot \rho \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{Ns/m}] \quad (10)$$

som ved 20°C giver:

$$R_{ms} = 5,48 \cdot 10^{-3} \cdot \omega^2 \cdot \alpha_h^4 \quad [\text{Ns/m}] \quad \text{og}$$

$$M_{ms} = 3,2 \cdot \alpha_h^3 \quad [\text{kg}]$$

Det viser sig, at membranens hastighed - når ω holdes konstant - for frekvenser højere end resonansfrekvensen ω_0 aftager proportionalt med ω . Da den udstrålede effekt: $W_r = v_{h,eff}^2 \cdot R_{ms}$, ses det, at W_r er frekvensuafhængig i situationerne 2, 3 og 4 for $\omega > \omega_0$ (husk dog $k \cdot \alpha_h < 1$!).

I situationerne 3 og 4 er enheden anbragt i et lukket kabinet. Membranens bagside er derfor belastet af den heri indespærrede luft, som antages at være en ideel eftergivenhed: E_{mk} [m/N]. Denne kan beregnes som følger:

Hvis membranarealet: $S_h = \pi \cdot \alpha_h^2$ [m²] forskydes stykket dx [m] ind i kassevolumenet: V [m³], ændres dette med $dV = -S_h \cdot dx$. Dette giver en adiabatisk trykændring $dP = -\gamma \cdot P \cdot \frac{dV}{V}$, da tilstandsligningen her er: $P \cdot V^\gamma = \text{konstant}$. Dermed fås en modkraft $k = S_h \cdot dP = -\gamma \cdot S_h \cdot P \cdot \frac{dV}{V}$, som giver:

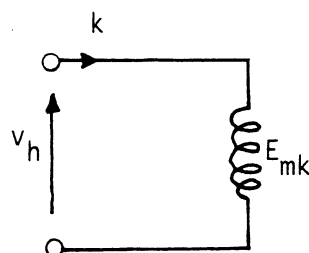
$$E_{mk} = \frac{dx}{k} = \frac{V}{\gamma \cdot P \cdot S_h^2} = \frac{V}{\rho \cdot c^2 \cdot S_h^2} \quad [\text{m/N}] \quad (11)$$

ved 20°C er

$$E_{mk} = 7,14 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{V}{\alpha_h^4} \quad [\text{m/N}] \quad (12)$$

P [Pa] er det statiske tryk - barometerstanden - og $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, hvor c_p er varmekapaciteten for konstant tryk, og c_v er varmekapaciteten for konstant volumen. Endvidere gælder, at $\gamma \cdot P = \rho \cdot c^2$.

Da den indespærrede luft bevæger sig med samme hastighed som membranen, bliver det mekaniske ækvivalentdiagram for det lukkede kabinet, som regnes tabsfrit:

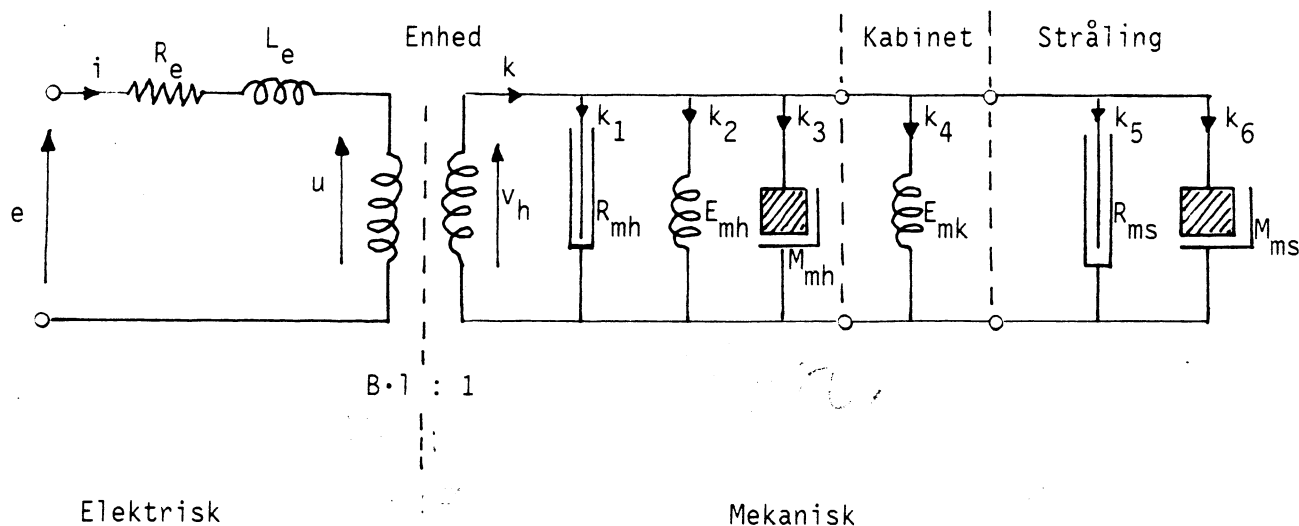


$$\begin{aligned} PV^\gamma &= k \\ V^\gamma \frac{dP}{dV} + \gamma V^{\gamma-1} P &= 0 \\ -V \frac{dP}{dV} &= \gamma P \\ dP &= -\gamma P \frac{dV}{V} \end{aligned}$$

Figur 12.

4. Enhed anbragt i lukket kabinet.

Det elektromekaniske ækvivalentdiagram vist figur 5 kan nu udvides til også at omfatte strålingsimpedansens belastning af membranens forside - situation 3 eller 4 - og belastningen af membranens bagside stammende fra det i kabinettet indespærrede luftvolumen med eftergivenheden: E_{mk} , som kan beregnes af (11) eller (12).



Figur 13.

Den samlede mekaniske impedans: Z_{m1} bliver

$$Z_{m1} = \frac{k_1}{v_h} + \frac{k_5}{v_h} + \frac{k_2}{v_h} + \frac{k_4}{v_h} + \frac{k_3}{v_h} + \frac{k_6}{v_h}$$

$$Z_{m1}(s) = R_{mh} + R_{ms} + \frac{1}{sE_{mh}} + \frac{1}{sE_{mk}} + s \cdot M_{mh} + s \cdot M_{ms}$$

$$Z_{m1}(s) = R_{m1} + \frac{1}{s \cdot E_{m1}} + s \cdot M_{m1}$$

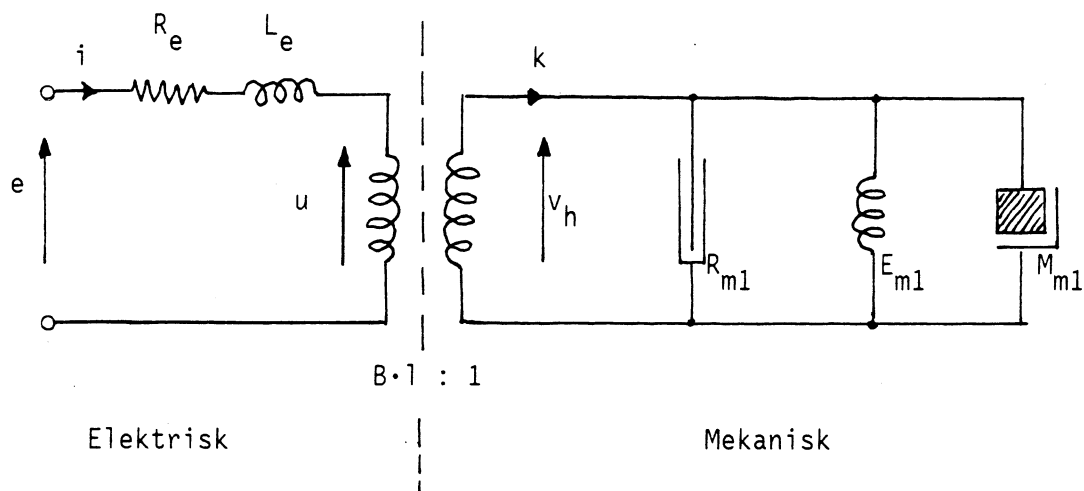
hvor

$$R_{m1} = R_{mh} + R_{ms} \quad [Ns/m]$$

$$E_{m1} = \frac{E_{mh} \cdot E_{mk}}{E_{mh} + E_{mk}} \quad [\text{m/N}]$$

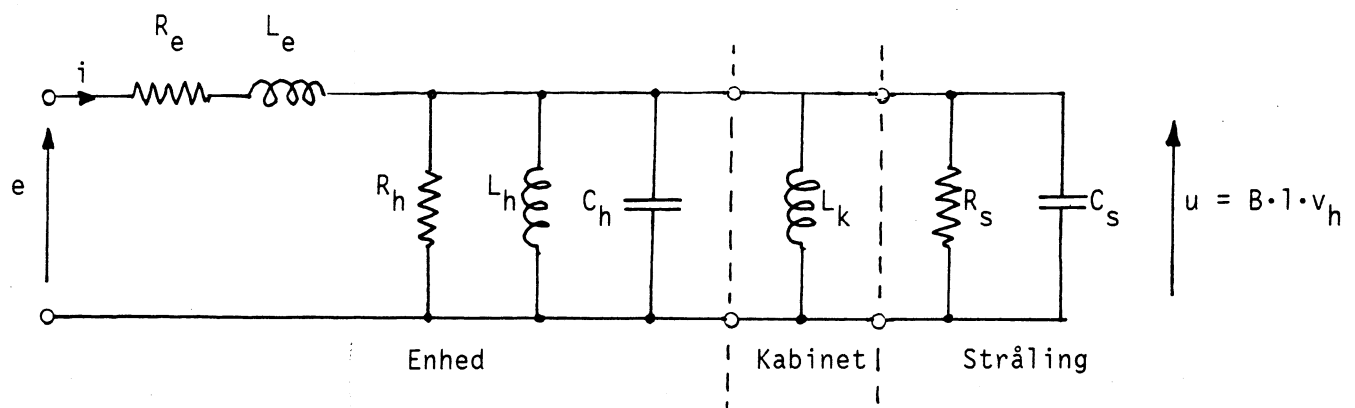
$$M_{m1} = M_{mh} + M_{ms} \quad [\text{kg}]$$

Ækvivalentdiagrammet fig. 13 kan nu simplificeres til:



Figur 14.

Det i fig. 13 viste komplette elektromekaniske ækvivalentdiagram kan omregnes til et ækvivalent, rent elektrisk ækvivalentdiagram:



Figur 15.

Da $Z_{el} = \frac{B^2 l^2}{Z_m}$ - se fig. 3 - bliver

$$Z_{el_1}(s) = \frac{B^2 l^2}{Z_{m1}(s)} = \frac{B^2 l^2}{R_{mh} + R_{ms} + \frac{1}{s \cdot E_{mh}} + \frac{1}{s \cdot E_{mk}} + s \cdot M_{mh} + s \cdot M_{ms}}$$

$$Z_{el_1}(s) = \frac{1}{\frac{R_{mh}}{B^2 l^2} + \frac{R_{ms}}{B^2 l^2} + \frac{1}{s \cdot E_{mh} \cdot B^2 l^2} + \frac{1}{s \cdot E_{mk} \cdot B^2 l^2} + s \cdot \frac{M_{mh}}{B^2 l^2} + s \cdot \frac{M_{ms}}{B^2 l^2}}$$

Figur 15 giver:

$$Z_{el_1}(s) = \frac{1}{\frac{1}{R_h} + \frac{1}{R_s} + \frac{1}{s \cdot L_h} + \frac{1}{s \cdot L_k} + s \cdot C_h + s \cdot C_s}$$

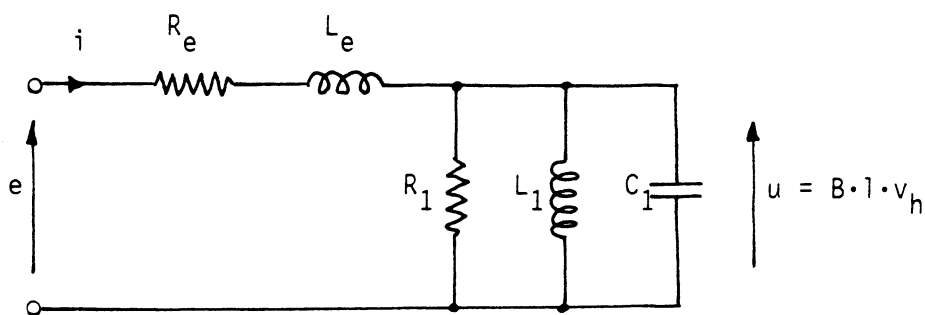
Ved identifikation ses, at

$$R_h = \frac{B^2 l^2}{R_{mh}} \quad [\Omega]; \quad R_s = \frac{B^2 l^2}{R_{ms}} \quad [\Omega];$$

$$L_h = B^2 l^2 \cdot E_{mh} \quad [H]; \quad L_k = B^2 l^2 \cdot E_{mk} \quad [H]$$

$$C_h = \frac{M_{mh}}{B^2 l^2} \quad [F]; \quad C_s = \frac{M_{ms}}{B^2 l^2} \quad [F];$$

Figur 15 kan simplificeres til:



Figur 16.

hvor

$$R_1 = R_h \parallel R_s \quad [\Omega]$$

$$L_1 = \frac{L_k \cdot L_h}{L_k + L_h} \quad [H]$$

$$C_1 = C_h + C_s \quad [F]$$

Ser vi på størrelserne af de enkelte komponenter for en typisk højttaler-enhed beregnet til at gengive de dybeste toner - en såkaldt "woofer" - med en membranradius på ca. 10 [cm], er disse for enheden alene:

$$R_e = 5 \, \Omega; \quad L_e = 5 \cdot 10^{-4} \, H; \quad M_{mh} = 20 \cdot 10^{-3} \, kg;$$

$$E_{mh} = 2 \cdot 10^{-3} \, m/N; \quad R_{mh} = 2 \, Ns/m;$$

$$B \cdot l = 8 \, Tm; \quad \alpha_h = 9 \cdot 10^{-2} \, m;$$

Hvis denne enhed anbringes i et lukket kabinet med et volumen på $V = 20$ liter og i et 2π -rum (sit. 4) bliver

$$(12) \quad E_{mk} = 7,14 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{20 \cdot 10^{-3}}{(9 \cdot 10^{-2})^4} = 2,18 \cdot 10^{-4} \text{ m/N} \Rightarrow$$

$$E_{m1} = 1,97 \cdot 10^{-4} \text{ m/N}$$

$$(10) \quad M_{ms} = 3,2 \cdot (9 \cdot 10^{-2})^3 = 2,33 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \Rightarrow$$

$$M_{m1} = M_{mh} + M_{ms} = 2,23 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \Rightarrow$$

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{M_{m1} \cdot E_{m1}}} = 2 \cdot \pi \cdot 76 \text{ s}^{-1}$$

R_{ms} er frekvensafhængig, og bliver for $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 76 \text{ s}^{-1}$:

$$R_{ms} = 5,48 \cdot 10^{-3} \cdot (2 \cdot \pi \cdot 76)^2 \cdot (9 \cdot 10^{-2})^4 = 8,15 \cdot 10^{-2} \text{ Ns/m}$$

De ækvivalente elektriske størrelser bliver:

$$C_h = \frac{M_{mh}}{B^2 l^2} = \frac{20 \cdot 10^{-3}}{8^2} = 3,13 \cdot 10^{-4} \text{ F}$$

$$L_h = B^2 l^2 \cdot E_{mh} = 8^2 \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 0,128 \text{ H}$$

$$R_h = \frac{B^2 l^2}{R_{mh}} = \frac{8^2}{2} = 32 \text{ } \Omega$$

$$L_k = B^2 l^2 \cdot E_{mk} = 8^2 \cdot 2,18 \cdot 10^{-4} = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ H}$$

$$C_s = \frac{M_{ms}}{B^2 l^2} = \frac{2,33 \cdot 10^{-3}}{8^2} = 3,64 \cdot 10^{-5} \text{ F}$$

$$R_{s, 76 \text{ Hz}} = \frac{B^2 l^2}{R_{ms}} = \frac{8^2}{8,15 \cdot 10^{-2}} = 785 \text{ } \Omega$$

som giver:

$$R_1 = R_h || R_{s,76 \text{ Hz}} = 32 || 785 = 30,7 \, \Omega \quad (\approx R_h)$$

$$C_1 = C_h + C_s = 3,13 \cdot 10^{-4} + 3,64 \cdot 10^{-5} = 3,5 \cdot 10^{-4} \quad (\approx C_h + 10 \%)$$

$$L_1 = \frac{L_k \cdot L_h}{L_k + L_h} = \frac{1,4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,128}{1,4 \cdot 10^{-2} + 0,128} = 1,26 \cdot 10^{-2} \text{ H}$$

Ved at afbilde værdierne - modstande og reaktanser - for komponenterne i fig. 16 som funktion af frekvensen, kan man få et overblik over deres indflydelse på f.eks. $Z_i(s) = \frac{E(s)}{I(s)}$ og $G(s) = \frac{U(s)}{E(s)}$ ved varierende frekvens.

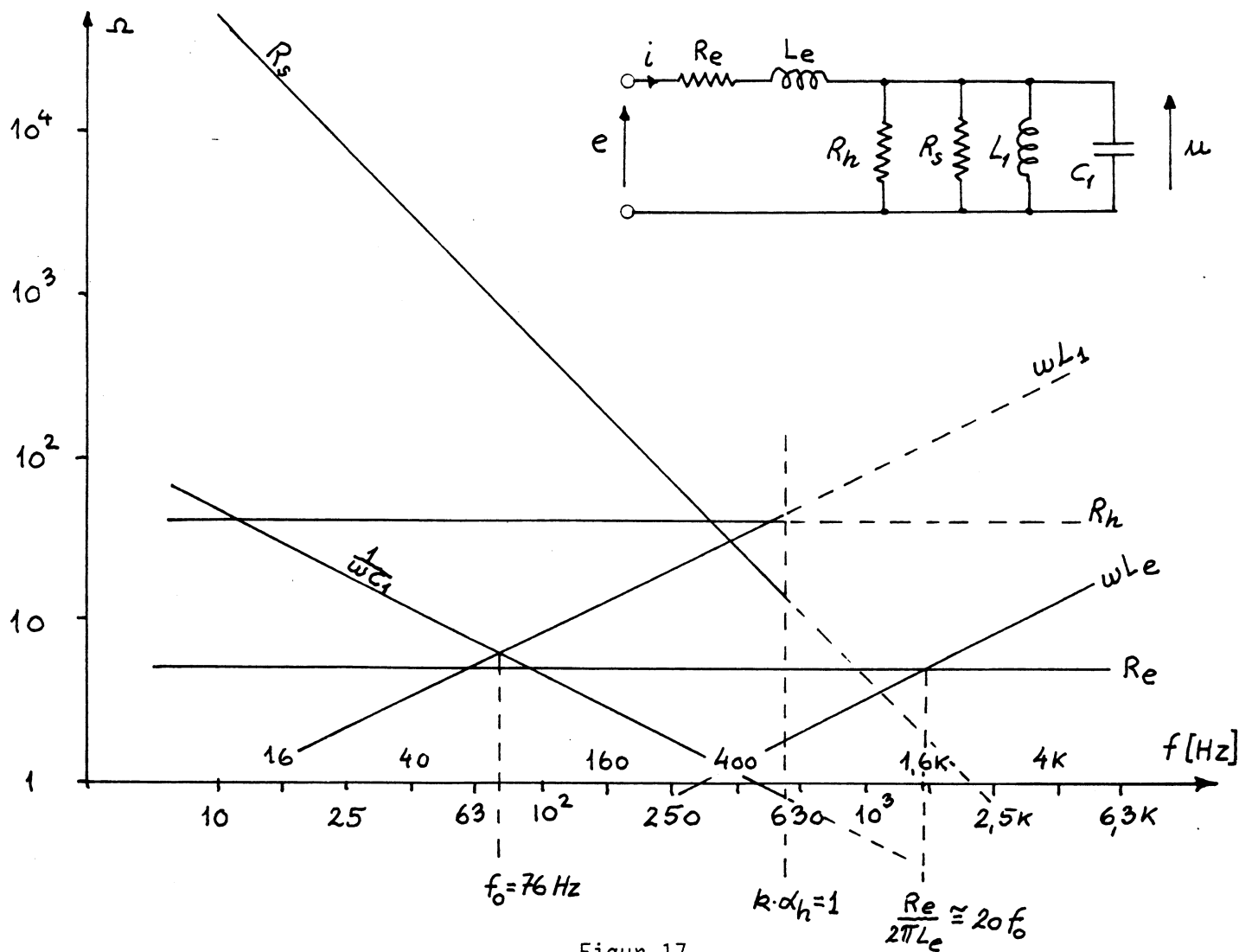
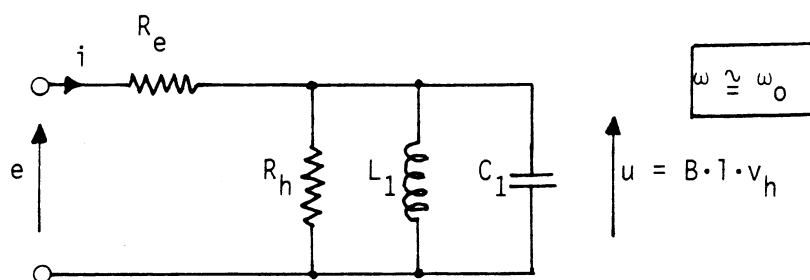


Figure 17.

Af fig. 17 kan udledes:

$$1) \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_1}} \ll \frac{R_e}{L_e} \Rightarrow \text{omkring } \omega_0 \text{ er } R_e \text{ dominerende i forhold til } \omega L_e \Rightarrow$$

ved regninger omkring ω_0 - kabinetdimensionering - begår man typisk kun en lille fejl ved at se bort fra L_e . I dette frekvensområde har man også $R_s \gg R_h \Rightarrow$ omkring ω_0 kan man med god tilnærmelse sætte $R_1 = R_h$. Som regel kan man altså omkring ω_0 anvende følgende ækvivalentdiagram:



Figur 18.

$$2) \quad \text{Over } \omega_0 \text{ er } \frac{1}{\omega C_1} < \omega L_1 \text{ og } \frac{1}{\omega C_1} < R_1 \text{ i det normalt anvendte frekvensområde: } \omega \leq \frac{R_e}{L_e}.$$

Det betyder, at spændingen: u og dermed membran hastigheden v_h er

bestemt af C_1 og dermed af massen: M_{m1} . Man siger, at enheden er "massestyret" i dette frekvensområde. Da M_{m1} er en meget lineær størrelse sammenlignet med R_{m1} og E_{m1} har man god linearitet - lav forvrængning - i dette frekvensområde.

Man må regne med, at for frekvenser højere end $\omega_e = \frac{R_e}{L_e}$ bevæger alle dele af membranen sig ikke længere ens - man siger, at membranen "bryder op".

Forudsætningen, for at ækvivalentdiagrammet var rigtigt, var, at enheden arbejdede i sit stempelområde. Da denne forudsætning for $\omega > \omega_e$ ofte ikke er opfyldt, må man altså være forsigtig med at anvende ækvivalentdiagrammerne her.

