A MŰSZAKI AKUSZTIKA ALAPJAI

#1

AUGUSZTINOVICZ FÜLÖP   FULOP@HIT.BME.HU

IE 456

9:30 – 10:00

JÖVŐ SZERDÁN NINCS ÓRA

2008.09.10.

- HANGSZEREK FIZIKÁJA
- TEREMAKUSZTIKA
- NUMERIKUS MÓDSZEREK

} VÁLASZTHATÓK EZEN A SZAKON

EA 6-7 BEA 6

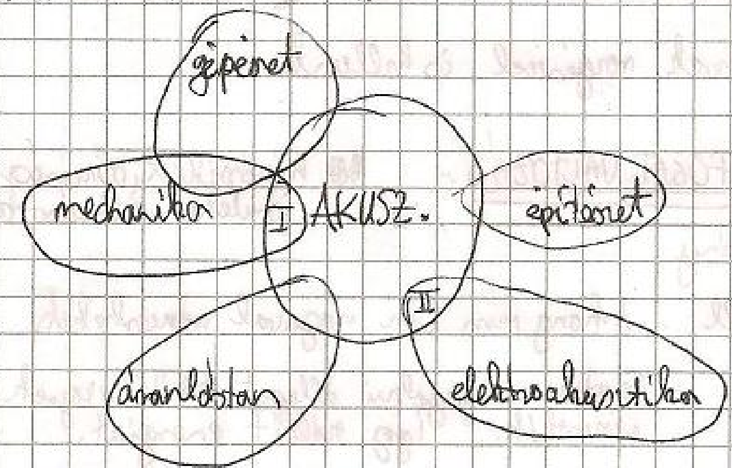
WWW.HIT.BME.HU   REGISZRÁLNI KELL (FÖLVENNI A TÁRGY-AT ?!)

VIBAC.HIT.BME.HU

NINCS JEGYZET CSAK AZ ÓRAI ANYAG

2 KIS + 2 NAGY ZH

I, II-ről lesz szó



1#

ακσειν — [akhoein] görög ; hallani

↓

acoustique francia

akustik német

A XX. század elejéig nem volt akusztika

E.W. Sabine

Chladny

Rayleigh (Strutton)

Tarnóczy - Teremakusztikai Tervezés
- Fizikai akusztika
- Zenei akusztika
- Hangosság, ...
} könyvek, antikvárium

Beszédakusztika - legfőbb területe de könyvet nem írt róla

Baráth Zoltán

Horváth Lászlóné + Granát János = akusztikai könyv.

A levegő kisméretű és gyors nyomásváltozása a HANG ← laikusoknak

Hallható tartomány alatt a belső szervek rezgésével is hallunk.

HANG: IDŐBEN GYORSAN VÁLTOZÓ <u>TÉRFOGAT VÁLTOZÁS</u>. Hőmérséklet, sűrűség járulékos változások

a nyomásváltozás csak következmény

térben változó nyomásváltozás kell. A hang nem viszi magával a részecskéket. Statikus nyugalmi állapot körül rezegnek a részecskék. Így szállít energiát.

AKUSZTIKAI ALAPVÁLTOZÓK

p = nyomás = $\frac{\text{erő}}{\text{felület}} = \frac{N}{m^2}$

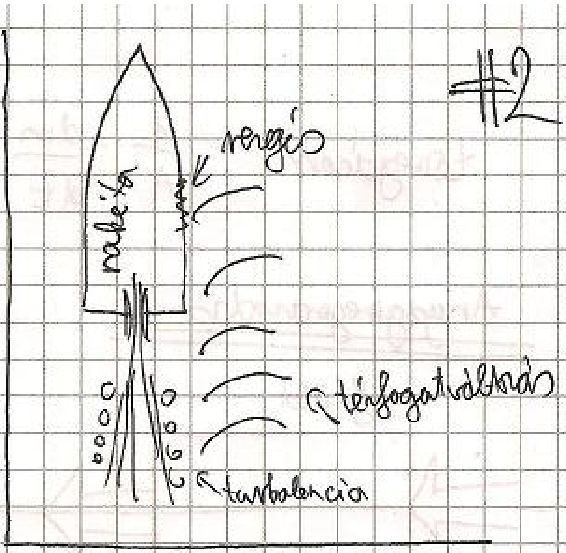
RÉSZECSKE: A HULLÁMHOSSZNÁL NAGYSÁGRENDEKKEL KISEBB, VISZONT ELÉG NAGY AHHOZ, HOGY BENNE ÁTLAGOLÁST ÉRTELMEZNI LEHESSEN