5. Enhedens parametre.

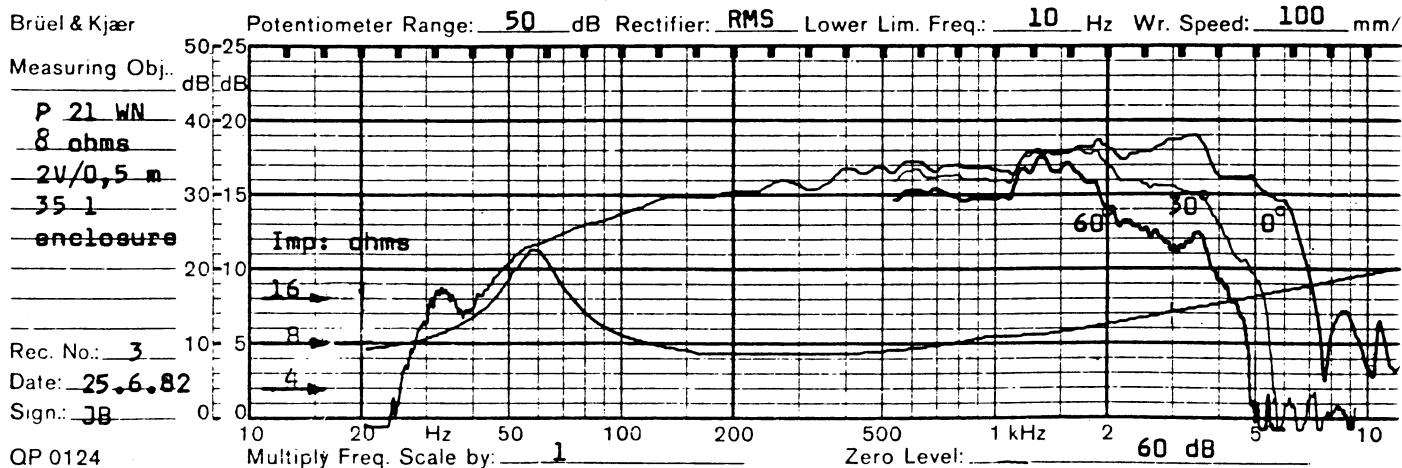
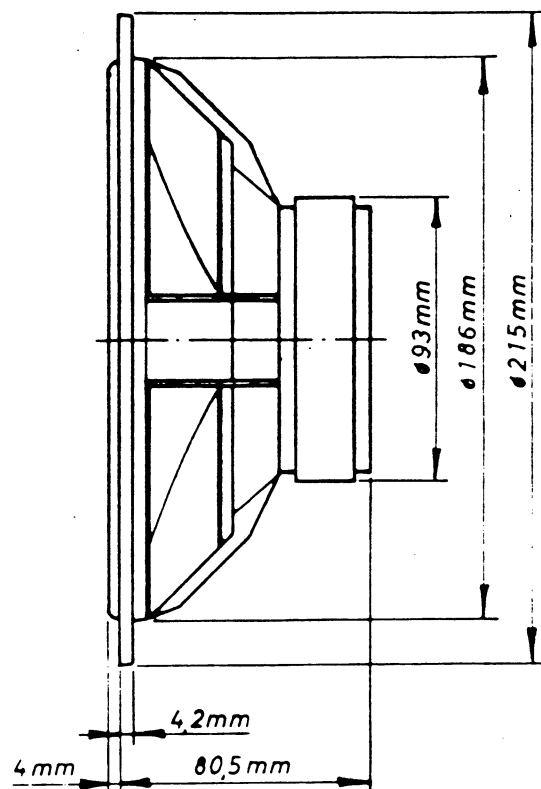
En enhed er - næsten - fuldstændigt beskrevet, hvis man kender værdierne af: R_e , L_e , α_h , $B \cdot l$, R_{mh} , E_{mh} og M_{mh} (se fig. 5).

Membranradius: α_h indgår ikke i fig. 5, men er nødvendig for at kunne beregne E_{mk} af (12), og viser det sig, for at kunne beregne lydtrykket: p [Pa].

Når enheden kun er "næsten" beskrevet ved hjælp af ovenstående parametre, hænger det sammen med, at disse kun beskriver enhedens opførsel i stempelområdet. Det er også vigtigt at kende grafen for lydtrykket som funktion af frekvens: $G_p(s) = \frac{P(s)}{E(s)}$. Af denne kan man se, ved hvilken frekvens membranopbrydningen begynder, og hvor voldsom den er. Hvis $G_p(s)$ udover at være angivet i hovedaksen, også er angivet under forskellige vinkler med hovedaksen, får man hermed også et indtryk af enhedens retningskarakteristik. Det har tidligere været vanskeligt at få fabrikanterne til at opgive fyldelstgørende data, men dette er dog blevet bedre med tiden. I det følgende ses et eksempel på udmærkede datablade fra højttalerfabrikken "VIFA".

TECHNICAL DATA

Nominal impedance (4 ohms also available)	8 ohms
Frequency range (DIN 45500)	35-4000 Hz
Free air resonance	35 Hz
Operating power (DIN 45500)	2,5 W
Characteristic sensitivity (1W, 1m)	92 dB
Nominal power (DIN 45573)	60 W
Music power (DIN 45500)	100 W
Force factor (Bl product)	7 Tm
Voice coil diameter	40 mm
Voice coil height	12 mm
Air gap height	6 mm
Voice coil resistance	5,8 ohms
Effective diaphragm area	230 cm ²
Moving mass (incl. air)	17 g
Thiele/Small parameters	Qm: 1,9 Qe: 0,47 Qt: 0,37 Vas: 80 l



Under "Technical Data" støder vi på betegnelser, der ikke er gjort rede for i det foregående.

1) "Free Air Resonance": 35 Hz

Hermed menes resonansfrekvensen for parallelkredsen: $R_1 || sL_1 || \frac{1}{sC_1}$ i fig. 16 målt i sit. 1. Da man må antage, at "Moving Mass (incl. air)": $17 \cdot 10^{-3}$ kg er målt under de samme betingelser, kan disse to parametre bruges til at bestemme E_{mh} , idet belastningen fra den medsvingende luft ikke giver noget bidrag til E_{mh} .

$$\omega_o^2 = \frac{1}{L_1 \cdot C_1} = \frac{B^2 l^2}{B^2 l^2 E_{mh} \cdot M_{m1}} \Rightarrow E_{mh} = \frac{1}{(2\pi f_o)^2 \cdot M_{m1}}$$

Indsættes tal, fås

$$E_{mh} = \frac{1}{(2 \cdot \pi \cdot 35)^2 \cdot 17 \cdot 10^{-3}} = 1,22 \cdot 10^{-3} \text{ m/N}$$

Egenmassen: M_{mh} kan findes ved hjælp af (7): $M_{ms} = 3,2 \cdot \alpha_h^3$. α_h er ikke givet direkte, men $S_h = \pi \cdot \alpha_h^2 = 230 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \Rightarrow \alpha_h = 8,56 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Da, $M_{mh} = M_{m1} - M_{ms}$, fås

$$M_{mh} = 17 \cdot 10^{-3} - 3,2 \cdot (8,56 \cdot 10^{-2})^3 = 15 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$$

2) "Voice Coil Resistance" er det samme som R_e , så $R_e = 5,8 \Omega$

3) $Q_m = 1,9$. Q_m er det "mekaniske Q", d.v.s. Q for det mekaniske system alene. For en parallelkreds har man:

$$Q = \omega_0 \cdot R \cdot C \Rightarrow Q_m = \omega_0 \cdot R_1 \cdot C_1 = \omega_0 \cdot \frac{B^2 l^2}{R_{m1}} \cdot \frac{M_{m1}}{B^2 l^2} \Rightarrow$$

$$R_{m1} = \frac{\omega_0 \cdot M_{m1}}{Q_m}$$

med tal

$$R_{m1} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 35 \cdot 17 \cdot 10^{-3}}{1,9} = 1,97 \text{ Ns/m}$$

men $R_{m1} = R_{mh} + R_{ms}$ og af (7)

$$R_{mh} = R_{m1} - 5,56 \cdot 10^{-9} \cdot \omega^4 \cdot \alpha_h^6$$

Det er rimeligt at antage, at Q_m er målt ved ω_0 , hvorfor

$$R_{mh} = R_{m1} - 5,56 \cdot 10^{-9} \cdot \omega_0^4 \cdot \alpha_h^6$$

med tal

$$R_{mh} = 1,97 - 5,56 \cdot 10^{-9} \cdot (2\pi 35)^4 \cdot (8,56 \cdot 10^{-2})^6$$

$$R_{mh} = 1,97 - 5,12 \cdot 10^{-6} \cong R_{m1}$$

- 4) Nu mangler kun L_e , som ikke er opgivet direkte, men som kan beregnes ud fra grafen $|Z_i(j\omega)| = f(f)$. Af fig. 16 fremgår, at Z_i for $\omega \gg \omega_0$ er

Fig. 16

$$Z_i(s) \Big|_{\omega \gg \omega_0} = R_e + sL_e \Rightarrow |Z_i(j\omega)| = \sqrt{R_e^2 + \omega^2 L_e^2} \Rightarrow$$

$$L_e = \frac{\sqrt{|Z_i(j\omega)|^2 - R_e^2}}{2\pi f} \quad (13)$$

med tal

$$|Z_i(j\omega)| \Big|_{\omega=2\pi 3 \cdot 10^3} = 8 \, \Omega + 4 \, \text{dB} = 12,7 \, \Omega \Rightarrow$$

$$L_e = \frac{\sqrt{12,7^2 - 5,8^2}}{2 \cdot \pi \cdot 3 \cdot 10^3} = 6 \cdot 10^{-4} \, \text{H}$$

Det skal her bemærkes, at L_e p.g.a. jernet i og omkring svingspolen er frekvensafhængig.

Hvis Q_m ikke er opgivet, kan man også bestemme R_{m1} udfra grafen: $|Z_i(j\omega)|$. Af fig. 16 kan det ses, at $|Z_i(j\omega)|$ for $\omega = \omega_0$ er

$$|Z_i(j\omega_0)| = R_e + R_1 \Rightarrow R_1 = |Z_i(j\omega_0)| - R_e = \frac{B^2 I^2}{R_{m1}}$$

når der ses bort fra L_e .

Af andre opgivne data findes Q_e , Q_t og V_{as} .

Q_e kaldes det "elektriske Q", og er

$$Q_e = R_e \cdot \omega_0 \cdot C_1$$

og er altså det Q, kredsen ville have, såfremt R_e var eneste tabsmodstand.

Q_t kaldes det "totale Q", og er

$$Q_t = R_p \cdot \omega_0 \cdot C_1$$

hvor $R_p = R_e || R_1$.

Det svarer til kredsens Q med kortsluttede terminaler, svarende til at enheden drives af en ideel spændingsgenerator (effektforstærker). Af det omstående kan udledes, at

$$Q_t = \frac{Q_e \cdot Q_m}{Q_e + Q_m}$$

V_{as} kaldes også enhedens "ækvivalente luftvolumen". Dermed menes voluminet af en indespærret luftmængde med samme eftergivenhed som E_{mh} . Af (11) kan man derfor udlede:

$$V_{as} = \rho \cdot c^2 \cdot S_h^2 \cdot E_{mh} = 1,4 \cdot 10^6 \cdot \alpha_h^4 \cdot E_{mh}$$

$$\begin{aligned} T^2 &= 33 \cdot 10^{-2} \\ 2 \cdot 4 &= 23 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

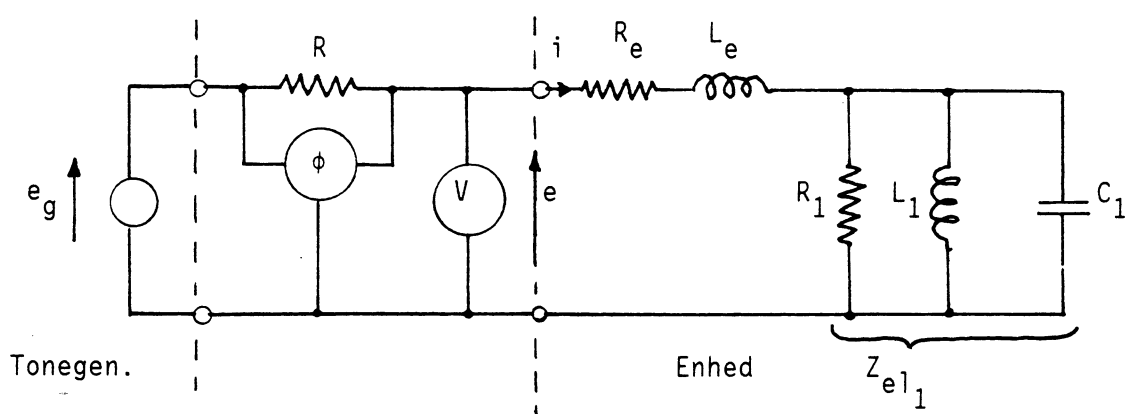
NB! Prøv af lave "krydsrevision" !

$$E_{mh} = 1,9 \cdot 10^{-4} = \frac{30 \cdot 10^{-2}}{1,4 \cdot 10^6 \cdot 23 \cdot 10^{-2}}$$

6. Måling af parametre.

Der er flere metoder til bestemmelse af en elektrodynamisk højttalerenheds parametre.

"Woofere": Her vil blive beskrevet to metoder. De bygger begge på en måling af enhedens indgangsimpedans ved forskellig belastning af membranen. Da det elektriske impedansniveau for strålingsimpedansen er højt i forhold til membranens i stempelområdet, vil man få en relativ upålidelig bestemmelse af enhedens parametre ved en variation af strålingsimpedansen. I stedet varierer man på det mekaniske systems eftergivenhed eller masse ved hjælp af kendte voluminer eller masser.



Figur 19.

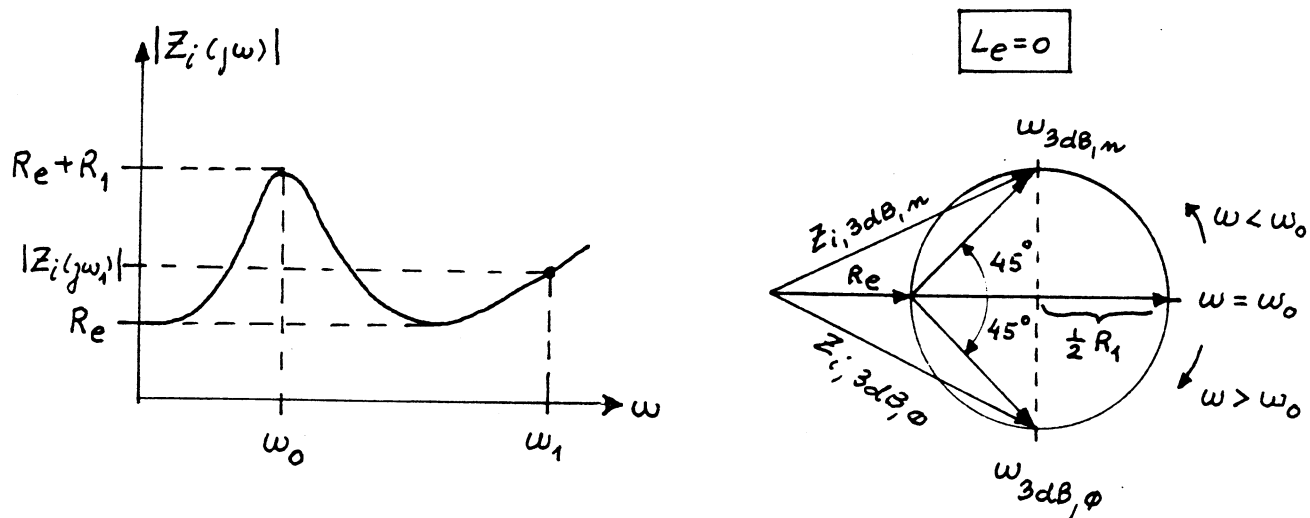
Såfremt

$$R \gg |Z_i| = \left| \frac{e}{i} \right| \quad \text{er} \quad |i| = \left| \frac{e_g}{R} \right| \Rightarrow$$

$$|Z_i| = \left| \frac{e}{i} \right| = \left| \frac{e}{e_g} \cdot R \right|$$

Når e_g og R er kendte, kan $|Z_i|$ findes ved måling af $|e|$. Fasemetret bruges til finindstilling af $\omega = \omega_0$, hvor $\phi = 0$. En målestrøm på 1 - 10 mA er normalt passende med hensyn til baggrundsstøj i lokalet og linearitet.

$Z_i(s) = R_e + s \cdot L_e + Z_{el1}$ vil for typiske værdier give følgende graf for $|Z_i(j\omega)|$ og stedkurve:¹



Figur 20.

Af (13) fås:

$$L_{e,\omega_1} = \frac{\sqrt{|Z_i(j\omega_1)|^2 - R_e^2}}{\omega_1} \quad [\text{H}]$$

R_e måles ved D.C. Af fig. 20 fås: $|Z_i(j\omega_0)| = R_e + R_1$, som giver

$$R_1 = |Z_i(j\omega_0)| - R_e \quad [\Omega]$$

Af stedkurven fås:

$$|Z_{i,3dB,n}| = |Z_{i,3dB,\phi}| = \sqrt{\frac{R_1^2}{4} + \left(R_e + \frac{R_1}{2}\right)^2}$$

som altså kan beregnes, hvorefter $f_{3dB,n}$ og $f_{3dB,\phi}$ måles. Efter måling af f_0 kan det mekaniske Q : Q_m beregnes af:

$$Q_m = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{f_0}{f_{3dB,\phi} - f_{3dB,n}}$$

Da $Q_m = \omega_0 \cdot C_1 \cdot R_1$ og $\omega_0^2 = \frac{1}{L_1 C_1}$ bliver

$$C_1 = \frac{Q_m}{\omega_0 \cdot R_1} \quad \text{og} \quad L_1 = \frac{1}{\omega_0^2 \cdot C_1}$$

Hvis enheden er anbragt frit - sit. 1 - har man:

$$L_1 = L_h; \quad C_1 = C_h + \frac{3,2 \cdot \alpha_h^3}{B^2 l^2}; \quad R_1 = R_h \parallel \frac{B^2 l^2}{5,56 \cdot 10^{-9} \cdot \omega_0^4 \cdot \alpha_h^6}$$

De mekaniske størrelser, C_h og R_h kan først bestemmes, efter at $B \cdot l$ er målt.

"Kassemetode": Ved denne metode anbringes enheden i lukket kabinet, hvis volumen: V er kendt, og hvis ækvivalente selvinduktion: L_k kan beregnes af:

$$L_k = B^2 l^2 \cdot 7,14 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{V}{\alpha_h^4} \quad [H]$$

Hvis man gentager målingen af $|Z_i(j\omega)|$, kan man bestemme de nye værdier for ω_0 : ω_{0k} ; Q_m : Q_{mk} ; R_1 : R_{1k} ; C_1 : C_{1k} og L_1 : L_{1k} .

Da $L_{1k} = \frac{L_h \cdot L_k}{L_h + L_k}$ kan $B \cdot l$ beregnes af

$$B \cdot l = 1,18 \cdot 10^3 \cdot \alpha_h^2 \cdot \sqrt{\frac{L_{1k} \cdot L_h}{V \cdot (L_h - L_{1k})}} \quad [Tm] \quad (14)$$

"Massemetoden": Her er enheden anbragt frit - sit. 1 - og membranens masse øges med en kendt masse: ΔM . Herved ændres resonansfrekvensen til $f_{0,\Delta M}$. Systemets masse uden ekstra masse: M_{m1} kan bestemmes af

$$M_{m1} = \frac{\Delta M}{\left(\frac{f_0}{f_{0,\Delta M}}\right)^2 - 1} \quad (15)$$

Fra målingen af $|Z_i(j\omega)|$ haves: R_1 , ω_0 og Q_m , hvorefter $B \cdot l$ kan beregnes af:

$$B \cdot l = \sqrt{\frac{R_1 \cdot M_{m1} \cdot \omega_0}{Q_m}} \quad [Tm] \quad (16)$$

Opgave 1: Vis rigtigheden af (14), (15) og (16).

Mellemtone- og diskantenheder: De fleste af disse typer er fra fabrikantens side forsynet med eget "kabinet", d.v.s. der er ikke umiddelbar adgang til membranens bagside. "Kassemetoden" kan derfor ikke anvendes. Membranerne er typisk lette og meget "sårbare", hvilket gør det vanskeligt at ændre membranmassen uden varige skader på membranen. "Massemetoden" kan derfor heller ikke bruges. I stedet kan man ved måling af lydtrykket få en bestemmelse af $B \cdot l$. Det vil senere blive vist, at følsomheden: K_p [Pa/V] i middelfrekvensområdet - d.v.s. $\omega_0 < \omega < \omega_e$ - er givet ved:

$$K_{p,2\pi} = \frac{p_F}{e} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot r \cdot R_e \cdot C_1 \cdot B \cdot l} \quad [Pa/V]$$

p_F [Pa] er fjernfeltslydtrykket - d.v.s. lydtrykket målt i en afstand: r [m], som er stor i forhold til α_h , og målt på hovedaksen. Enheden skal være anbragt på en med hensyn til bølgelængden stor væg (2π -rum). Ved måling af lydtryk i fjernfeltet i ikke lyddøde rum får man målefejl på grund af refleksioner. Ved at måle nærfeltlydtrykket p_N - d.v.s. lydtrykket i en afstand $r \leq 0,1 \cdot \alpha_h$ - kan man også i ikke lyddøde rum få en pålidelig bestemmelse af p_F , idet man kan vise, at i et 2π -rum er:

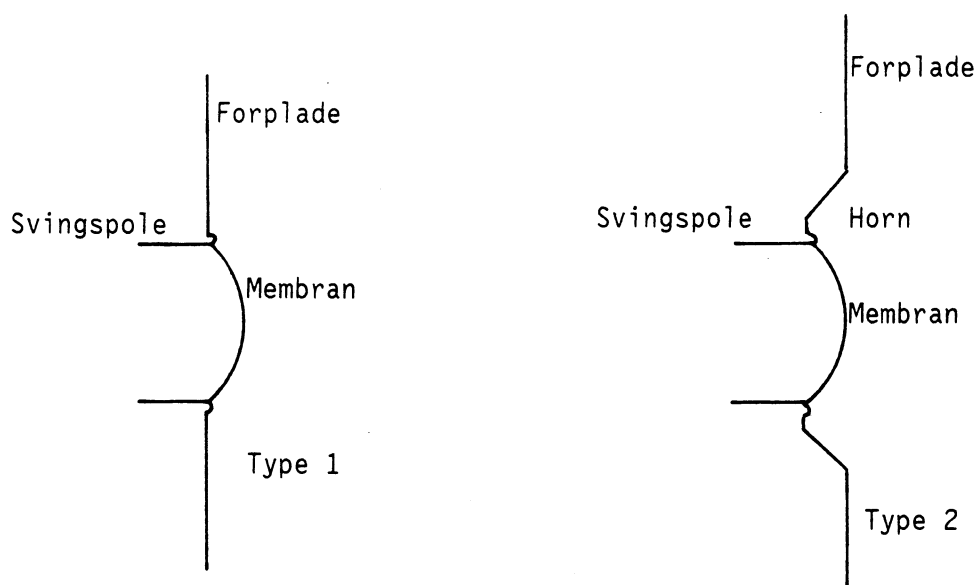
$$p_F = \frac{\alpha_h}{2r} \cdot p_N \quad (17)$$

som giver

$$B \cdot l = \frac{\rho \cdot \alpha_h \cdot e}{R_e \cdot C_1 \cdot p_N} \quad (18)$$

C_1 bestemmes ved måling af $|Z_i(j\omega)|$. Se løsning opgave 2.

Mellemtone- og diskantenheder er ofte af den såkaldte "Dome"-type, hvor membranen har form som en kuglekalot, og et areal der svarer til tværsnitsarealet af svingspoleformen. Disse kan opdeles i to typer, der adskiller sig ved, at den ene er monteret med et lille horn i modsætning til den anden, som er uden horn - se figur 21.



Figur 21.

Hornet giver en mekanisk beskyttelse af membranen og samtidig en akustisk "forstærkning".

Hornet vil bevirke, at lyden udstråles i en mindre rumvinkel, hvilket øger lydtrykket på hovedaksen. Typisk ligger denne forøgelse af lydtrykket på $K_1 = 2 - 4$ [dB] . (17) må nu ændres til:

$$p_F = \frac{\alpha_h}{2r} \cdot K_1 \cdot p_N$$

og (18) til:

$$B \cdot l = \frac{p \cdot \alpha_h \cdot e}{R_e \cdot C_1 \cdot K_1 \cdot p_N}$$

Da K_1 sjældent opgives af fabrikanten, vil K_1 ofte være baseret på et skøn, som medfører, at $B \cdot l$ kun kan bestemmes med relativ ringe nøjagtighed efter denne metode.

Opgave 2.

På en frit anbragt højttalerenhed (sit. 1) har man målt følgende:

$$R_e = 4 \, \Omega; \quad L_e = 5 \cdot 10^{-4} \, \text{H}; \quad f_0 = 32,7 \, \text{Hz}; \quad |Z_i(j\omega_0)| = 29 \, \Omega;$$

$$Q_m = 3,38; \quad \alpha_h = 0,125 \, \text{m};$$

Med enheden anbragt i et lukket kabinet med volumen: $V = 70$ liter, som er anbragt frit (sit. 3), har man målt:

$$f_0 = 56 \, \text{Hz}; \quad |Z_i(j\omega_0)| = 29 \, \Omega; \quad Q_m = 5,6;$$

Beregn: $B \cdot l$; R_h ; L_h ; C_h ; R_{mh} ; E_{mh} ; M_{mh} .

7. Følsomheder og virkningsgrad.

En højtalerenheds følsomhed er karakteriseret ved dens evne til at producere et vist lydtryk i en bestemt afstand, når der over dens indgangsterminaler tilsluttes en bestemt spænding, eller disse tilføres en vis effekt. Man benytter altså to følsomhedsbegreber: Spændingsfølsomheden: F_e [dB/V] og effektfølsomheden: F_w [dB/W]. Forskellen imellem dem er naturligvis bestemt af enhedens indgangsimpedans. Det bemærkes, at enhederne er i [dB/] svarende til at man ofte angiver lydtryk i [dB]. For at kunne det, må man have en referenceværdi. Man har vedtaget, at referere til det svageste lydtryk, et menneskes "gennemsnitsøre" kan opfatte ved 1 kHz, hvor følsomheden for øret er omkring det maksimale. Dette lydtryk er bestemt til:

$$p_{\text{ref,eff}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ [Pa]}$$

Et lydtryk på $p_{\text{eff}} = 1 \text{ Pa}$ bliver derfor angivet i [dB]

$$p_{\text{eff}} \text{ [dB]} = 20 \cdot \log \left[\frac{p_{\text{eff}}}{2 \cdot 10^{-5}} \right] = 94 \text{ [dB]}$$

Det vil blive vist senere, at for en lyd giver, hvor $k \cdot \alpha_h < 1$ og afstanden til målepunktet: $r > \alpha_h$. og hvis overfladehastighed er: v_h gælder:

I et 2π -rum (sit. 4):

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot r} \cdot s \cdot V_h(s) \text{ [Pa]} \quad (19)$$

og i et 4π -rum (sit. 3):

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{4 \cdot r} \cdot s \cdot V_h(s) \text{ [Pa]} \quad (20)$$

p_r er lydtrykket målt på hovedaksen i afstanden: r [m].

Da der for den elektrodynamiske højttalerenhed haves sammenhængen:

$u = B \cdot l \cdot v_h$ (se evt. fig. 16), kan man af (19) og (20) få:

2π -rum (sit. 4):

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot s \cdot U(s) \quad (21)$$

Er kvadrati af udgangspunktet

4π -rum (sit. 3):

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{4 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot s \cdot U(s) \quad (22)$$

Der er her set bort fra faseændringen: $\omega \cdot \frac{r}{c}$ over afstanden: r , der tilbage-lægges i tiden: $\frac{r}{c}$.

Som eksempel kan bruges en højttalerenhed monteret i et lukket kabinet, som er anbragt i et 2π -rum (sit. 4). Ækvivalentdiagrammet haves fig. 16. Af dette kan man finde:

$$\frac{U(s)}{E(s)} = \frac{1}{1 + (R_e + sL_e)Y_p(s)}$$

hvor

$$Y_p(s) = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{sL_1} + sC_1 = C_1 \cdot \frac{s^2 + \frac{1}{R_1C_1}s + \frac{1}{L_1C_1}}{s}$$

som med (21) giver

$$\begin{aligned} G_p(s) &= \frac{P_r(s)}{E(s)} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot \frac{s}{1 + (R_e + sL_e)Y_p(s)} \\ &= \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot \frac{s^2}{s + (R_e + sL_e) \cdot C_1 \cdot \left(s^2 + \frac{1}{R_1C_1}s + \frac{1}{L_1C_1} \right)} \end{aligned}$$

som "ordnes" og giver

$$G_p(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \cdot \frac{s^2 \cdot \frac{R_e}{L_e}}{s^3 + \left(\frac{R_e}{L_e} + \frac{1}{R_1 C_1} \right) s^2 + \left(\frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_e C_1} + \frac{R_e}{R_1 L_e C_1} \right) s + \frac{R_e}{L_e L_1 C_1}}$$

Af hensyn til overskueligheden indføres konstanterne:

$$\omega_o^2 = \frac{1}{L_1 C_1}; \quad \omega_e = \frac{R_e}{L_e}; \quad Q_m = \omega_o \cdot R_1 \cdot C_1; \quad Q_t = \omega_o \cdot R_p \cdot C_1;$$

$$R_p = R_1 || R_e;$$

og

$$K_p = K_{p,2\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \quad [\text{Pa/V}] \quad (23)$$

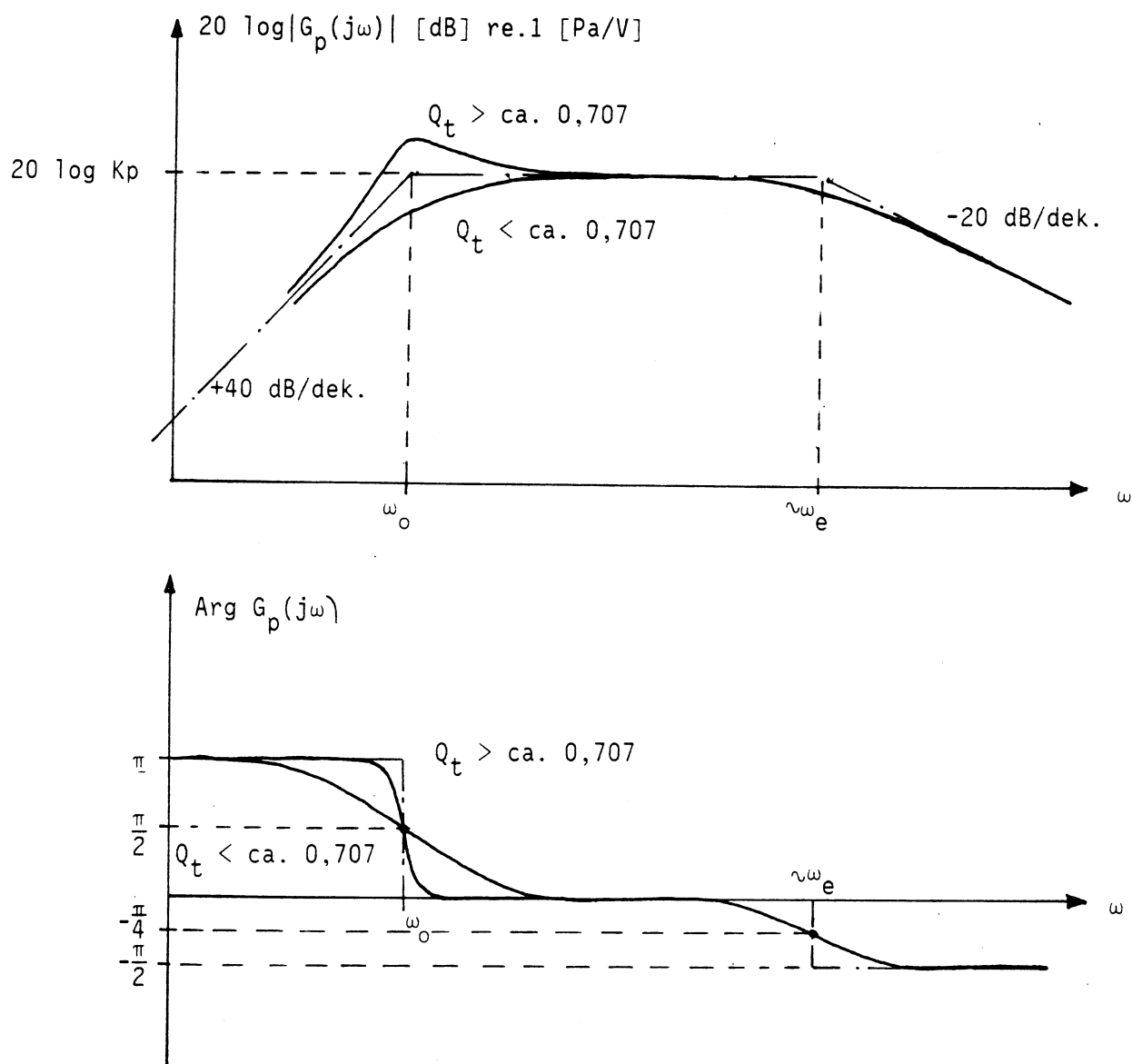
$G_p(s)$ kan nu skrives:

$$G_p(s) = K_p \cdot \frac{s^2 \cdot \omega_e}{s^3 + \left(\omega_e + \frac{\omega_o}{Q_m} \right) s^2 + \left(\omega_o^2 + \omega_e \cdot \frac{\omega_o}{Q_t} \right) s + \omega_e \cdot \omega_o^2} \quad (24)$$

Havde systemet været anbragt i et 4π -rum (sit. 3), ville eneste ændring af (24) være

$$K_p = K_{p,4\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{4 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \quad (25)$$

En analyse af (24) giver, idet vi husker, at $\omega_e > \omega_o$, følgende amplitude- og fasekarakteristik:



Figur 22.

K_p er systemets følsomhed [Pa/V] i middelfrekvensområdet - d.v.s. for $\omega_o < \omega < \omega_e$. Det bemærkes, at K_p er bestemt af enhedens egne parametre + strålingsmasse. Kabinettets data har ingen indflydelse på K_p - kun på forholdene omkring ω_o , som analyseres nærmere senere. Spændingsfølsomheden F_e [dB/V] bliver nu - udtrykt ved K_p [Pa/V]

$$F_e \text{ [dB/V]} = 20 \log \frac{K_p}{2 \cdot 10^{-5}} \quad (26)$$

og er altså 6 dB større i et 2π -rum end i et 4π -rum. Da indgangsimpedansen er frekvensafhængig bliver den fra en ideel spændingsgenerator tilførte effekt også afhængig af frekvensen. Man har derfor vedtaget at bruge 1 W afsat i R_e som reference for F_W [dB/W].

$$\frac{e_{\text{eff}}^2}{R_e} = 1 \text{ W} \Rightarrow e_{\text{eff}} = 1 \text{ [W]} \cdot \sqrt{R_e}$$

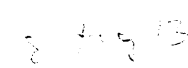
$$F_e = \frac{p_{\text{eff}}}{e_{\text{eff}}} = \frac{p_{\text{eff}}}{1 \text{ [W]} \cdot \sqrt{R_e}} = \frac{F_W}{\sqrt{R_e}} \Rightarrow$$

$$F_W = F_e + 20 \log \sqrt{R_e} \quad [\text{dB/W}] \quad (27)$$

Ved driftseffekten: W_D [W] forstås den effekt, der skal tilføres indgangsklemmerne for at opnå et lydtryk på 96 dB på hovedaksen i 1 m's afstand.

Dette giver:

$$10 \log W_D = 96 - F_W$$

Den udstrålede akustiske effekt er - se fig. 15: 

$$W_r = \frac{u_{\text{eff}}^2}{R_s} = v_{h_{\text{eff}}}^2 \cdot R_{ms} \quad [\text{W}]$$

og systemets virkningsgrad: η er defineret som:

$$\eta = \frac{W_r}{W_e} \quad \text{hvor} \quad W_e = \frac{e_{\text{eff}}^2}{R_e}$$

som giver

$$\eta = \frac{u_{\text{eff}}^2 \cdot R_e}{e_{\text{eff}}^2 \cdot R_s} \quad (28)$$

Det bemærkes, at η er frekvensafhængig, da både u_{eff} og R_s er det.

Opgave 3.

Beregn $\eta(\omega)$ for et højttalersystem med lukket kabinet og anbragt i et 2π -rum.

Det antages, at $L_e = 0$, og at $k \cdot \alpha_h < 1$.

Med data fra opgave 2 ($V = 70$ liter og 4π -rum) beregnes $\eta(\omega_o)$.

KABINETTER.

En enhed anbragt frit - sit. 1 - svarer med god tilnærmelse til en skive, der bevæger sig med samme hastighed: v_h som enhedens membran. Ved lave frekvenser - d.v.s. frekvenser, hvor bølgelængden er stor i forhold til membranens dimensioner: $k \cdot \alpha_h < 1$ - vil summen af de to lydtryk fra membranens for- og bagside blive reduceret kraftigt i forhold til det lydtryk for- og bagside hver for sig ville have givet anledning til i sit. 2, hvor enheden er anbragt i en stor væg. Dette skyldes, at de to lydtryk har næsten samme amplitude og næsten er i modfase, da afstandsforskellen er lille. Dette indses også af udtrykkene for R_{ms} for de to situationer:

$$R_{ms,sit.1} = 5,56 \cdot 10^{-9} \cdot \omega^4 \cdot \alpha_h^6; \quad R_{ms,sit.2} = 1,1 \cdot 10^{-2} \cdot \omega^2 \cdot \alpha_h^4 \Rightarrow$$

$$\frac{R_{ms,sit.2}}{R_{ms,sit.1}} \approx \frac{2 \cdot 10^6}{\omega^2 \cdot \alpha_h^2} \bigg|_{k \cdot \alpha_h = 1} = \frac{2 \cdot 10^6}{c^2} = 17$$

For samme membran hastighed udstråles der altså i begge 2π -rum i sit. 2.17 gange \sim ca. 12 dB mere effekt end i sit. 1.

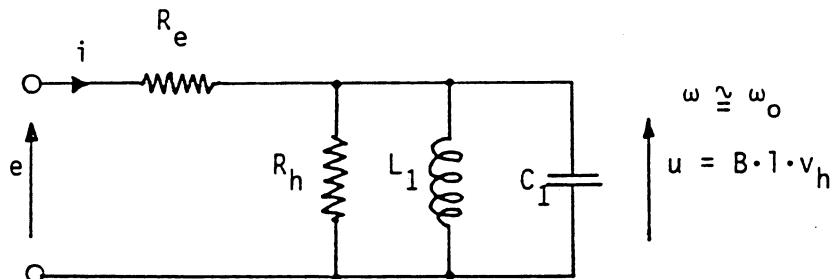
Der er altså god grund til at ændre udstrålingsforholdene i forhold til sit. 1. Da sit. 2 ikke er en "brugervenlig" måde at anbringe enheden på, monteres denne næsten altid i en eller anden form for kabinet. Da "det lukkede kabinet" og "kabinet med port" er de to dominerende kabinettyper, vil disse blive analyseret nærmere.

II. DET LUKKEDE KABINET.

Kabinettet består af en lukket, lufttæt kasse forsynet med et hul, hvori enheden er monteret. Membranens bagside belastes herved med et indespærret luftvolumen - en "luftfjeder". Hvis kabinettets dimensioner er små i forhold til bølgelængden, hvis de begrænsende flader har hastigheden: 0, og der iøvrigt ikke er tab i kabinettet, kan dette som vist tidligere ækvivaleres med en ideel eftergivenhed: E_{mk} , som kan beregnes af (11) eller (12). Kabinettets funktion er naturligvis at isolere den udstrålede lyd fra membranens bagside fra den fra forsiden udstrålede lyd. Herved vokser den udstrålede effekt, hvadenten kabinettet anbringes på en stor væg (sit. 4) eller frit (sit. 3). Prisen, der må betales, er bl.a. en forøgelse af resonansfrekvensen: ω_0 og dermed af den nedre grænsefrekvens: ω_n .

1. Lydtryk.

Det er tidligere vist, at kabinettets indflydelse på $G_p(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)}$ [Pa/V] er begrænset til frekvensområdet omkring ω_0 , og at man her med god tilnærmelse kan se bort fra R_s og L_e , således at det elektriske ækvivalentdiagram bliver:



Figur 23.

hvor $L_1 = L_h || L_k$; $L_k = B^2 \cdot l^2 \cdot E_{mk}$; $C_1 = C_h + C_s$ og

$$C_s = \frac{M_{ms}}{B^2 l^2};$$

$L_e = 0 \Rightarrow \omega_e = \infty \Rightarrow$ (24) kan skrives:

$$G_p(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)} = K_p \cdot \frac{s^2}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q_t} \cdot s + \omega_0^2} \quad (29)$$

$$\text{hvor } \omega_0^2 = \frac{1}{L_1 \cdot C_1} \quad \text{og} \quad (30)$$

$$Q_t = \omega_0 \cdot C_1 \cdot [R_h || R_e] \quad (31)$$

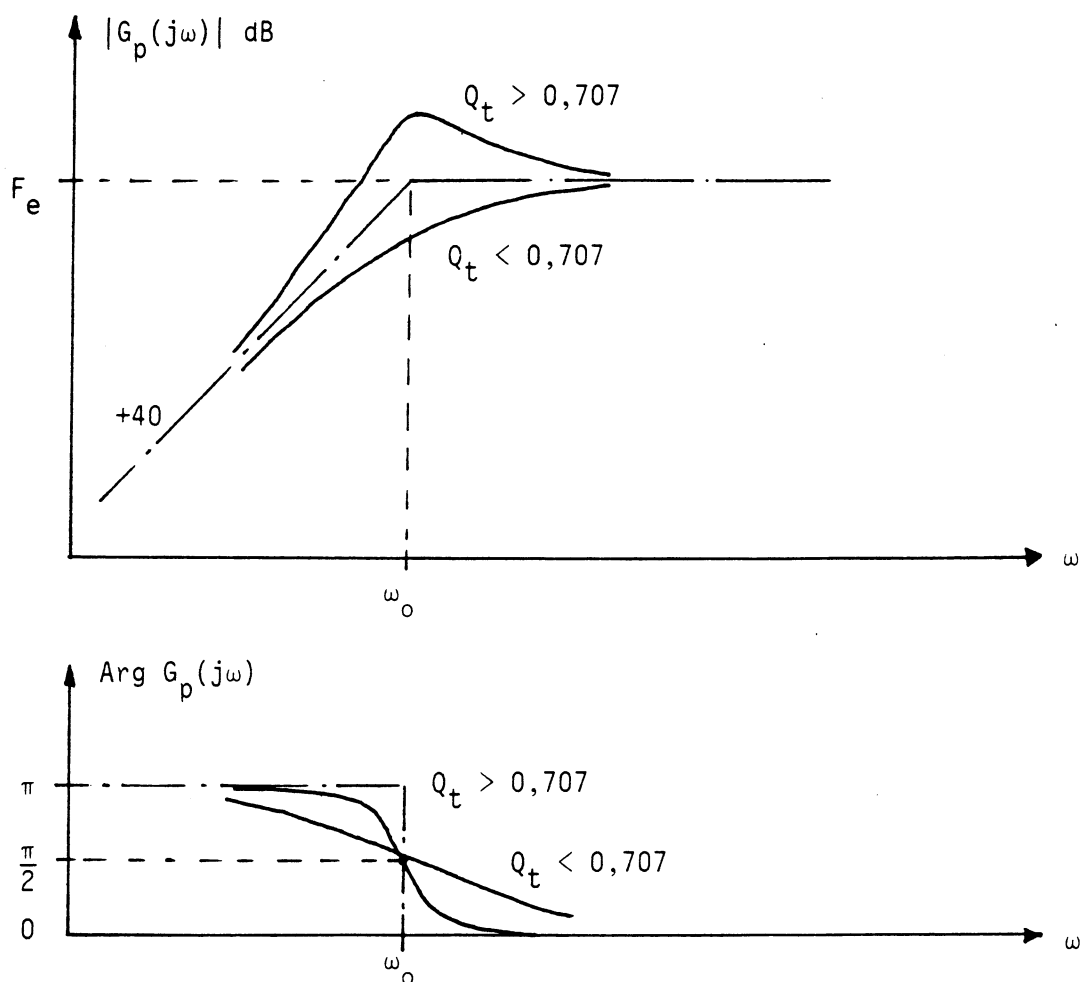
I et 2π -rum (sit. 4) er

$$K_{p,2\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e}$$

og i et 4π -rum (sit. 3) er

$$K_{p,4\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{4 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e}$$

Af (30) ses, at ω_0 er afhængig af L_k , og af (31) ses, at Q_t også er det. For en given enhed med parametrene: R_e , R_h , L_h og C_h er det altså L_k , og dermed kabinetets volumen: V , som bestemmer $G_p(s)$. Som nævnt tidligere er det karakteristisk, at ω_0 bliver større, når enheden anbringes i et lukket kabinet, men (31) viser, at også Q_t vokser. Man kan altså med denne kabinettype ikke få lavere værdier for hverken ω_0 eller Q_t , end de værdier, der normalt opgives af fabrikanten for enheden, frit anbragt. (29) giver følgende amplitude- og fasekarakteristikker:



Figur 24.

Hvis $Q_t = 0,5$. kan (29) skrives:

$$G_p(s) = K_p \cdot \frac{s^2}{(s + \omega_0)^2} \quad (32)$$

som svarer til, at $|G_p(j\omega_0)| = K_p \text{ [dB]} - 6 \text{ dB}$

Er $Q_t < 0,5$, kan (29) skrives:

$$G_p(s) = K_p \cdot \frac{s^2}{(s + \omega_1)(s + \omega_2)} \quad (33)$$

svarende til, at $|G_p(j\omega_2)| = K_p \text{ [dB]} - 3 \text{ dB}$ for $\omega_2 \geq 10 \omega_1$

Ved at variere på L_k og enhedens parametre er det muligt at realisere de tre forskellige typer for $G_p(s)$ svarende til (29), (32) og (33).

Indsættes de mekaniske størrelser i udtrykkene for K_p , ω_0 og Q_t , fås:

$$K_{p,2\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2 \cdot B \cdot l}{2 \cdot r \cdot M_{m1} \cdot R_e}; \quad \omega_0^2 = \frac{1}{M_{m1} \cdot E_{m1}}; \quad Q_t = \frac{1}{\frac{B^2 l^2}{R_e} + R_{mh}} \cdot \sqrt{\frac{M_{m1}}{E_{m1}}}$$

F_e [dB/V] og F_W [dB/W] forøges, hvis $B \cdot l$ forøges, og M_{m1} samt R_e formindskes. Samtidigt formindskes Q_t , og ω_0 øges. Når R_e gøres mindre, får man - for et givet magnetsystem - også mindre $B \cdot l$, da l herved bliver mindre.

Når kabinettets dimensioner bliver af samme størrelsesorden som bølgelængden, opstår der ved visse frekvenser stående bølger inde i kabinettet - første gang når den største afstand mellem to modstående, parallelle flader svarer til en halv bølgelængde. Sådanne stående bølger dæmpes mest effektivt ved at anbringe et dæmningsmateriale - glasuld eller lignende - midt i kabinettet, hvor hastigheden er størst. Kabinettets flader har egenresonanser, som bevirker, at disse bevæger sig med hastigheder bestemt af fladernes materialekonstanter og dimensioner. Fladernes bevægelse giver anledning til udstråling af lydenergi, som bidrager til den samlede udstråling fra højttalersystemet. Det er meget vanskeligt at dæmpe denne udstråling fra kabinettet, idet en indre afstivning af kabinettet som oftest blot flytter problemerne til et andet og højere frekvensområde uden at ændre den udstrålede energi væsentligt. Derfor arbejdes der meget med at finde mere velegnede kabinetmaterialer både med hensyn til materialekonstanter og muligheder for formgivning.

2. Effektforhold.

Grænsen for tilførsel af effekt til en højttalerenhed sættes dels af opvarmningen af svingspolen, dels af det maximalt tilladelige udsving: a_h [m] af denne. Da $V_h(s) = s \cdot A_h(s)$ kan (19), som gælder for et 2π -rum, skrives:

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot r} \cdot s^2 \cdot A_h(s) \quad (34)$$

og for et 4π -rum af (20):

$$P_r(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{4 \cdot r} \cdot s^2 \cdot A_h(s) \quad (35)$$

Af (34) og (35) kan det maximalt opnåelige effektive lydtryk: $p_{\text{eff,max}}$ fra en højttalerenhed med den maximalt tilladelige membranamplitude: $a_{\text{max,till}}$ findes til:

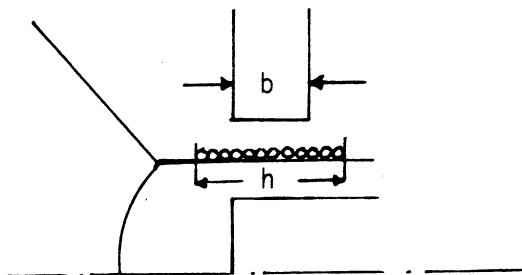
For et 2π -rum:

$$p_{\text{eff,max}} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2 \cdot \omega^2}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot r} \cdot a_{\text{max,till}} \quad (36)$$

og for et 4π -rum

$$p_{\text{eff,max}} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2 \cdot \omega^2}{4 \cdot \sqrt{2} \cdot r} \cdot a_{\text{max,till}} \quad (37)$$

$a_{\text{max,till}}$ opgives ikke altid af fabrikanten, hvorimod det er almindeligt at opgive højden af svingspolen: h [m] og højden af luftgabet: b [m].



Ved hjælp af disse data kan $a_{\max, \text{till}}$ med god tilnærmelse bestemmes til:

$$a_{\max, \text{till}} = \frac{h - b}{2} \quad [\text{m}]$$

idet $B \cdot l$ er nogenlunde konstant for a mindre end denne værdi. Accepteres en voksende ulinearitet - forvrængning - ved udstyring udover denne grænse, kan de fleste enheder tåle dette uden at blive ødelagt.

Fabrikanten opgiver en nominal effekt: W_n [W], som tager hensyn til opvarmningen af svingspolen. W_n svarer til en i R_e kontinuert afsat sinuseffekt af samme størrelse.

$$W_n = \frac{e_{\text{eff}}^2}{R_e} \quad (38)$$

3. Membranamplitude.

Membranamplituden: a_h [m] er frekvensafhængig, og for at kunne beregne det maximalt opnåelige lydtryk fra enheden, undersøges $G_a(s) = \frac{A_h(s)}{E(s)}$ nærmere. Der kan ses bort fra L_e , da denne har lille indflydelse i det frekvensområde, hvor a er størst.

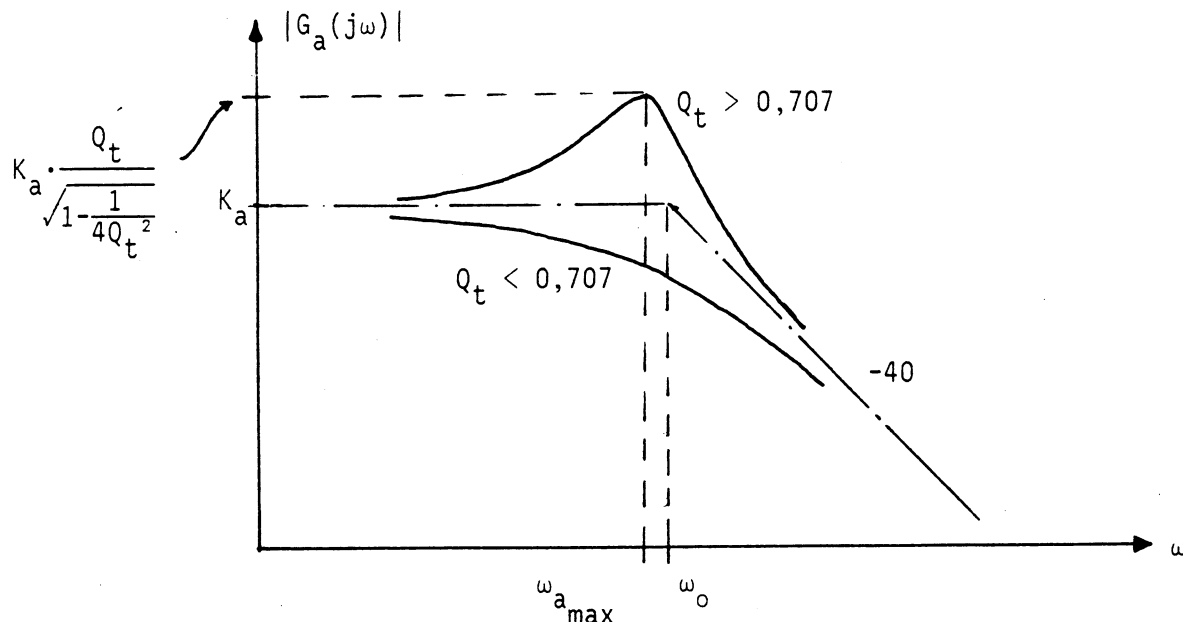
(23). (29) og (34) giver:

$$G_a(s) = \frac{A_h(s)}{E(s)} = K_a \cdot \frac{\omega_0^2}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q_t} \cdot s + \omega_0^2} \quad (39)$$

hvor

$$K_a = \frac{L_1}{B \cdot l \cdot R_e} = \frac{B \cdot l \cdot E_{m1}}{R_e} \quad [\text{m/V}]$$

Amplitudekarakteristikken bliver:



Figur 25.

Som det ses, er membranamplituden størst for $\omega \rightarrow 0$, når $Q_t \leq 0,707$, hvori-
mod den kan blive større end denne værdi, når $Q_t > 0,707$. Man må altså
først beregne Q_t , hvorefter $a_{h,\max}$ kan beregnes af:

For $Q_t \leq 0,707$;

$$a_{h,\max} = K_a \cdot e_{\max} \quad (40)$$

og for $Q_t > 0,707$:

$$a_{h,\max} = K_a \cdot \frac{Q_t}{\sqrt{1 - \frac{1}{4Q_t^2}}} \cdot e_{\max} \quad (41)$$

Den frekvens, ved hvilken membranamplituden er maximal: $\omega_{a_{\max}}$, kan beregnes af:

$$\omega_{a_{\max}} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{2Q_t^2}} \quad (42)$$

4. Membranhastighed.

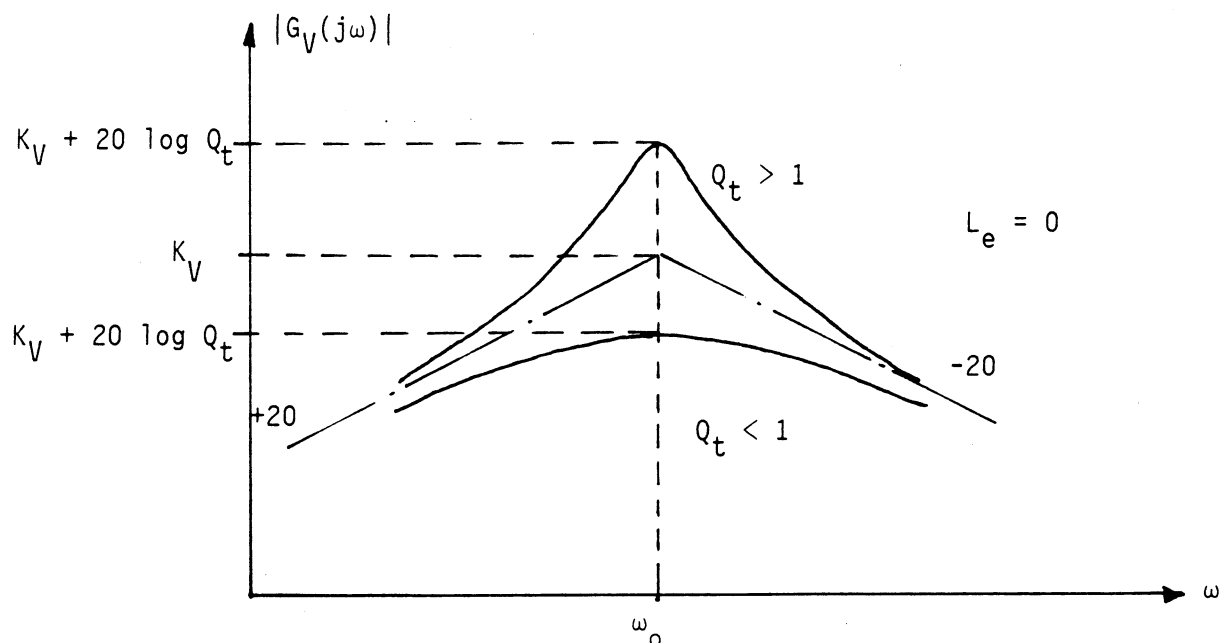
Membranhastigheden: v_h [m/s] er ligesom membranamplituden a_h frekvensafhængig. Det er tidligere vist, at den udstrålede akustiske effekt: $W_r = v_{h,eff}^2 \cdot R_{ms}$. W_r er således også frekvensafhængig. For at få et overblik over, hvorledes W_r ændrer sig med frekvensen, undersøges $G_V(s) = \frac{V_h(s)}{E(s)}$ nærmere. Da $V(s) = s \cdot A(s)$, kan $G_V(s)$ nemt findes af (39), men gælder så kun for $L_e = 0$:

$$G_V(s) = \left. \frac{V_h(s)}{E(s)} \right|_{L_e = 0} = K_V \cdot \frac{s \cdot \omega_0}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q_t} s + \omega_0^2} \quad (43)$$

hvor

$$K_V = K_a \cdot \omega_0 = \frac{\sqrt{L_1}}{B \cdot l \cdot R_e \cdot \sqrt{C_1}} = \frac{B \cdot l \cdot \sqrt{E_{m1}}}{R_e \cdot \sqrt{M_{m1}}} \quad (44)$$

Amplitudekarakteristikken for $G_V(s)$ bliver:



Figur 26.

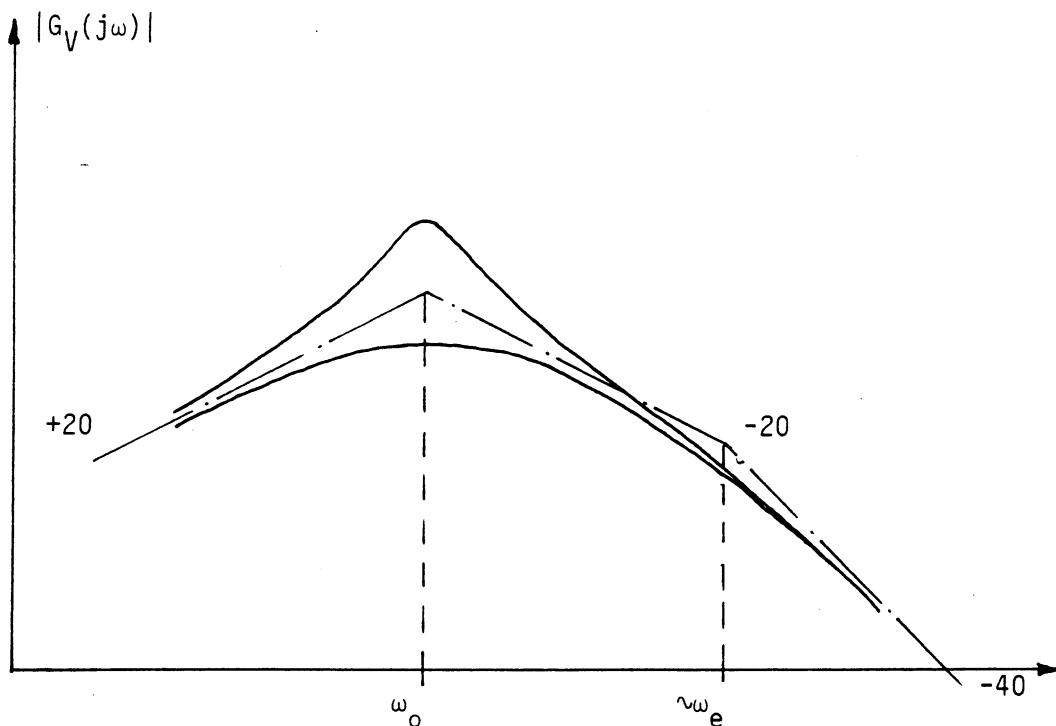
Som det ses, er hastigheden størst for $\omega = \omega_0$, hvorefter den for voksende ω bliver mindre med -20 dB/dek. R_{ms} for både 2π - og 4π -rum vokser proportionalt med ω^2 for $k \cdot \alpha_h < 1$. således at den udstrålede akustiske effekt:

$W_r = v_{n,eff}^2 \cdot R_{ms}$ er tilnærmelsesvis konstant for $\omega > \omega_0$. Der er dog forudsat, at $L_e = 0$, og for $\omega > \omega_e = \frac{R_e}{L_e}$ vil hastigheden blive mindre med -40 dB/dek. Dette medfører, at W_r for $\omega > \omega_e$ bliver mindre med -20 dB/dek. Hvis man ønsker beregninger i dette frekvensområde, må der tages hensyn til L_e .

Af (19), (23) og (24) kan fås:

$$G_V(s) \Big|_{L_e \neq 0} = K_V \cdot \frac{s \cdot \omega_0 \cdot \omega_e}{s^3 + \left(\omega_e + \frac{\omega_0}{Q_m}\right)s^2 + \left(\omega_0^2 + \omega_e \cdot \frac{\omega_0}{Q_t}\right)s + \omega_e \cdot \omega_0^2} \quad (45)$$

som giver følgende amplitudekarakteristik.



Figur 27.

Af (45) kan $v_{h,eff}$ beregnes for diskrete værdier af ω . R_{ms} for sit. 3 eller sit. 4 kan beregnes på samme måde, hvorefter $W_r = f(\omega)$ kan beregnes. Det skal dog erindres, at udtrykkene til beregning af R_{ms} kun gælder for $k \cdot \alpha_h < 1$. For $k \cdot \alpha_h > 1$ må R_{ms} bestemmes på anden vis - herom senere.

Opgave 4.

Enheden fra opgave 2 monteres i et lukket kabinet med volumen: $V = 30$ liter, som anbringes i et 2π -rum. Det antages, at $L_e = 0$. $r = 1$ m.

- Beregn K_p ; F_e og F_W .
- For $k \cdot \alpha_h < 1$ skitseres $|G_p(j\omega)|$; $|G_a(j\omega)|$ og $|G_V(j\omega)| = f(\omega)$.
- For $k \cdot \alpha_h < 1$ beregnes W_r for $\omega = \omega_0$ og $\omega = 5 \cdot \omega_0$. $e_{eff} = 1$ V.
- Beregn $a_{h,max}$ og $\omega_{a,max}$ for $e = 10 \cdot \sin \omega t$.
- For enheden frit anbragt (sit. 1) beregnes igen $a_{h,max}$ og $\omega_{a,max}$ for $e = 10 \cdot \sin \omega t$.

OPGAVE 5.

For enheden fra opgave 2 gælder: $W_n = 100$ W, og $a_{h,max} = 10^{-2}$ m. Beregn den maksimalt tilladelige klemspænding, når enheden er anbragt frit (sit. 1)., og når den er monteret i et lukket kabinet med volumen; $V = 70$ liter, som er anbragt frit (sit. 3).

Opgave 6.

En højttalerenhed har følgende data:

$$R_e = 4 \, \Omega; \quad L_e = 0; \quad R_h = 25 \, \Omega; \quad L_h = 3,6 \cdot 10^{-2} \, \text{H};$$

$$C_h = 7 \cdot 10^{-4} \, \text{F}; \quad B \cdot l = 8,6 \, \text{Tm}; \quad \alpha_h = 0,125 \, \text{m}.$$

Den monteres i et lukket kabinet med volumen: V , som anbringes på en stor væg (sit. 4).

Opgave 6 fortsættes næste side.

OPGAVE 6, fortsat.

Beregn V for:

a) $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot 60 \text{ s}^{-1}$.

b) $Q_t = 0,707$.

c) Beregn ω_0 for $V = 20$ liter.

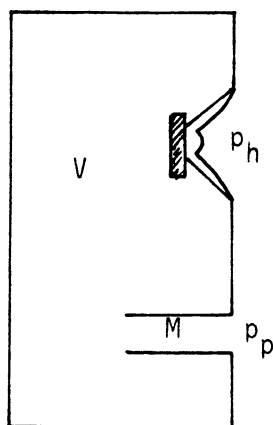
d) Skitser $|G_p(j\omega)| = f(\omega)$ for a), b) og c).
 $r = 1 \text{ m}$.

Opgave 7.

En højttalerenhed med membranradius $a_h = 0,15 \text{ m}$ monteret i et lukket kabinet, som er anbragt på en uendelig stor væg, skal kunne producere et effektivt lydtryk: p_{eff} på 110 dB re. $2,0 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$ ved 50 Hz i en afstand $r = 1,0 \text{ m}$ fra højttaleren.

Beregn den nødvendige maximale membranamplitude.

III. KABINET MED PORT.



Figur 28.

Som det ses af fig. 28, er denne type kabinet forsynet med en åbning - en såkaldt port - ofte i form af et rør. Hensigten hermed er, at bagsiden af membranen via luftfjederen (V) i kabinettet, får luftmassen (M) i porten til at bevæge sig på kontrolleret måde. Luftmassen i porten virker nu som en ekstra lyd giver, og lydtrykket herfra summeret med lydtrykket fra membranens forside giver det samlede lydtryk fra systemet. Fjederen (V) og massen (M) danner tilsammen et mekanisk resonanssystem - en såkaldt

antivibrator - der er karakteristisk ved, at massen M ved resonansfrekvensen bestemt af V og M kan bevæge sig med stor hastighed og amplitude i forhold til membranens hastighed og amplitude. Resonansfrekvensen for kabinet/port - systemet (V og M) lægges lavt - omkring resonansfrekvensen for højttalerenheden anbragt frit (sit. 1). Netop ved lave frekvenser har den elektrodynamiske enhed på grund af sit begrænsede membranareal og sin begrænsede membran-amplitude svært ved at frembringe store lydtryk. Generator (membran), fjeder (kabinet)/portluftmasse - systemet kan nemt realiseres med et højt Q (10 - 30).

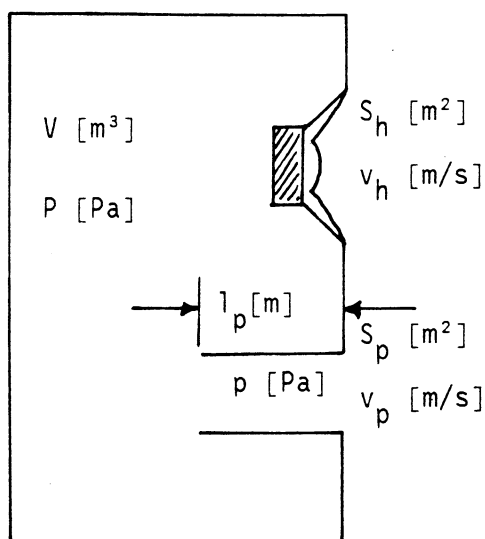
Da hastigheden af portmassen er ca. Q gange større end membran- (generator) hastigheden, er portmassen i stand til at frembringe større lydtryk ved lave frekvenser end membranen alene. Ydermere kan den nedre 3 dB-frekvens gøres noget (op til ca. 1 oktav) lavere end enhedens egen resonansfrekvens, når den er frit anbragt. I forhold til det lukkede kabinet, byder denne kabinet-type altså på de fordele, at den kan frembringe større lydtryk ved lave frekvenser og har en lavere nedre 3 dB-frekvens.

Systemet har naturligvis også sine ulemper. Under enhedens resonansfrekvens er membranens bevægelse i det væsentlige bestemt af dens egen eftergivenhed $E_{mh}(L_h)$ - se evt. figur 6. Det er vanskeligt at realisere en lineær eftergivenhed, hvorfor forvrængningen ved lave frekvenser kan blive relativ stor. Det menneskelige øre er dog mindre følsomt for forvrængning ved lave frekvenser. En anden ulempe er, at overføringsfunktionen $G_p(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)}$ bliver af 4' de orden. Dette giver mulighed for "ringninger" på systemets stepresponse,

svarende til at systemet frembringer et lydtryk med et frekvensspekter indeholdende frekvenser, der ikke forekommer i det påtrykte signal. Yderligere kan forholdet mellem $|Z_i(j\omega)|_{\min}$ og $|Z_i(j\omega)|_{\max}$ blive stort på grund af systemets relativt høje Q'er. Dette kan være et problem for den effektforstærker, der skal drive systemet, idet man får en dertil svarende hurtig og stor ændring af $\arg Z_i(j\omega)$ med frekvensen. Sluttelig skal nævnes, at enheden ved meget lave frekvenser "føler" sig frit anbragt. Dette kan give meget store membranamplituder ved "rummel" fra en pladespiller, eller hvis man er så uheldig at tabe pick-up'en ned på pladen. De fleste effektforstærkere er dog forsynet med stejle HP-filte, som kan dæmpe disse store membranamplituder ved meget lave frekvenser.

Dimensioneringen af denne type kabinet er - som det skal vises - i dag ikke meget vanskeligere end dimensioneringen af det lukkede kabinet, men der er dog en størrelse mere at "holde øje med": Hastigheden af luften i porten. Hvis denne bliver for stor - større end ca. 10 m/s - dannes der turbulens omkring portens ender. Dette høres som "hvislelyde" og bør undgås.

1. Ækvivalentdiagram.



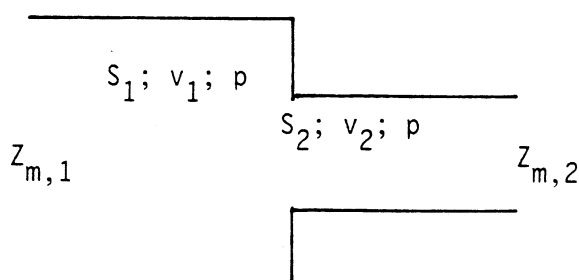
Figur 29.

De efterfølgende sammenhænge forudsætter, at kabinettets dimensioner er små i forhold til bølgelængden, og at der ikke er tab i kabinet og port, således at man kan regne med, at lydtrykket p er det samme overalt. Bevæger membranen sig med hastigheden: v_h [m/s], vil den i løbet af tiden: $t = 1$ s bevæge sig stykket: $v_h \cdot t = v_h \cdot 1 = v_h$ [m/s·s], og der vil da gennem porten strømme luftvoluminet: $S_h \cdot v_h = S_p \cdot v_p$ [m³/s] i løbet af det samme sekund. $S \cdot v$ kaldes volumenstrømmen eller volumenhastigheden og benævnes q [m³/s]. For fig. 29 må altså gælde, at

$$q = S_h \cdot v_h = S_p \cdot v_p \text{ [m}^3\text{/s]}$$

(46)

For at kunne tegne det mekaniske ækvivalentdiagram, må vi beregne den mekaniske impedans, hvormed kabinet og port belaster membranens bagside. Trykket p er fælles for de to elementer, svarende til fælles kraftsstrøm - se evt. fig. 5 - da $k = p \cdot S$. De to mekaniske elementer: $E_{mk}(V)$ og $M_{mp}(\text{port})$ må derfor være serieforbundne. Imidlertid har membran og port typisk forskellige arealer. Dette arealspring medfører en ændring af den mekaniske impedans fra den ene side af springet til den anden. Med de givne forudsætninger har man:



Figur 30.

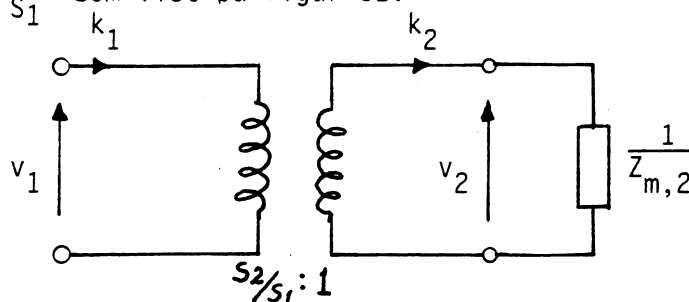
$$Z_{m,1} = \frac{k_1}{v_1} = \frac{p \cdot S_1}{v_1}; \quad Z_{m,2} = \frac{k_2}{v_2} = \frac{p \cdot S_2}{v_2}$$

$Z_{m,1}$ er den mekaniske impedans på venstre side af arealspringet; $Z_{m,2}$ er den mekaniske impedans på højre side. Sammenhængen mellem disse søges.

(46) giver: $S_1 \cdot v_1 = S_2 \cdot v_2 \Rightarrow$

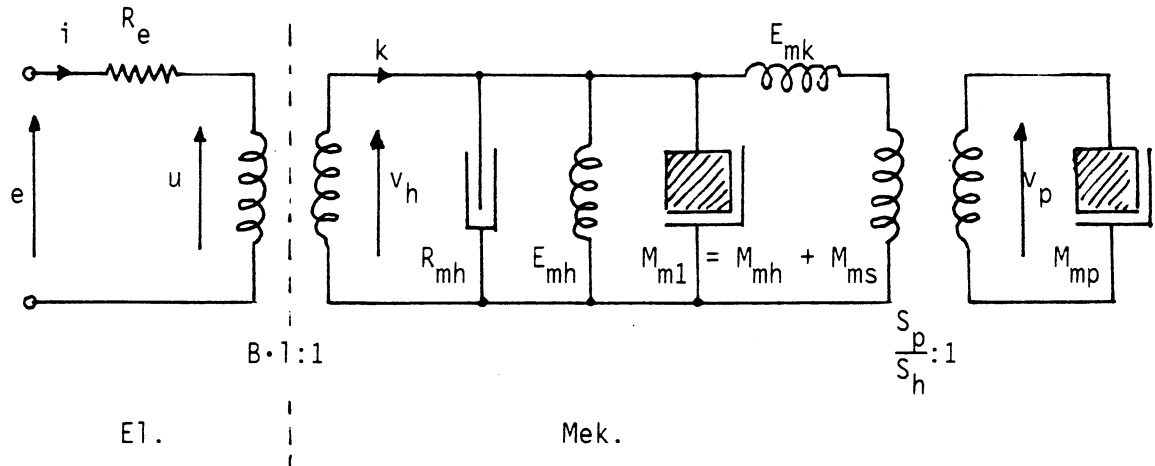
$$Z_{m,1} = \frac{p \cdot S_1^2}{v_2 \cdot S_2} = \frac{p \cdot S_2}{v_2} \cdot \frac{S_1^2}{S_2^2} = Z_{m,2} \cdot \frac{S_1^2}{S_2^2} \quad (47)$$

Man kan altså erstatte arealspringet med en "arealtransformator" med omsætningstallet $N = \frac{S_2}{S_1}$ som vist på figur 31.



Figur 31.

Nu kan det elektromekaniske ækvivalentdiagram for fig. 29 tegnes: (se evt. figur 2).



Figur 32.

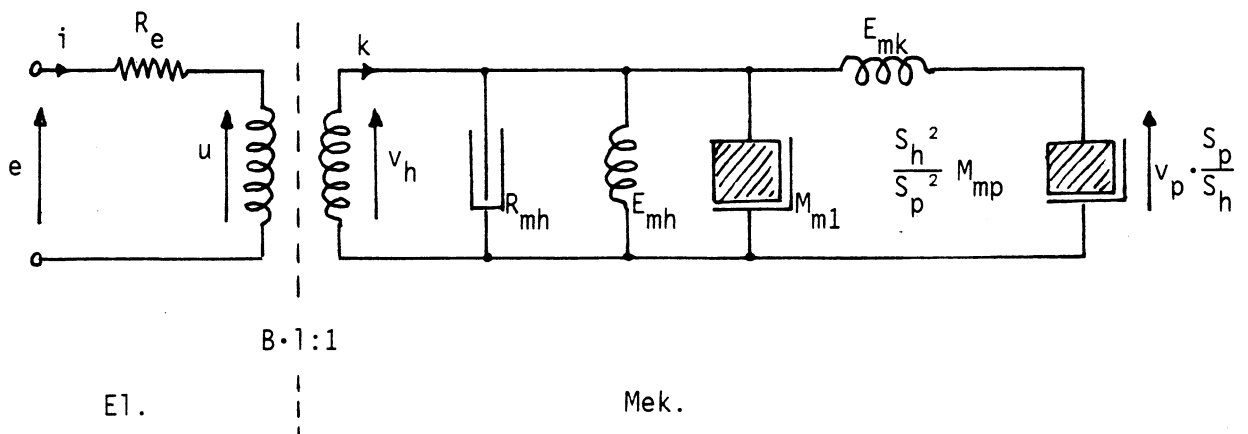
M_{mp} [kg] er massen af den bevægede luftprop i porten. Hvis man tager hensyn til den medsvingende luftmasse udenfor rørenden (strålingsmassen), bliver den "akustiske" længde af røret lidt længere end l_p :

$$l_{ak} \cong l_p + 1,46 \cdot \alpha_p \quad [\text{m}] \quad (48)$$

og M_{mp} bliver da:

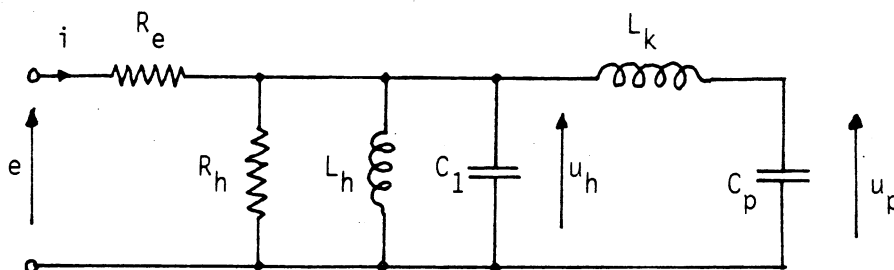
$$M_{mp} = \rho \cdot S_p (l_p + 1,46 \cdot \alpha_p) \quad [\text{kg}] \quad (49)$$

Man kan undlade arealtransformatoren ved at transformere v_p [m/s] og M_{mp} [kg] over på primærsiden:



Figur 33.

Til slut dannes af fig. 33 det rent elektriske ækvivalentdiagram. Da beregningerne kun skal gælde omkring ω_0 er der set bort fra strålingsmodstande for både membran og port samt fra L_e . Da det er bagsiden af membranen, som har hastigheden: $-v_h$, der driver porten, burde arealtransformatoren egentlig have vendt fasen 180° . Det skal huskes, når $P_r(s) = P_h(s) + P_p(s)$ beregnes !!



Figur 34.

For fig. 34 gælder:

$$u_h = B \cdot l \cdot v_h; \quad u_p = B \cdot l \cdot v_p \cdot \frac{S_p}{S_h}; \quad L_k = B^2 \cdot l^2 \cdot E_{mk}; \quad C_p = \frac{M_{mp}}{B^2 \cdot l^2} \cdot \frac{S_h^2}{S_p^2};$$

M_{mp} beregnes af (49), og E_{mk} af (11) eller (12).

2. Analyse og dimensionering.

Lydtrykket i afstanden r kan beregnes af (19) gældende for et 2π -rum (sit. 4). Kaldes lydtrykket fra membranens forside p_h og fra porten p_p , bliver det samlede lydtryk p_r fra systemet

$$P_r(s) = P_h(s) + P_p(s) = \frac{\rho \cdot S_h}{2\pi r} \cdot s \cdot V_h(s) - \frac{\rho \cdot S_p}{2\pi r} \cdot s \cdot V_p(s) \quad (50)$$

idet vi husker at skifte fortegn for p_p , da porten drives af membranens bagside. (50) kan omskrives til:

$$G_{p,p}(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot s \cdot \left[\frac{U_h(s)}{E(s)} - \frac{U_p(s)}{E(s)} \right] \quad (51)$$

Ved hjælp af fig. 34 kan (51) skrives:

$$G_{p,p}(s) = \frac{P_r(s)}{E(s)} = K_p \cdot \frac{s^4}{s^4 + \frac{\omega_o}{Q_t} s^3 + \left(\omega_p^2 + \omega_o^2 \left(1 + \frac{L_h}{L_k} \right) \right) s^2 + \omega_p^2 \cdot \frac{\omega_o}{Q_t} s + \omega_p^2 \cdot \omega_o^2} \quad (52)$$

hvor

$$K_p = K_{p,2\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \quad \text{for et } 2\pi\text{-rum}$$

$$\omega_o^2 = \frac{1}{L_h \cdot C_1}; \quad Q_t = \omega_o \cdot C_1 \cdot [R_e || R_h]; \quad \omega_p^2 = \frac{1}{L_k \cdot C_p};$$

$$\frac{L_h}{L_k} = \frac{V_{as}}{V}; \quad \omega_o = 2 \cdot \pi \cdot f_0;$$

(52) viser, at systemets følsomhed for $\omega \rightarrow \infty$ bliver K_p , altså den samme som for det lukkede kabinet. Dette ses også af fig. 34, hvor C_p 's reaktans $\rightarrow 0$ for $\omega \rightarrow \infty$, og ækvivalentdiagrammet er da det samme som for det lukkede kabinet - se evt. fig. 23.

Vi ønsker ved hjælp af (52) at kunne bestemme V og portdimensioner udfra data for enheden og en passende amplitudekarakteristik. En analyse af (52) fortæller, at for en enhed med data ω_o , Q_t og V_{as} (L_h) er der, ved variation af V (L_k) og portresonansfrekvensen ω_p , en uendelighed af mulige amplitudekarakteristikker. Kun et fåtal af dem har tilstrækkelig lille ripple til at være anvendelige. Een metode til at opsøge de mest velegnede er at anvende tabellerne for normerede Butterworth-, Bessel- og Chebychev-filtre. Dette kan gøres, fordi (52) kan omskrives til en normeret, standard HP-overføringsfunktion af 4'de orden. Da det viser sig, at overføringsfunktionerne for membranamplitude og porthastighed ikke bliver standardfunktioner, er her valgt at lave specielle kurveskarer til brug ved dimensioneringen. Disse findes i hæftet "Kurver for Porthøjttalere".

Da $U_h(s) = B \cdot I \cdot s \cdot A_h(s)$ og $U_p(s) = B \cdot I \cdot \frac{s_p}{s_h} \cdot V_p(s)$ kan man af fig. 34 beregne overføringsfunktionerne:

$$G_{a,p}(s) = \frac{A_h(s)}{E(s)} = K_{a,p} \cdot \frac{(s^2 + \omega_p^2) \omega_o^2}{s^4 + \frac{\omega_o}{Q_t} s^3 + \left(\omega_p^2 + \omega_o^2 \left(1 + \frac{L_h}{L_k} \right) \right) s^2 + \omega_p^2 \frac{\omega_o}{Q_t} s + \omega_p^2 \omega_o^2} \quad (53)$$

$$G_{v,p}(s) = \frac{V_p(s)}{E(s)} = K_{v,p} \cdot \frac{s \cdot \omega_o \cdot \omega_p^2}{s^4 + \frac{\omega_o}{Q_t} s^3 + \left(\omega_p^2 + \omega_o^2 \left(1 + \frac{L_h}{L_k} \right) \right) s^2 + \omega_p^2 \frac{\omega_o}{Q_t} s + \omega_p^2 \omega_o^2} \quad (54)$$

$$\text{hvor } K_{a,p} = \frac{L_h}{B \cdot I \cdot R_e} = \frac{B \cdot I \cdot E_{mh}}{R_e} \text{ [m/V]} \quad (55)$$

og

$$K_{v,p} = \frac{\alpha_h^2}{\alpha_p^2} \cdot K_{a,p} \cdot \omega_o = \frac{\alpha_h^2}{\alpha_p^2} \cdot \frac{\sqrt{L_n}}{B \cdot I \cdot R_e \cdot \sqrt{C_1}} = \frac{\alpha_h^2}{\alpha_p^2} \cdot \frac{B \cdot I \cdot \sqrt{E_{mh}}}{R_e \cdot \sqrt{M_{m1}}} \text{ [m/s/V]} \quad (56)$$

Af (56) ses, at man skal være forsigtig med ikke at vælge α_p for lille, idet porthastigheden da vokser. Af (55) ses, at for samme enhed er $K_{a,p} > K_a$, da $E_{mh} > E_{m1}$.

Overføringsfunktionerne normeres med hensyn til $\omega_0 \Rightarrow s_n = \frac{s}{\omega_0}$, som giver:

$$= \frac{j\omega}{\omega_0} = j\omega_n$$

$$G_p(s_n) = \frac{G_{p,p}(s_n)}{K_p} = \frac{s_n^4}{s_n^4 + \frac{1}{Q_t} \cdot s_n^3 + \left(1 + \frac{Vas}{V} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right) s_n^2 + \frac{1}{Q_t} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \cdot s_n + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \quad (57)$$

$$G_a(s_n) = \frac{G_{a,p}(s_n)}{K_{a,p}} = \frac{s_n^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}{s_n^4 + \frac{1}{Q_t} \cdot s_n^3 + \left(1 + \frac{Vas}{V} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right) s_n^2 + \frac{1}{Q_t} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \cdot s_n + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \quad (58)$$

$$G_v(s_n) = \frac{G_{v,p}(s_n)}{K_{v,p}} = \frac{s_n \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}{s_n^4 + \frac{1}{Q_t} \cdot s_n^3 + \left(1 + \frac{Vas}{V} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right) s_n^2 + \frac{1}{Q_t} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \cdot s_n + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \quad (59)$$

Da Q_t er bestemt af enheden alene, tegnes kurveskarer for een værdi af Q_t og forskellige værdier af $\frac{Vas}{V}$ og $\frac{\omega_p}{\omega_0}$, som for en bestemt værdi af Q_t giver mindste ripple og mindste 3 dB-frekvens for $|G_p(j\omega_n)|$.

Også indgangsimpedansen er vigtig til beskrivelse af systemet. Af fig. 34 kan findes:

$$Z_{i,p}(s) = \frac{E(s)}{I(s)} = R_e \cdot \frac{s^4 + \frac{\omega_0}{Q_t} s^3 + \left(\omega_p^2 + \omega_0^2 \left(1 + \frac{L_h}{L_k}\right)\right) s^2 + \omega_p^2 \frac{\omega_0}{Q_t} s + \omega_0^2 \cdot \omega_p^2}{s^4 + \frac{\omega_0}{Q_m} s^3 + \left(\omega_p^2 + \omega_0^2 \left(1 + \frac{L_h}{L_k}\right)\right) s^2 + \omega_p^2 \cdot \frac{\omega_0}{Q_m} s + \omega_0^2 \omega_p^2} \quad (60)$$

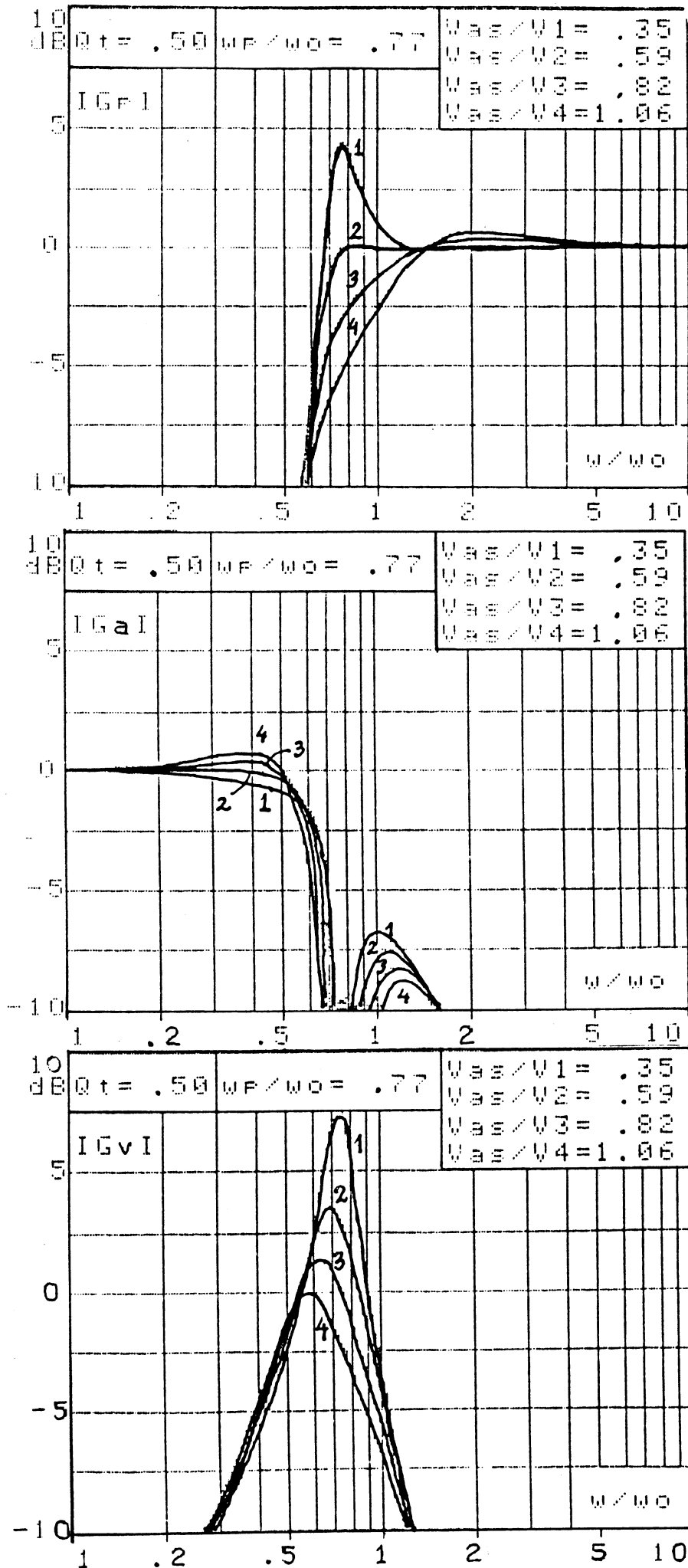
hvor $Q_m = \omega_o \cdot C_1 \cdot R_h$

Normeres med hensyn til $\omega_o \Rightarrow s_n = \frac{s}{\omega_o}$ fås:

$$Z_i(s_n) = \frac{Z_{i,p}(s_n)}{R_e} = \frac{s_n^4 + \frac{1}{Q_t} s_n^3 + \left(1 + \frac{Vas}{V} + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2}\right) s_n^2 + \frac{1}{Q_t} \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2} s_n + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2}}{s_n^4 + \frac{1}{Q_m} s_n^3 + \left(1 + \frac{Vas}{V} + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2}\right) s_n^2 + \frac{1}{Q_m} \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2} s_n + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2}} \quad (61)$$

Som det ses, forekommer en ny parameter: Q_m , hvilket udvider antallet af nødvendige kurveskarer voldsomt. Det opgives derfor at tegne kurver for $Z_i(s_n)$, og beregninger af $Z_i(s)$ må foretages ved hjælp af (60) eller (61).

Et eksempel på et sæt kurveskarer er vist fig. 35.



Figur 35.

Når man ved hjælp af kurveskarerne har bestemt sig til, hvilken amplitude-karakteristik man vil realisere, kan man på disse aflæse værdierne for $\frac{V_{as}}{V}$ og $\frac{\omega_p}{\omega_o}$. Da både V_{as} og ω_o er kendte data for enheden, kan V beregnes til:

$$V = \frac{V_{as}}{\left(\frac{as}{V}\right)} \quad [m^3] \quad (62)$$

og da

$$\omega_p^2 = \frac{1}{L_K \cdot C_p} ; \quad L_K = B^2 \cdot l^2 \cdot 7,14 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{V}{\alpha_h^4}$$

$$C_p = \frac{M_{mp}}{B^2 l^2} \cdot \frac{S_h^2}{S_p^2} \quad \text{og} \quad M_{mp} = \rho \cdot S_p (l_p + 1,46 \cdot \alpha_p)$$

$$\frac{S_h^2}{S_p^2} \cdot \frac{1}{M_{mp}} = \frac{S_h^2}{S_p^2} (l_p + 1,46 \cdot \alpha_p)$$

kan sammenhængen mellem l_p og α_p findes til:

$$l_p = 9,41 \cdot 10^3 \cdot \frac{\alpha_p^2 \cdot \left(\frac{V_{as}}{V}\right)}{\left(\frac{\omega_p}{\omega_o}\right)^2 \cdot f_o^2 \cdot V_{as}} - 1,46 \cdot \alpha_p \quad [m] \quad (63)$$

Ved hjælp af grafen for den normerede membranamplitude og kendskabet til enhedens maksimalt tilladelige membranamplitude, kan den maksimalt tilladelige peak-værdi for klemspændingen: e_{peak} beregnes af (55). Grafen for den normerede porthastighed kan nu bruges til med (56) at bestemme portradius udfra kendskabet til membranradius og fastlæggelse af den maksimalt tilladelige porthastighed. Ovenstående belyses med et gennemregnet eksempel.

3. Eksempel.

Data for enhed:

$$R_e = 5,4 \, \Omega; \quad L_e = 0; \quad B \cdot l = 7 \, \text{Tm}; \quad \alpha_h = 6,4 \cdot 10^{-2} \, \text{m};$$

$$a_{\text{max, till.}} = 10^{-2} \, \text{m}; \quad R_h = 32 \, \Omega; \quad L_h = 4,3 \cdot 10^{-2} \, \text{H};$$

$$C_h = 4,9 \cdot 10^{-4} \, \text{F};$$

Der ses bort fra strålingsmodstanden.

$$\text{I et } 2\pi\text{-rum (sit. 4) er: } C_1 = C_h + \frac{3,2 \cdot \alpha_h^3}{B^2 l^2}$$

$$C_1 = 4,9 \cdot 10^{-4} + \frac{3,2 \cdot (6,4 \cdot 10^{-2})^3}{7^2} = 5,07 \cdot 10^{-4} \, \text{F};$$

$$\omega_o = \frac{1}{(L_h \cdot C_1)^{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{(4,3 \cdot 10^{-2} \cdot 5,07 \cdot 10^{-4})} = 214 \, \text{s}^{-1} \sim f_o = 34 \, \text{Hz}$$

$$Q_t = [R_e || R_h] \cdot \omega_o \cdot C_1 = [5,4 || 32] \cdot 214 \cdot 5,07 \cdot 10^{-4} = 0,5$$

$$V_{as} = 1,4 \cdot 10^6 \cdot \alpha_h^4 \cdot E_{mh} = 1,4 \cdot 10^6 \cdot \alpha_h^4 \cdot \frac{L_h}{B^2 l^2} = 1,4 \cdot 10^6 \cdot (6,4 \cdot 10^{-2})^4 \cdot \frac{4,3 \cdot 10^{-2}}{7^2}$$

$$V_{as} = 20,6 \cdot 10^{-3} \, \text{m}^3$$

Ud af kurveskarerne fig. 35 vælges for $|G_p|$:

$$\frac{V_{as}}{V} = 0,59; \quad \frac{\omega_p}{\omega_o} = 0,77$$

(62) giver:

$$V = \frac{V_{as}}{\left(\frac{V_{as}}{V}\right)} = \frac{20,6 \cdot 10^{-3}}{0,59} = 3,5 \cdot 10^{-2} \, \text{m}^3 \sim 35 \, \text{liter}$$

$|G_a|$ viser $a = a_{\max}$ for $\omega \rightarrow 0 \Rightarrow$

$$e_{\text{peak}} = a_{\max, \text{till.}} \cdot \frac{1}{K_{a,p}} = a_{\max, \text{till.}} \cdot \frac{B \cdot l \cdot R_e}{L_h} \quad (55)$$

$$e_{\text{peak}} = 10^{-2} \cdot \frac{7,5,4}{4,3 \cdot 10^{-2}} = 8,8 \text{ V}$$

$$|G_V| \text{ viser } +3,5 \text{ dB over } K_{V,p} = \frac{\sqrt{L_h}}{B \cdot l \cdot R_e \cdot \sqrt{C_1}} \cdot \frac{\alpha_h^2}{\alpha_p^2}$$

$$v_{p,\max} = e_{\text{peak}} \cdot 1,5 \cdot \frac{\sqrt{4,3 \cdot 10^{-2}}}{7,5,4 \cdot \sqrt{5,07 \cdot 10^{-4}}} \cdot \frac{\alpha_h^2}{\alpha_p^2} = 10 \text{ m/s} \Rightarrow$$

$$\frac{\alpha_p^2}{\alpha_h^2} = \frac{8,8 \cdot 1,5 \cdot \sqrt{4,3 \cdot 10^{-2}}}{10 \cdot 7,5,4 \cdot \sqrt{5,07 \cdot 10^{-4}}} \Rightarrow \alpha_p \geq 0,57 \cdot \alpha_h$$

$$\alpha_p \geq 0,57 \cdot 6,4 \cdot 10^{-2} = 3,62 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Der vælges $\alpha_p = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}$

$$l_p = 9,41 \cdot 10^3 \cdot \frac{(4 \cdot 10^{-2}) \cdot 0,59}{(0,77)^2 \cdot 34^2 \cdot 20,6 \cdot 10^{-3}} - 1,46 \cdot 4 \cdot 10^{-2} \quad (62)$$

$$l_p = 0,57 \text{ m}$$

Den nedre 3 dB-frekvens bliver

$$f_{n,3 \text{ dB}} \approx f_o \cdot 0,65 = 34 \cdot 0,65 = 22 \text{ Hz}$$

$$\text{Følsomheden } K_{p,2\pi} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e}; \quad r = 1 \text{ m};$$

$$K_{p,2\pi} = \frac{1,2 \cdot (6,4 \cdot 10^{-2})^2}{2 \cdot 7 \cdot 1,5 \cdot 4,5 \cdot 0,7 \cdot 10^{-4}} = 0,128 \frac{\text{Pa}}{\text{V}} \sim F_{e,2\pi} = 76 \text{ dB/V}$$

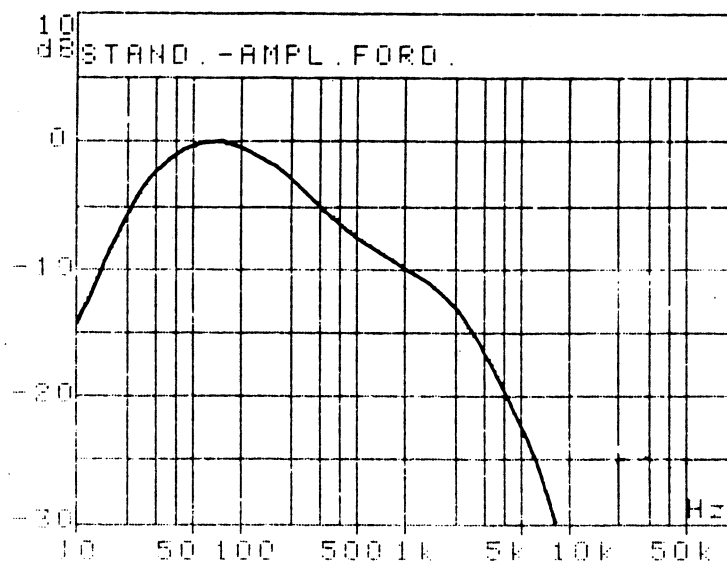
$$e_{\text{eff,max}} = \frac{8,8}{\sqrt{2}} = 6,2 \text{ V} \Rightarrow$$

$$p_{\text{eff,max}} = 76 + 20 \cdot \log 6,2 = 92 \text{ dB}$$

KOMMENTARER TIL EKSEMPEL:

$l_p = 0,57 \text{ m}$ er vanskelig at realisere i et kabinet på kun 35 liter. I litteraturen ses anvendt 20 m/s som øvre grænse for v_p . Anvendes denne værdi, fås $\alpha_p^- = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, som giver $l_p = 0,21 \text{ m}$. Det er karakteristisk, at rør-længden bliver mindre, når radius bliver mindre. Dette kan forekomme urimeligt, men skyldes, at massen ændres proportionalt med portarealet (49), hvorimod den omregnede mekaniske impedans af portmassen ændres med kvadratet på portarealet (47).

Beregningerne i eksemplet hviler også på, at der tilføres en spænding af konstant amplitude ved alle frekvenser. Ved normalt brug af systemet - d.v.s. til gengivelse af tale og musik - er dette langt fra tilfældet. Statistiske beregninger på mange forskellige musik- talesignaler viser en amplitudefordeling som vist på figur 36 - det såkaldte DIN-spekter.



Figur 36.

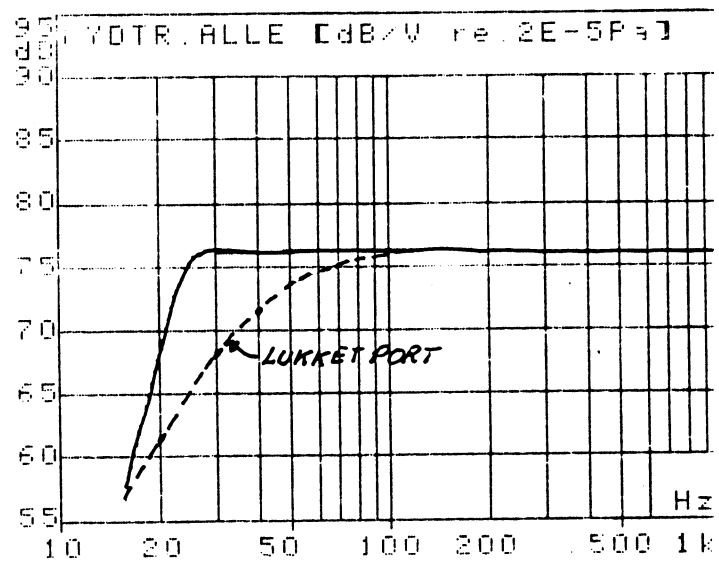
Vægter man den tilførte spænding med amplitudespektret vist fig. 36, får man følgende resultater:

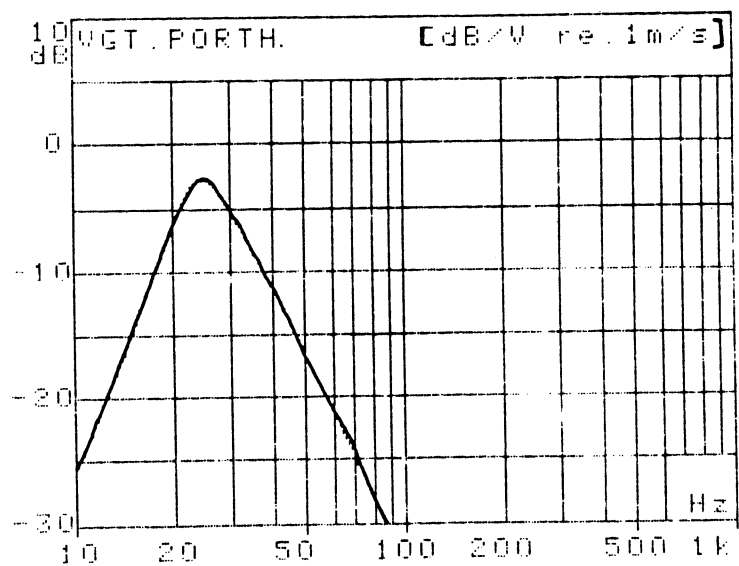
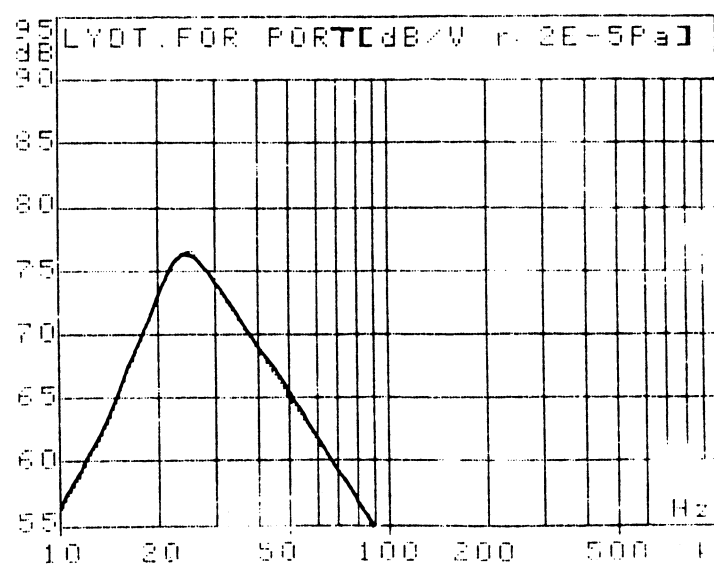
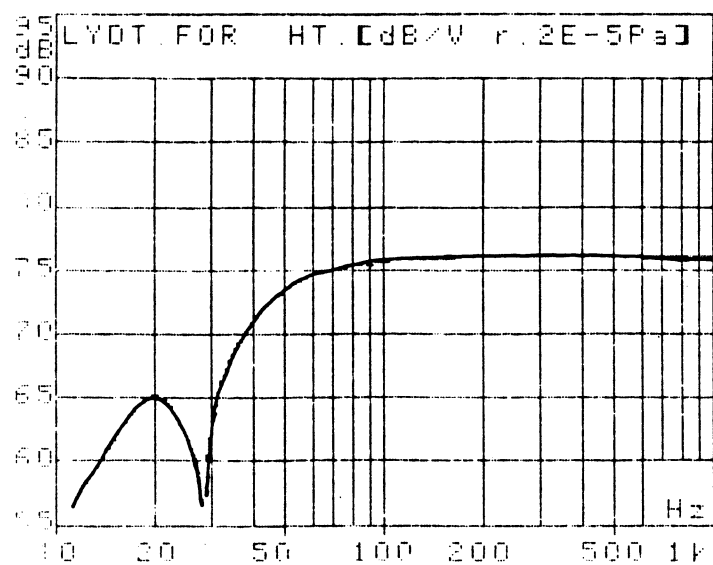
ENHED EKSEMPEL AKU-1

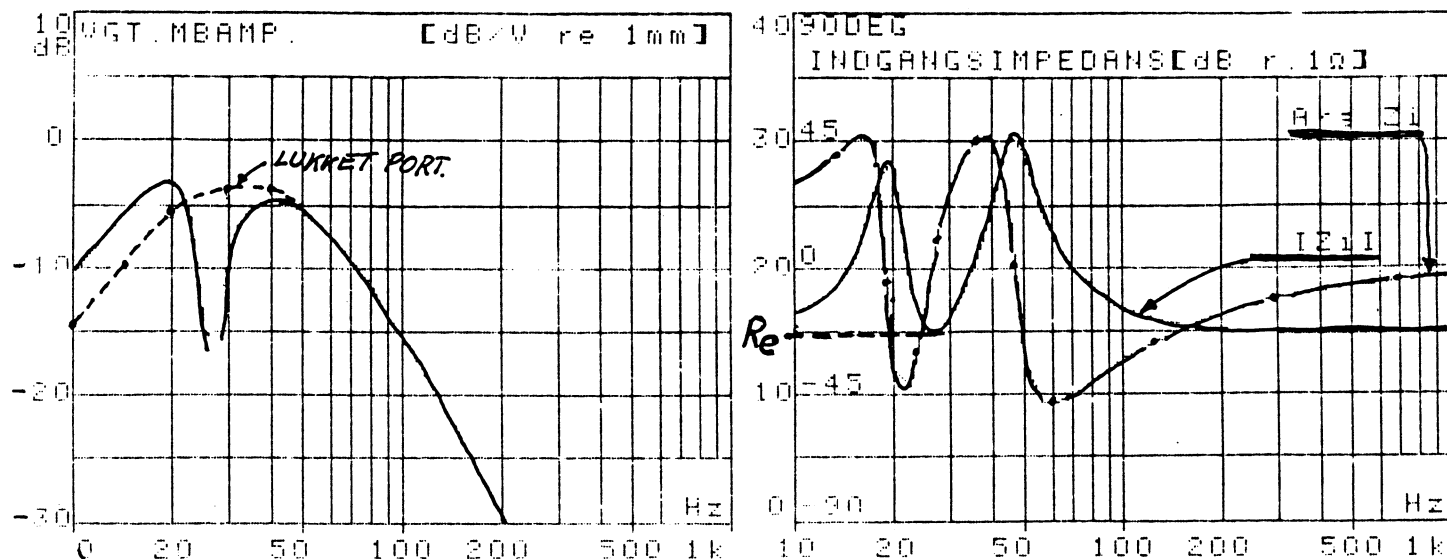
$P_{a1}[\Omega]=$	$5.40E+000$
$L_{e1}[H]=$	$1.00E-012$
$R_{h1}[\Omega]=$	$3.20E+001$
$L_{h1}[H]=$	$4.30E-002$
$C_{h1}[F]=$	$4.90E-004$
$c_{h1}[m]=$	$6.40E-002$
$S1*11[Tm]=$	$7.00E+000$
$R_{e1}[dB/V]=$	$7.61E+001$
$W_{a1}[Liter]=$	$2.06E+001$
$Q_{t1}=$	$5.02E-001$
$f_{o1}[Hz]=$	$3.41E+001$

KABINETDATA

$W1[Liter]=$	$3.50E+001$
$\alpha_{P1}[m]=$	$2.50E-002$
$I_{P1}[m]=$	$2.08E-001$
$f_{P1}[Hz]=$	$2.62E+001$



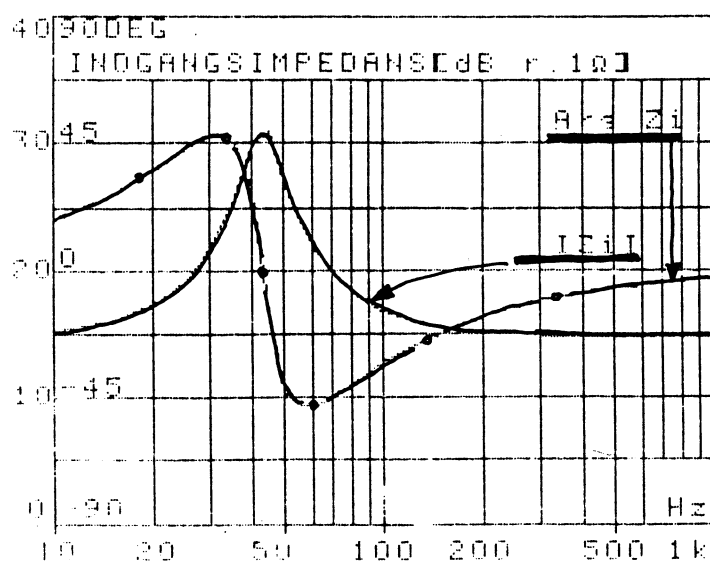




Grafen for membranamplituden viser et maximum på -3 dB.re 1 mm. Da $a_{\text{max,till}}$ er 10 mm, kan udstyringen øges med 23 dB svarende til et maksimalt lydtryk:

$p_{\text{eff,max}} = 99$ dB og en maximalt porthastighed på $v_{\text{pmax}} = 23 - 3$ [dB] re. 1 m/s, svarende til 10 m/s. Bemærk, $\alpha_p = 2,5 \cdot 10^{-2}$ m.

Indgangsimpedansen viser det karakteristiske forløb med et minimum for $|Z_i|$ for $\omega = \omega_p$ lig med R_e - se fig. 34. Hvis porten lukkes, får man indgangsimpedansen vist herunder:



Opgave 8.

En enhed har følgende data:

Resonansfrekvens frit anbragt (sit. 1) :	$f_0 = 33 \text{ Hz}$
Masse incl. strålingsmasse (sit. 1):	$2,26 \cdot 10^{-2} \text{ kg}$
Kraftfaktor: $B \cdot l$:	$8,1 \text{ Tm}$
Svingspolemodstand: R_e :	$5,7 \text{ } \Omega$
Mekanisk godhed: Q_m :	$0,9$
Membranareal: S_h :	$2,35 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
Max. membranamplitude: $a_{\text{max, till.}}$:	$4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$

Dimensioner et kabinet med port for denne enhed.

4. Systemer med mere end een port.

Hvis systemet i fig. 29 er forsynet med flere forskellige porte, vil luftmasserne i disse bevæge sig med forskellige hastigheder bestemt af portens dimensioner. For n porte bliver den totale bevægede masse heri:

$$\sum M_p = M_{p1} + M_{p2} + \dots M_{pn} = \rho \cdot S_{p1}(l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1}) + \rho \cdot S_{p2}(l_{p2} + 1,46 \cdot \alpha_{p2}) + \dots + \rho \cdot S_{pn}(l_{pn} + 1,46 \cdot \alpha_{pn})$$

n portes samlede areal bliver:

$$\sum S_p = S_{p1} + S_{p2} + \dots S_{pn}$$

Den samlede volumenstrøm fra de n porte skal svare til volumenstrømmen fra højttalerenheden:

-

$$v_h \cdot S_h = v_{p1} \cdot S_{p1} + v_{p2} \cdot S_{p2} + \dots v_{pn} \cdot S_{pn}$$

I fig. 34 bliver C_p nu:

$$\begin{aligned} C_p = \sum C_p &= \frac{\sum M_p}{B^2 l^2} \cdot \frac{S_h^2}{\left(\sum S_p\right)^2} \\ &= \frac{S_h^2}{B^2 l^2 \left(\sum S_p\right)^2} \cdot \rho \cdot \left[S_{p1}(l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1}) + S_{p2}(l_{p2} + 1,46 \cdot \alpha_{p2}) \right. \\ &\quad \left. + \dots S_{pn}(l_{pn} + 1,46 \cdot \alpha_{pn}) \right] \end{aligned}$$

og

$$u_p = B \cdot l \cdot v_p' \cdot \frac{\sum S_p}{S_h}$$

hvor v_p er den hastighed, luftmassen $\int M_p$ ville have i et rør med arealet $\int S_p$.

Har man for eksempel et portsystem med eet rør af længden l_{p1} og arealet S_{p1} , som ønskes erstattet med to rør med samme areal, bliver disses længde:

$$C_p = \frac{\rho \cdot S_{p1} (l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1})}{B^2 l^2} \cdot \frac{S_h^2}{S_{p1}^2} = \frac{2 \cdot \rho \cdot S_{p1} \cdot (l_{p2} + 1,46 \cdot \alpha_{p1})}{B^2 l^2} \cdot \frac{S_h^2}{(2S_{p1})^2} \Rightarrow$$

$$2(l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1}) = l_{p2} + 1,46 \cdot \alpha_{p1} \Rightarrow$$

$$l_{p2} = 2 \cdot l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1}$$

Den nye porthastighed i hvert rør bliver:

$$v_{p1} \cdot S_{p1} = 2 \cdot v_{p2} \cdot S_{p1} \Rightarrow v_{p2} = \frac{1}{2} v_{p1}$$

for n rør af samme areal bliver:

$$l_{pn} = n \cdot l_{p1} + 1,46 \cdot \alpha_{p1} (n - 1)$$

$$v_{pn} = \frac{1}{n} \cdot v_{p1}$$

5. Måling af lydtryk fra portsystem.

Af (51) ses, at fjernfeltlydtrykket p_r er proportionalt med spændingen $u_h - u_p = u_k$, som er spændingen over spolen L_k i fig. 34. Da $u_k = B \cdot l \cdot \frac{S_k}{S_h} \cdot v_k$ hvor S_k er kabinetts tværsnitsareal, og v_k er hastigheden af luften inde i kabinettet, bliver v_k et mål for fjernfeltslydtrykket p_r . Den mekaniske impedans af luftfjederen i kabinettet er

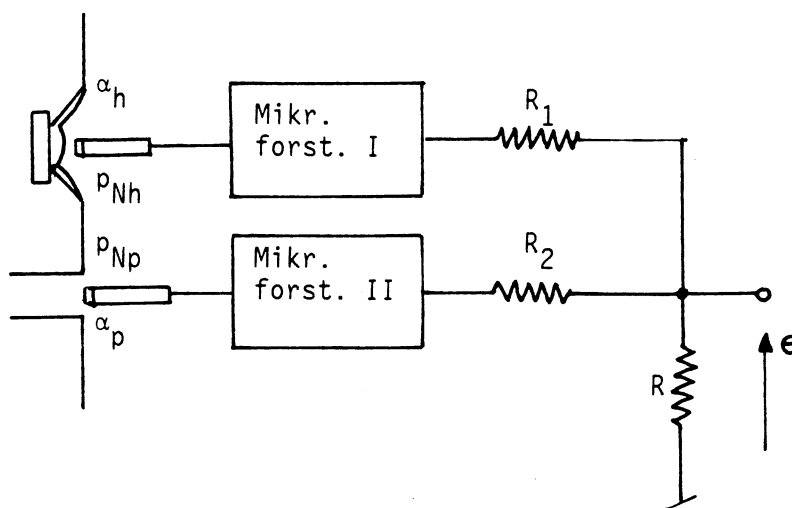
$$Z_{mk} = \frac{1}{sE_{mk}} = \frac{p_k \cdot S_k}{v_k} \quad \text{hvor} \quad E_{mk} = \frac{V}{\rho \cdot c^2 \cdot S_k^2}$$

hvoraf ses, at sammenhængen mellem p_k , som er lydtrykket inde i kabinettet, og v_k er givet ved kabinetts dimensioner. Måler man med en mikrofon lydtrykket inde i kabinettet, har man altså et mål for p_r . Sammenhængen mellem p_r og p_k kan vises at blive:

$$p_r = p_k \cdot \frac{s^2 \cdot V}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot c^2}$$

Det målte lydtryk p_k skal altså differentieres to gange for at blive en konstant multipliseret med p_r .

En anden metode er at måle nærfeltslydtrykkene fra henholdsvis højttalerenhed: p_{Nh} og port: p_{Np} ved hjælp af to mikrofoner, som vist på fig. 37.



Figur 37.

(17) giver sammenhængen mellem nærfeltslydtryk og fjernfeltslydtryk

$$p_{Fh} = \frac{\alpha_h}{2r} \cdot p_{Nh}; \quad p_{Fp} = \frac{\alpha_p}{2r} \cdot p_{Np}$$

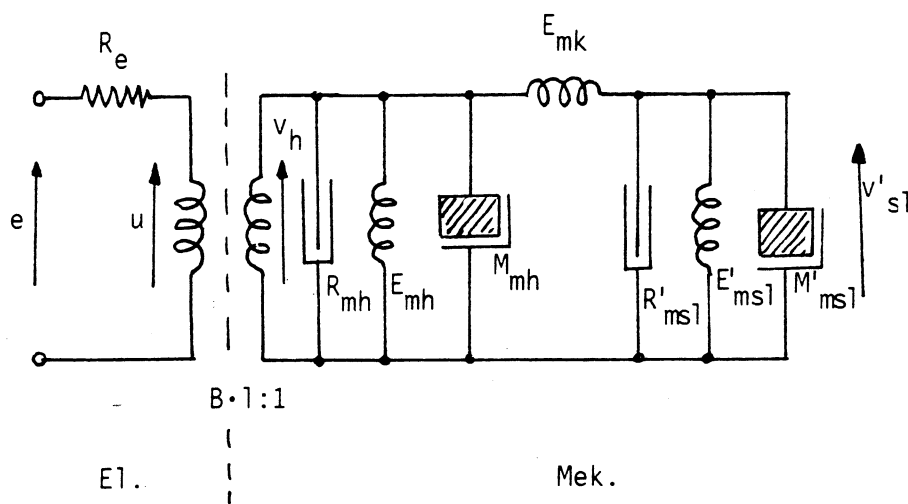
Hvis $R_1 \gg R$ og $R_2 \gg R$ vil de svare til den komplekse sum af p_{Fh} og p_{Np} , altså til p_r . Der vil naturligvis være mulighed for "krydstale" mellem de to målemikrofoner, men netop omkring og over portresonansfrekvensen er $p_{Np} \neq p_{Nh}$, hvorfor p_r i dette frekvensområde kan måles med god nøjagtighed.

IV. KABINET MED PASSIV ENHED.

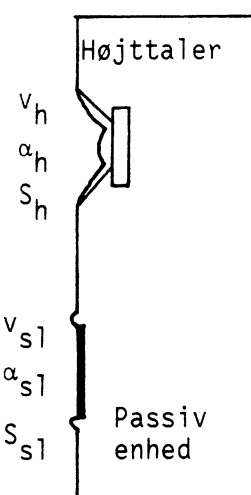
Fordelen ved porthøjttaleren er den billige og simple konstruktion.

Ulempen er, at porthøjttaleren virker som et helt åbent kabinet for $\omega \ll \omega_p$.

Denne ulempe kan undgås ved at lukke porten med en membran, som så bringes til at udstråle lyd i lighed med porten. Systemet er nu et lukket system svarende til det lukkede kabinet. Mange højttalerfabrikanter fremstiller passive højttalerenheder, d.v.s. enheder uden svingspole og magnet beregnet til dette formål. Det elektromekaniske ækvivalentdiagram bliver som vist fig 38 for et system som vist fig. 39.



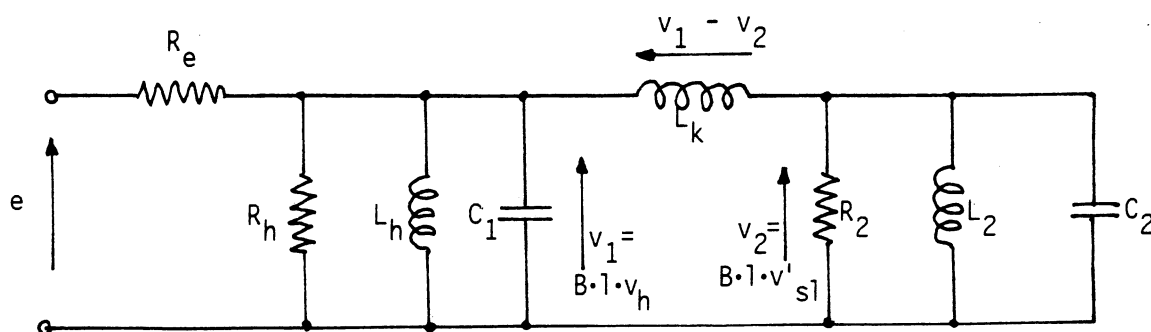
Figur 38.



Figur 39.

M'_{msl} , E'_{msl} , R'_{msl} og v'_{sl} er de ækvivalente mekaniske størrelser for den passive enhed omregnet til højttalerens membranareal.

Det elektriske ækvivalentkredsløb for $L_e = 0$, bliver som vist figur 40.



Figur 40.

Ses der bort fra strålingsmodstanden er:

$$R_h = \frac{B^2 \cdot l^2}{R_{mh}}; \quad L_h = B^2 l^2 E_{mh}; \quad C_1 = \frac{M_{mh} + M_{ms_h}}{B^2 l^2};$$

$$S_h = \pi \cdot \alpha_h^2; \quad R_2 = \frac{B^2 l^2}{R_{msl}} \cdot \frac{\alpha_{sl}^4}{\alpha_h^4}; \quad L_2 = B \cdot l \cdot E_{msl} \cdot \frac{\alpha_{sl}^4}{\alpha_h^4};$$

$$C_2 = \frac{(M_{msl} + M_{ms_s})}{B^2 l^2} \cdot \frac{\alpha_h^4}{\alpha_{sl}^4}; \quad S_{sl} = \pi \alpha_{sl}^2;$$

$$L_K = 7,14 \cdot 10^{-7} \cdot B^2 l^2 \cdot \frac{V}{\alpha_h^4}$$

Når højttalersystemet er anbragt på en stor væg, får man:

$$P(s) = P_{sl}(s) + P_h(s) = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r} \cdot s \cdot (V_1(s) - V_2(s)) \quad (64)$$

Som for kabinet med port er hastigheden inde i kabinettet proportional med lydtrykket i afstanden r .

$$G_p(s) = \frac{P(s)}{E(s)} = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \cdot \frac{s^2(s^2 + 2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} \cdot s + \omega_{s1}^2)}{s^4 + (2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} + 2\zeta_h \cdot \omega_h + \frac{1}{R_e C_1})s^3 +$$

$$(\frac{1}{L_k C_1} + \frac{1}{L_k C_2} + \frac{2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1}}{R_e C_1} + \omega_{s1}^2 + \omega_h^2 + 4\zeta_h \cdot \zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} \cdot \omega_h)s^2 +$$

$$(2\zeta_h \cdot \omega_h \omega_{s1}^2 + 2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} \cdot \omega_h^2 + \frac{\omega_{s1}^2}{R_1 C_1} + \frac{2\zeta_{s1} \omega_{s1}}{L_k C_1} + \frac{2\zeta_h \cdot \omega_h}{L_k C_2} + \frac{1}{R_e L_k C_1 C_2})s +$$

$$\frac{\omega_h^2}{L_k C_2} + \frac{\omega_{s1}^2}{L_k C_2} + \omega_h^2 \cdot \omega_{s1}^2 =$$

$$\frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} \cdot \frac{s^2(s^2 + 2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} \cdot s + \omega_{s1}^2)}{N(s)} \quad (65)$$

$$\zeta_{s1} = \frac{1}{2 R_2} \cdot \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}$$

$$\omega_{s1}^2 = \frac{1}{L_2 \cdot C_2};$$

$$\zeta_h = \frac{1}{2 R_h} \cdot \sqrt{\frac{L_h}{C_1}}$$

og

$$\omega_h^2 = \frac{1}{L_h C_1}$$

Det ses, at lydtrykket vokser med 40 dB/dek. under den nederste knækfrekvens ligesom for det lukkede kabinet. Lader man i (65) $s = j\omega \rightarrow \infty$, får man

$$|G_p(\infty)| = \frac{\rho \cdot \alpha_h^2}{2 \cdot B \cdot l \cdot r \cdot C_1 \cdot R_e} = K_{p,2\pi}$$

Over den øverste knækfrekvens er følsomheden altså som for det lukkede kabinet.

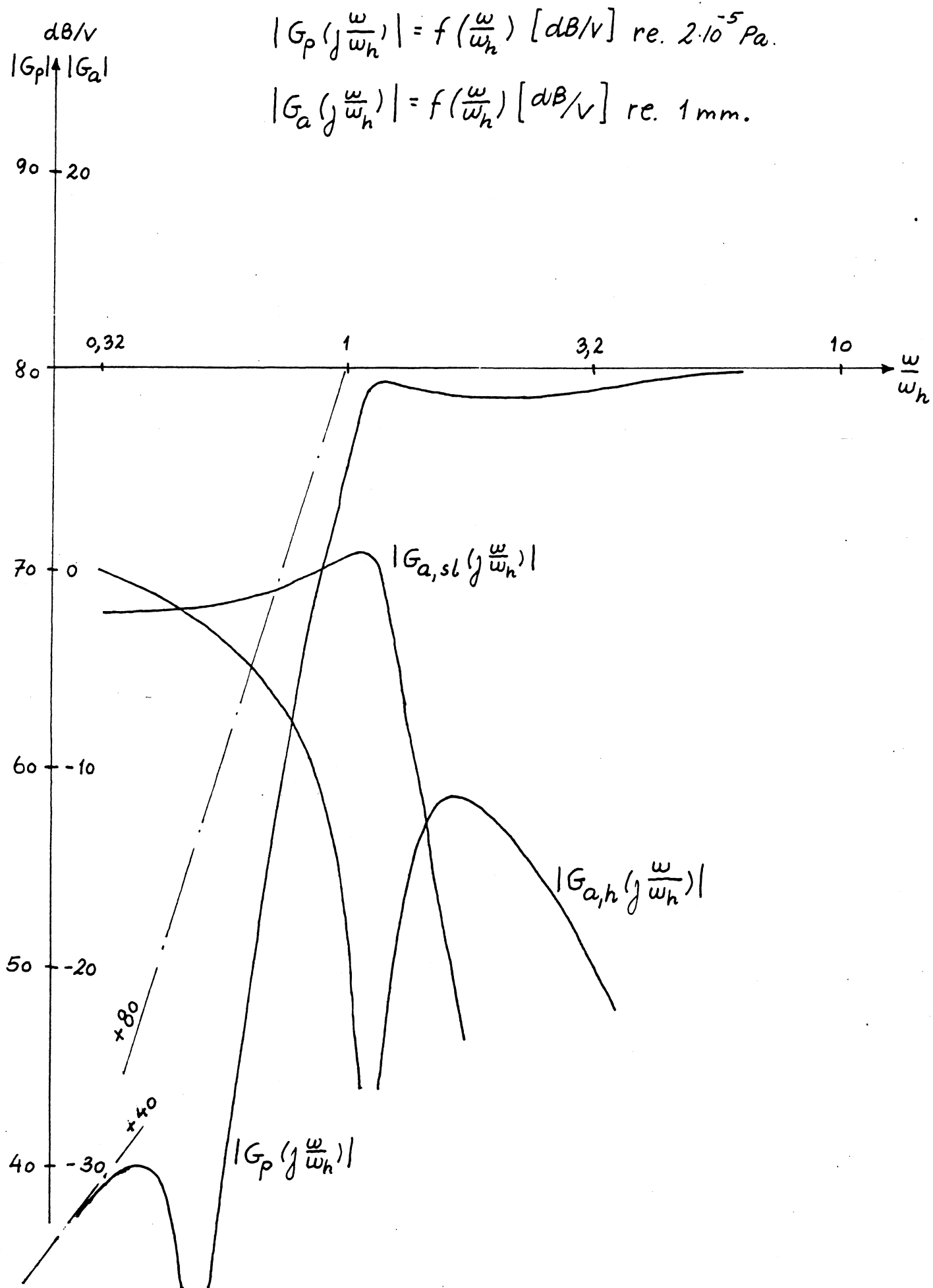
Som for porthøjttalere kan der tegnes amplitudekarakteristikker for forskellige værdier af koefficienterne til s^3 , s^2 , s^1 og s^0 , men her er ingen af disse bestemt af højttalerenheden alene. Desuden er der i denne overføringsfunktion to nulpunkter forskellig fra origo. Dette giver et langt større antal kurver end for porthøjttalere. Disse er ikke produceret, hvorfor der ved dimensionering må henvises til (65). Også for denne kabinettype kan det være membranamplituderne, der sætter grænsen for den maximalt tilførte effekt. Af (64) og fig. 40 findes:

$$G_{ah} = \frac{A_h(s)}{E(s)} = \frac{1}{B \cdot l \cdot C_1 \cdot R_e} \cdot \frac{s^2 + 2\zeta_{s1} \cdot \omega_{s1} s + \omega_{s1}^2 + \frac{1}{L_k C_2}}{N(s)}$$

hvor a_h er membranamplituden for højttaleren. Membranamplituden for den passive enhed kan findes af fig. 40 og (64):

$$G_{as1}(s) = \frac{A_{s1}(s)}{E(s)} = \frac{\alpha_h^4}{B \cdot l \cdot C_1 \cdot R_e \cdot L_k \cdot C_2 \cdot \alpha_{s1}^4} \cdot \frac{1}{N(s)}$$

Figur 41 viser et eksempel på et højttalerkabinet med passiv enhed.

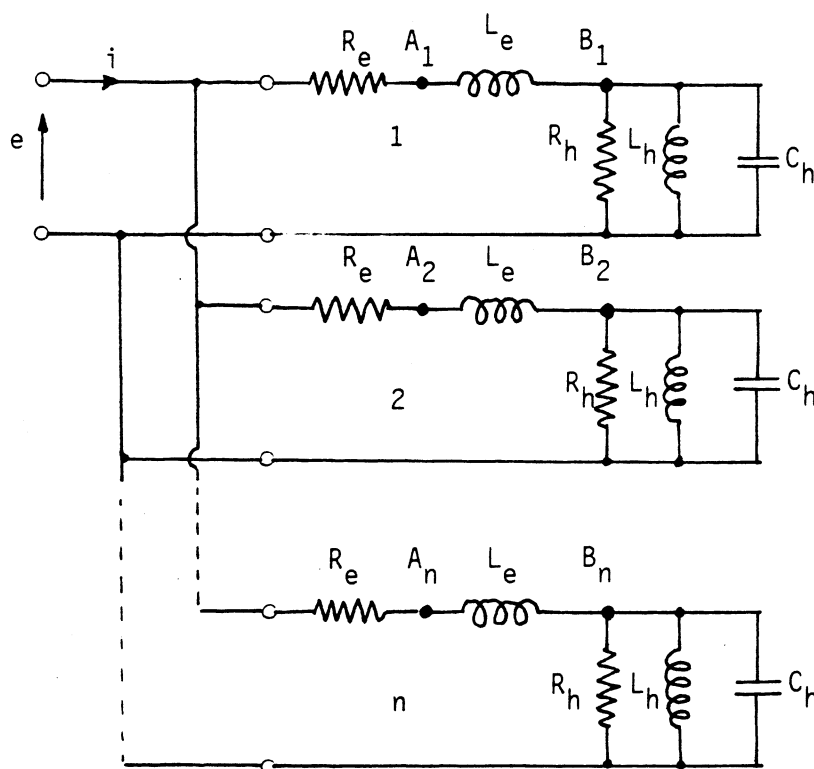


Figur 41.

V. FLERE ENHEDER TILKOBLET SAMME KABINET.

For at kunne øge den udstrålede akustiske effekt fra et højttalersystem benytter man ofte at montere en eller flere enheder i samme kabinet. På den elektriske side kan disse være enten serie- eller parallelforbundne. Hvis enhederne er ens er det nemmeste at erstatte disse med een ækvivalent enhed med dertil svarende ækvivalente parametre.

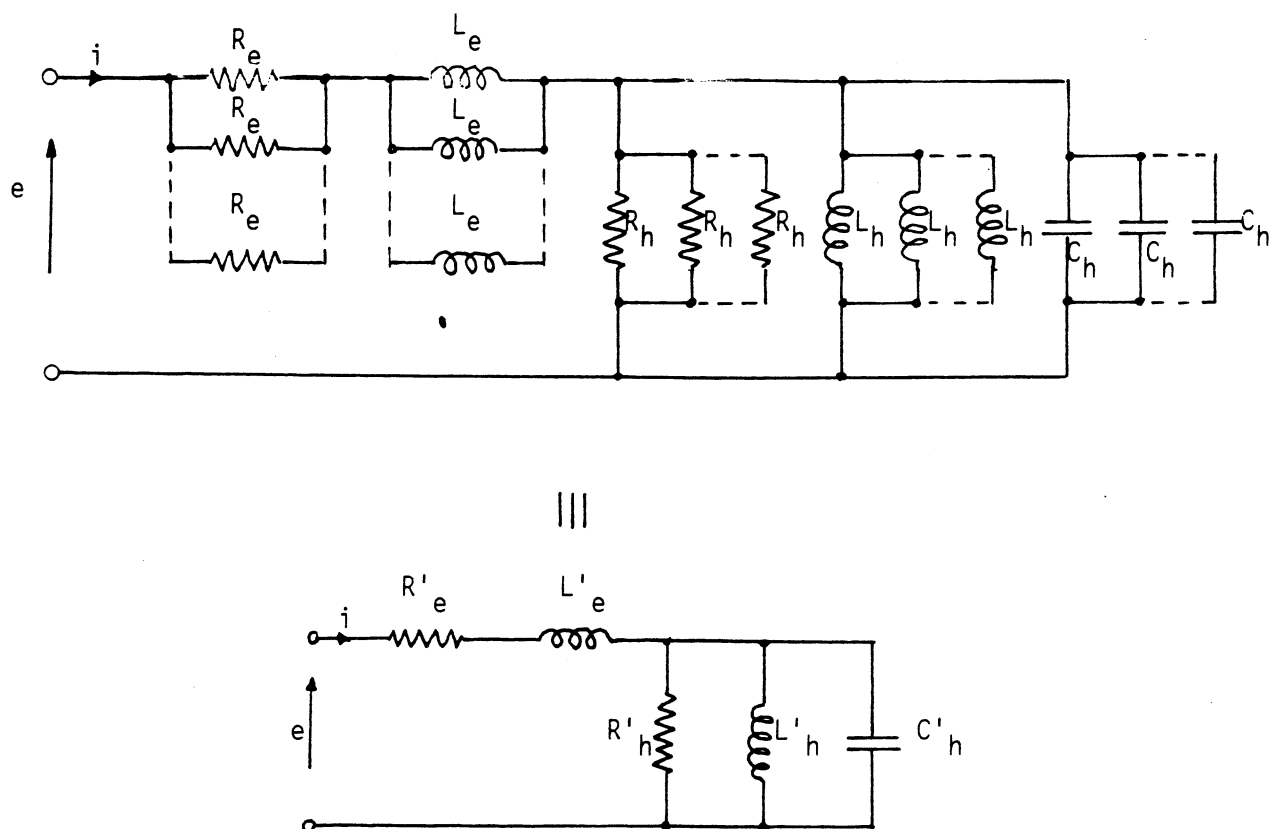
n parallelforbundne ens enheder:



Figur 42.

Knudepunkterne A_1, A_2, \dots, A_n har alle samme potentiale og kan derfor forbindes elektrisk.

Det samme gælder for knudepunkterne B_1, B_2, \dots, B_n . Fig. 42 kan derfor ændres som vist fig. 43.



Figur 43.

Som det fremgår af fig. 43 bliver:

$$R'_e = \frac{1}{n} \cdot R_e; \quad L'_e = \frac{1}{n} \cdot L_e; \quad R'_h = \frac{1}{n} \cdot R_h; \quad L'_h = \frac{1}{n} \cdot L_h;$$

$$C'_h = n \cdot C_h;$$

Den samlede bevægede masse: M'_{mh} for den ækvivalente enhed er n gange større end den enkelte enheds masse: M_{mh} . Dette giver

$$C'_h = \frac{M'_{mh}}{(B' \cdot l')^2} = \frac{n \cdot M_{mh}}{(B' \cdot l')^2} = n \cdot C_h = n \cdot \frac{M_{mh}}{(B \cdot l)^2} \Rightarrow$$

$$B' \cdot l' = B \cdot l$$

Den ækvivalente enheds membranareal: S'_h er n gange større end den enkelte enheds membranareal: S_h . Dette giver:

$$S'_h = n \cdot S_h \Rightarrow \alpha'_h = \sqrt{n} \cdot \alpha_h$$

Da enhederne har fælles klemspænding, bliver spændingsfølsomheden for den ækvivalente enhed: F'_e n gange større end for den enkelte enhed:

$$F'_e = F_e + 20 \log n$$

hvorimod effektfølsomheden F'_w bliver uændret

$$F'_w = F_w$$

Opgave 9.

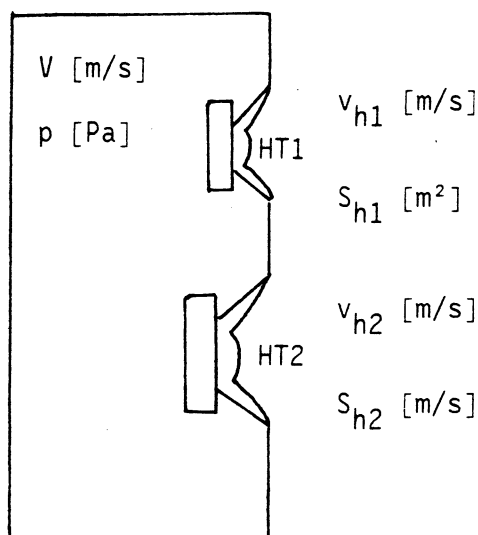
Beregn den ækvivalente enheds data:

$$-R'_e; \quad L'_e; \quad R'_h; \quad L'_h; \quad C'_h; \quad B'_{11}; \quad \alpha'_h; \quad F'_e \quad \text{og} \quad F'_w$$

for n serieforbundne ens enheder.

Hvis de enheder, der er koblet til det samme kabinet, ikke er ens, er det ikke muligt på simpel vis at beregne data for en ækvivalent enhed. I disse tilfælde er det nemmere at foretage beregningerne udfra det kombinerede elektriske / mekaniske / akustiske ækvivalentdiagram.

Som eksempel tages et lukket kabinet, hvori er monteret to forskellige enheder:



Da bagsiderne af membranerne med hver sit areal S_{h1} og S_{h2} påvirker hinanden gennem den fælles indespærrede luftmængde med volumen V , er det vanskeligt at tegne det elektromekaniske ækvivalentdiagram i lighed med fig. 13, som gælder for een enhed monteret i et lukket kabinet. Da man af fig. 44 umiddelbart kan se, at den samlede volumenstrøm ind i kabinettet er:

Figur 44.

$$q = q_1 + q_2 = v_{h1} \cdot S_{h1} + v_{h2} \cdot S_{h2} \quad [\text{m}^3/\text{s}]$$

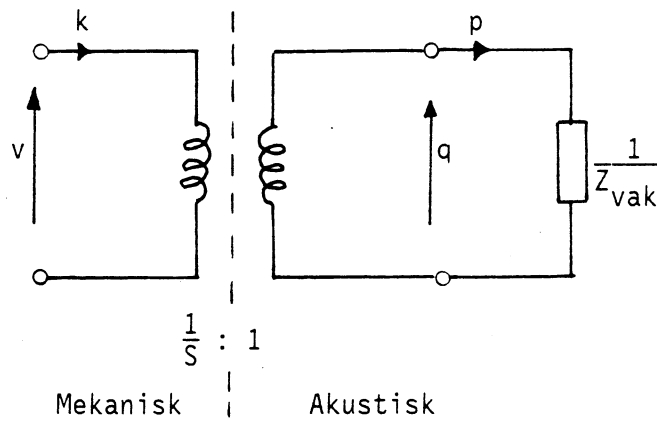
er det mest hensigtsmæssigt at udvide fig. 13 med en akustisk del. Ligesom man har defineret den elektriske impedans $Z_e = \frac{U}{i} \quad [\Omega]$ og den mekaniske impedans $Z_m = \frac{k}{v} \quad [\text{Ns/m}]$, har man også defineret en akustisk impedans - og så kaldet den volumenakustiske impedans:

$$Z_{\text{vak}} = \frac{p}{q} \quad [\text{Ns/m}^5] \quad (66)$$

som anvendes ved modellering af akustiske ækvivalentdiagrammer. Sammenhængen mellem mekanisk og akustisk impedans er:

$$Z_{\text{vak}} = \frac{p}{q} = \frac{p}{v \cdot S} = \frac{k}{v \cdot S^2} = \frac{Z_m}{S^2} \quad (67)$$

Ved hjælp af en "arealtransformator" kan man altså skabe forbindelse mellem den mekaniske og den akustiske del af ækvivalentdiagrammet, som vist fig. 45.



Figur 45.

Den mekaniske impedans af den indespærrede luft med volumen V er

$$Z_m(s) = \frac{1}{s \cdot L_{mk}} = \frac{1}{s \cdot \frac{V}{\rho \cdot c^2 \cdot S^2}}$$

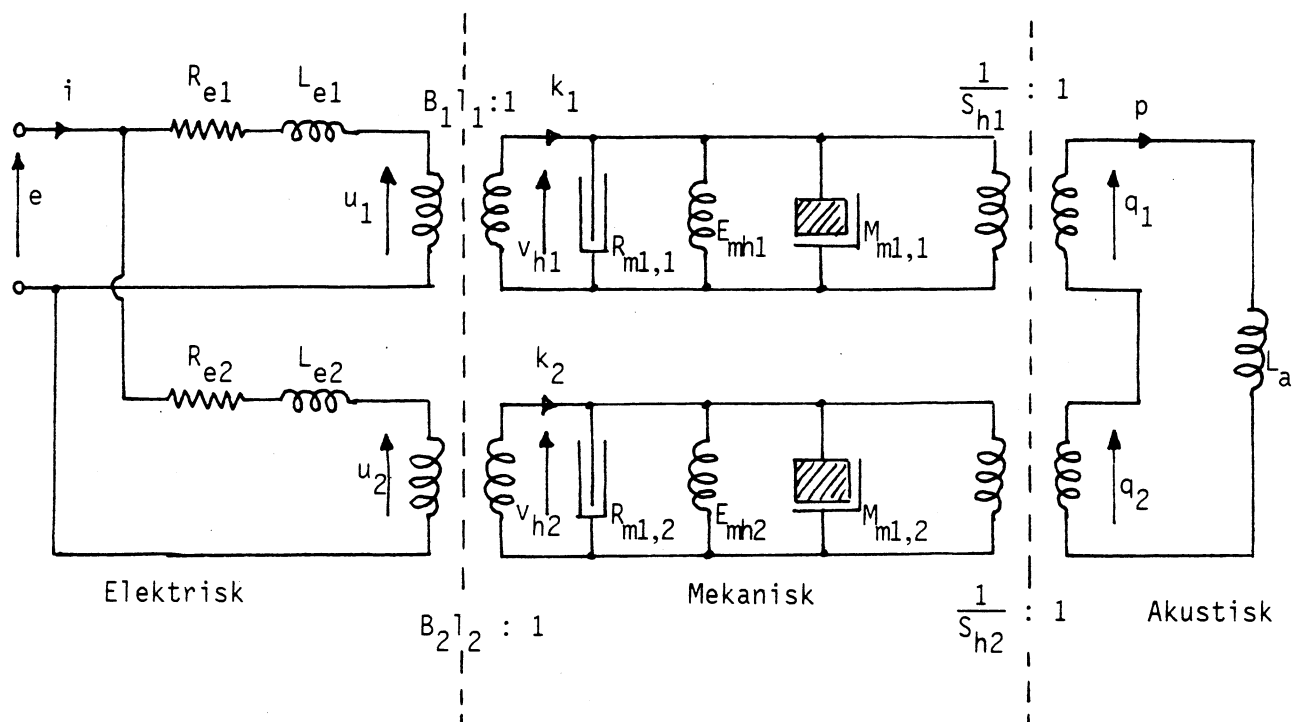
som med (67) giver

$$Z_{vak}(s) = \frac{1}{s \cdot \frac{V}{\rho \cdot c^2}} \Rightarrow \frac{1}{Z_{vak}(s)} = s \cdot \frac{V}{\rho \cdot c^2} = s \cdot L_a \quad (68)$$

I den akustiske del af ækvivalentdiagrammet for fig. 44 skal det lukkede kabinet altså ækvivaleres med en selvinduktion: L_a

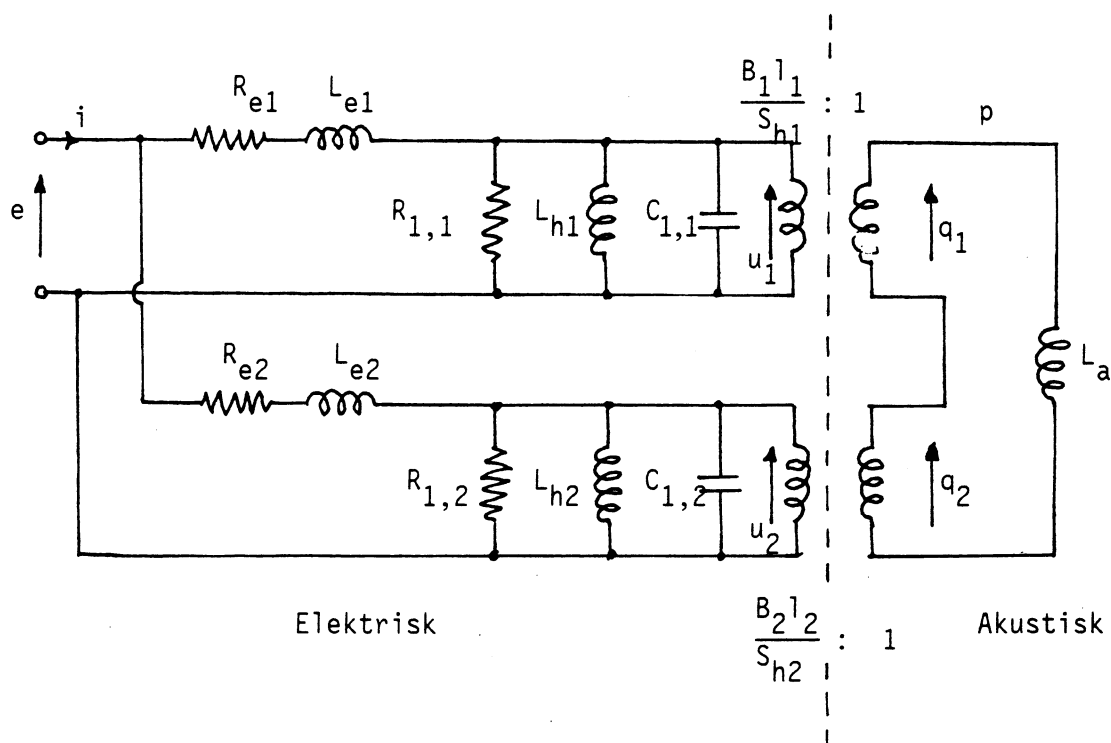
$$L_a = \frac{V}{\rho \cdot c^2} \quad [\text{m}^5/\text{N}] \quad (69)$$

Det kombinerede ækvivalentdiagram bliver da, hvis enhederne er elektrisk parallelforbundne:



Figur 46.

Figur 46 kan simplificeres ved at omregne alle mekaniske komponenter til ækvivalente elektriske størrelser, hvorved $B \cdot l$ -transformatorerne kan udelades. Det bemærkes, at den mekaniske og akustiske del af ækvivalentdiagrammet ikke ændres ved en eventuel elektrisk serieforbindelse af enhederne.



Figur 47.

I fig. 47 er:

$$L_a = \frac{V}{\rho \cdot c^2}; \quad u_1 = B_1 \cdot l_1 \cdot v_{h1}; \quad u_2 = B_2 \cdot l_2 \cdot v_{h2};$$

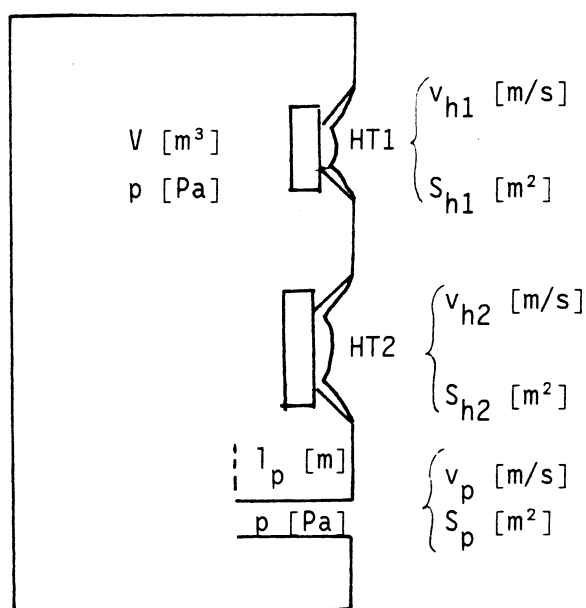
$$L_{h1} = B_1^2 \cdot l_1^2 \cdot E_{mh1}; \quad L_{h2} = B_2^2 \cdot l_2^2 \cdot E_{mh2}; \quad R_{1,1} = R_{h1} || R_{s1};$$

$$R_{1,2} = R_{h2} || R_{s2}; \quad C_{1,1} = C_{h1} + C_{s1}; \quad C_{1,2} = C_{h2} + C_{s2};$$

Det samlede lydtryk fra systemet i et 2π -rum kan beregnes af (21):

$$\sum P_r(s) = P_{r,1}(s) + P_{r,2}(s) = \frac{\rho}{2r} \cdot s \cdot \left[\frac{\alpha_{h1}^2}{B_1 l_1} \cdot U_1(s) + \frac{\alpha_{h2}^2}{B_2 l_2} \cdot U_2(s) \right]$$

Til slut ses på et portsystem forsynet med to forskellige enheder. Systemets principielle virkemåde er den samme, som hvis der kun havde været een enhed, men også her bliver ækvivalentdiagrammet mere kompliceret end svarende til fig. 34.



Figur 48.

Den samlede volumenstrøm gennem kabinettet med volumen V og porten med massen:

$$M_{mp} = \rho \cdot S_p [l_p + 1,46 \cdot \alpha_p] \text{ [kg]}$$

er

$$q = q_1 + q_2 = v_{h1} \cdot S_{h1} + v_{h2} \cdot S_{h2} \text{ [m}^3\text{/s]}$$

I fig. 45 skal den akustiske impedans svare til voluminet V og portmassen M_{mp} . Da trykket p regnes at være det samme overalt i kabinettet, skal $\frac{1}{Z_{vak}}$ i fig. 45 bestå af en serieforbindelse af $\frac{1}{Z_{vak,V}}$ og $\frac{1}{Z_{vak,M}}$, idet

$$\frac{1}{Z_{vak}} = \frac{q}{p} = \frac{q_V + q_M}{p} = \frac{q_V}{p} + \frac{q_M}{p} = \frac{1}{Z_{vak,V}} + \frac{1}{Z_{vak,M}}$$

Den mekaniske impedans af portmassen M_{mp} er

$$Z_m(s) = s \cdot M_{mp} = s \cdot \rho \cdot S_p (l_p + 1,46 \alpha_p)$$

Ved hjælp af (67) fås:

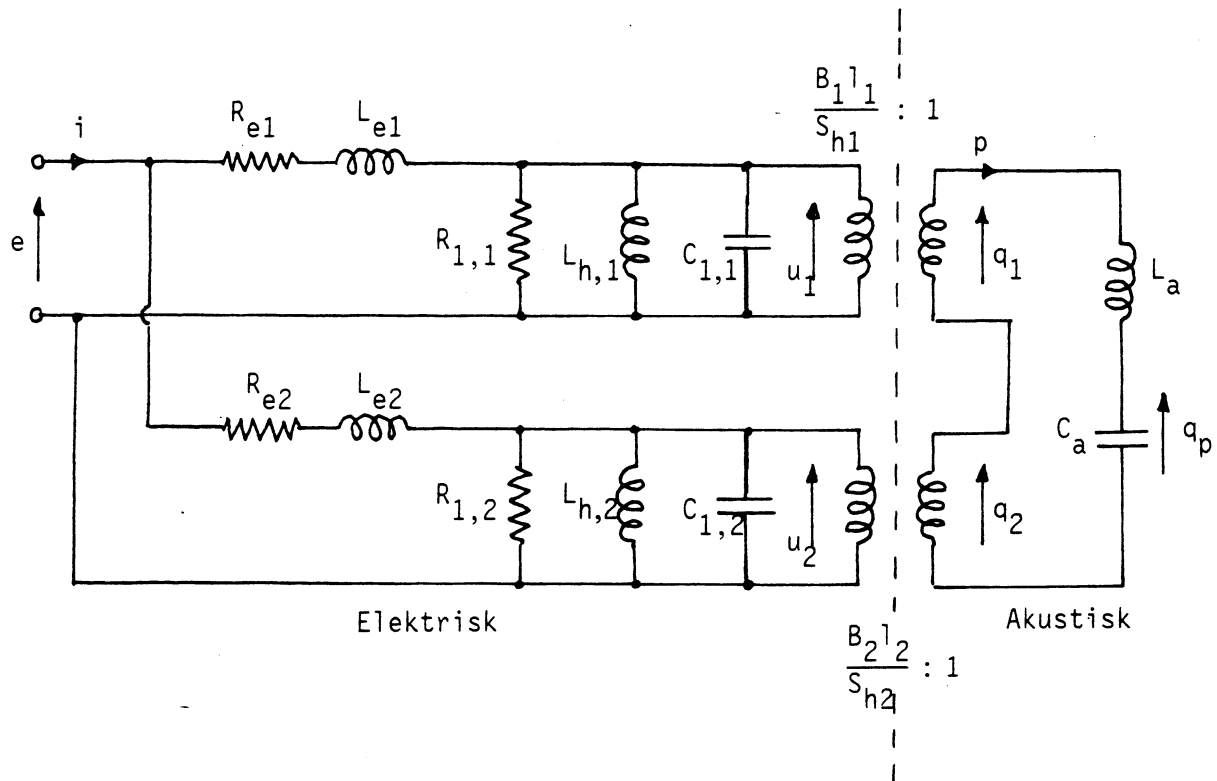
$$Z_{vak,M} = s \cdot \frac{M_{mp}}{S_p^2} = s \cdot \frac{\rho \cdot (l_p + 1,46 \cdot \alpha_p)}{S_p} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{Z_{vak,M}} = \frac{1}{s \cdot \frac{M_{mp}}{S_p^2}} = \frac{1}{s \cdot \frac{\rho (l_p + 1,46 \cdot \alpha_p)}{S_p}} = \frac{1}{s \cdot C_a} \quad (70)$$

I den akustiske del af ækvivalentdiagrammet for fig. 48 skal portmassen altså ækvivaleres med en kapacitet: C_a

$$C_a = \frac{M_{mp}}{S_p^2} = \frac{\rho(l_p + 1,46 \cdot \alpha_p)}{S_p} \quad [Ns^2/m^5]$$

Det elektro/akustiske ækvivalentdiagram for fig. 48 bliver således:



figur 49.

$$L_a = \frac{V}{\rho \cdot c^2}; \quad C_a = \frac{M_{mp}}{S_p^2}; \quad u_1 = B_1 l_1 v_{h1}; \quad u_2 = B_2 l_2 v_{h2};$$

$$L_{h1} = B_1^2 l_1^2 E_{mh1}; \quad L_{h2} = B_2^2 l_2^2 E_{mh2}; \quad R_{1,1} = R_{h1} || R_{s1};$$

$$R_{1,2} = R_{h2} || R_{s2}; \quad C_{1,1} = C_{h1} + C_{s1}; \quad C_{1,2} = C_{h2} + C_{s2};$$

Det samlede lydtryk fra systemet i et 2π -rum bliver nu :

$$\sum P_r(s) = P_{r,1}(s) + P_{r,2}(s) + P_{r,p}(s)$$

Lydtrykket fra porten: $P_{r,p}$ kan findes af (19)

$$P_{r,p}(s) = -\frac{\rho \cdot \alpha_p^2}{2 \cdot r} \cdot s \cdot V_p(s) = -\frac{\rho \cdot \pi \cdot \alpha_p^2}{2 \pi r} \cdot s \cdot V_p(s)$$

$$P_{r,p}(s) = -\frac{\rho}{2 \pi r} \cdot s \cdot q_p(s)$$

Af fig. 49 kan q_p findes til

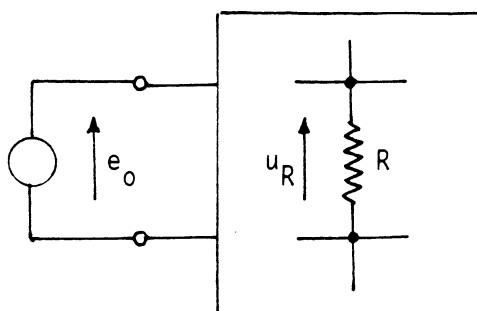
$$q_p(s) = \left(q_1(s) + q_2(s) \right) \cdot \frac{\frac{1}{s \cdot C_a}}{s \cdot L_a + \frac{1}{s \cdot C_a}} = \left(q_1(s) + q_2(s) \right) \cdot \frac{1}{1 + s^2 L_a C_a}$$

som givet det samlede lydtryk:

$$\sum P_r(s) = \frac{\rho}{2r} \cdot \frac{s^3}{s^2 + \frac{1}{L_a C_a}} \cdot \left[\frac{\alpha h_1^2}{B_1 I_1} \cdot U_1(s) + \frac{\alpha h_2^2}{B_2 I_2} \cdot U_2(s) \right]$$

VI. EFFEKTFORDELING.

På grund af den elektrodynamiske højttalers ringe virkningsgrad vil kun en lille del af den til et højttalersystem tilførte effekt udstråles i form af akustisk effekt. Den resterende del omdannes til varme i de forskellige modstande i det samlede ækvivalentdiagram for systemet.



Figur 50.

e_o har effekttæthedsspektret: $W(\omega)$, og det dertil svarende amplitudespekter: $|A(j\omega)| = \sqrt{W(\omega)}$. Spændingsoverføringsfunktionen: $G_V(s)$ er

$$G_V(s) = \frac{U_R(s)}{E_o(s)} \quad (71)$$

Den i modstanden R afsatte effekt: W_R er da:

$$W_R = \frac{W(\omega) \cdot |G_V(j\omega)|^2}{R} \quad [W/V]$$

og den til R totalt tilførte middeleffekt bliver:

$$W_{R,T} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(\omega) \cdot |G_V(j\omega)|^2}{R} \cdot d\omega \quad [W/V]$$

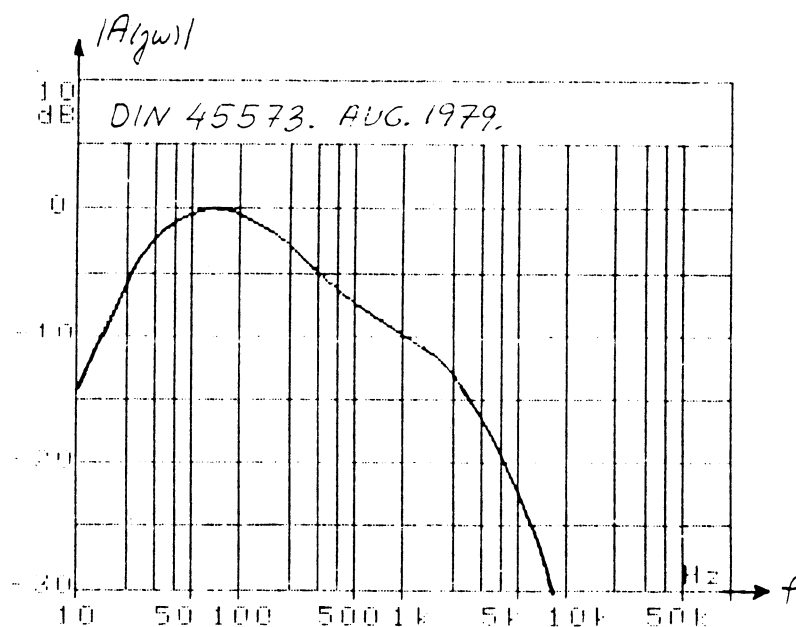
eller

$$W_{R,T} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|A(j\omega)|^2 \cdot |G_V(j\omega)|^2}{R} \cdot d\omega \quad [W/V] \quad (72)$$

Forskellige standardiseringsgrupper opgiver på grundlag af statistiske undersøgelser af forskelligt programmateriale effekttæthedsspektret eller/ og amplitudespektret for tale og musik. DIN-gruppens sidste opgivelser er fra august 1979 og giver følgende amplitudespekter:

$$|A(j\omega)| = 9,7 \cdot 10^7 \cdot \frac{\omega^2 \cdot \sqrt{\omega^2 + 9 \cdot 10^6}}{(\omega^2 + 2,31 \cdot 10^4)(\omega^2 + 2,89 \cdot 10^8) \cdot \sqrt{\omega^2 + 6,27 \cdot 10^5}} \quad (73)$$

som giver følgende $|A(j\omega)| = f(\omega)$



Ved hjælp af (72) og (73) kan man med numerisk beregning på minidatamat eller lignende beregne effektfordelingen mellem alle modstande i det samlede netværk efter først at have bestemt $G_V(s)$.

Symbolliste:

B	Luftspalteinduktion [$\text{Wb/m}^2 = \text{T}$]
B·l	Kraftfaktor for højtalerenheder [Tm]
C	Kapacitet [F]
DI	Direktivitetsindex
E	Eftergivenhed [m/N], spænding [V]
I	Intensitet [W/m^2]
K	Konstant
L	Selvinduktion [H]
M	Masse [kg]
M_s	Strålingsmasse [kg]
Q	Godhed, retningsfaktor
R_x	Elektrisk modstand [Ω]
R_e	Elektrisk modstand for svingspole [Ω]
R_{ms}	Mekanisk strålingsmodstand [Ns/m]
R_m	Mekanisk modstand [Ns/m]
S	Areal [m^2]
V	Volumen [m^3]
X	Reaktans [Ω]
Z_x	Impedans [Ω]
Z_m	Mekanisk impedans [Ns/m]
Z_{ms}	Mekanisk strålingsimpedans [Ns/m]
W	Effekt [W]
W_r	Udstrålet akustisk effekt [W]

a	Membranbevægelse, molekylforskydning [m]
a_0, a_1, a_2, a_3	Filterkonstanter
c	Lydhastighed [m/s]
e	Spænding [V]
f	Frekvens [Hz]
f_0	Resonansfrekvens [Hz]
k	Bølgetal = $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ [m^{-1}], eller kraft [N]
l	Længde [m]
n	Antal, eller omsætningstal for transformator
p	Lydtryk [Pa]
p_{eff}	Effektiv lydtryk [Pa]
q	Volumenhastighed [m^3/s]
r	Afstand mellem lyd giver og målepunkt [m]
t	Tid [s]
u	Induceret spænding (= $B \cdot l \cdot v$) [V]
v	Hastighed [m/s]
α	Membran- og portradius [m]
ζ	Dæpningsfaktor
η	Virkningsgrad
θ	Vinkel
λ	Bølgelængde [m]
ρ	Massefylde [kg/m^3]
ω	Vinkelfrekvens [s^{-1}]