v = részecskesebesség = $\frac{\text{út}}{\text{idő}} = \frac{m}{s}$

← nem hullámsebesség

#2

ρ = sűrűség = $\frac{\text{tömeg}}{\text{térfogat}} = \frac{kg}{m^3}$



adiabatikus folyamatok, nincs hőcserélődés

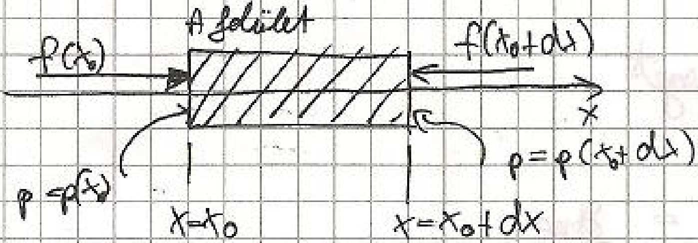
MECHANIKA

Newton II.

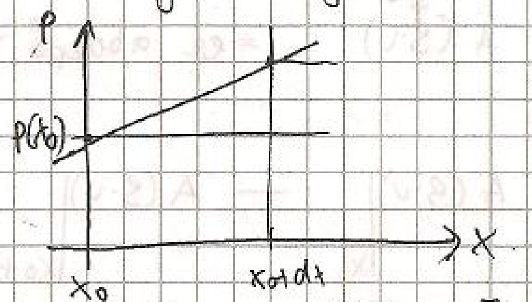
$$F = m \cdot a$$

$$\sum F = \frac{\partial m \cdot v}{\partial t}$$

Egydimenziós hullámterjedés



csak hosszirányban tekintjük az erőket



$$f(x_0) - f(x_0+dx) = A \cdot p(x_0) - A \cdot p(x_0+dx) = A\left[p(x_0) - \left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{x_0} \cdot dx\right] =$$

$$\frac{\partial (m \cdot v)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(A \cdot dx \cdot \rho \cdot v\right) = A \cdot dx \, \frac{\partial (\rho v)}{\partial t}$$

megvan az egyenlet két fele, egyenlővé teszem

$$-A \cdot dx \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = A \cdot dx \, \frac{\partial (\rho v)}{\partial t}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial (\rho v)}{\partial t}$$

$$\boxed{\frac{\partial (\rho v)}{dt} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0}$$

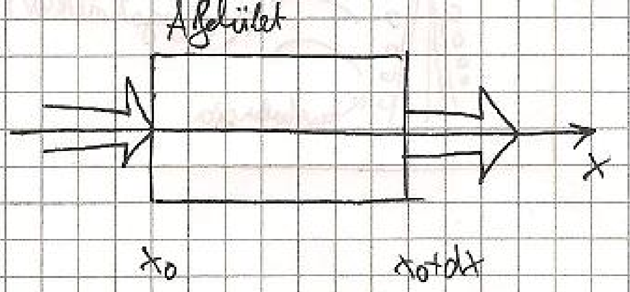
EULER EGYENLET

A HANGTÉR ELSŐ ~~EGYENLETE~~

ALAPEGYENLETE

tömegáram $\frac{1}{A} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{1}{A} \cdot \frac{A\, dx \cdot \rho}{dt} = \rho \cdot v$

Anyagmegmaradás



$\rho \cdot A \cdot v = A \frac{dx}{dt} \cdot \rho$

tömegáram

$A\,(\rho \cdot v)$ = ez a belépő tömeget

$A(\rho v)\Big|_{x_0} - A(\rho \cdot v)\Big|_{x_0+dx} = \frac{\partial m}{\partial t}$

$= -A \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} \cdot dx$

$$\boxed{\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0}$$

A HANGTÉR II. ALAPEGYENLETE

KONTINUITÁSI EGYENLET

' = gyorsan változó kis mennyiség

$p = p_0 + p'$ $\qquad p' \ll p_0$

$\rho = \rho_0 + \rho'$ $\qquad \rho' \ll \rho_0$

$v = v_0 + v'$ $\qquad v' > v_0$ $\qquad \Rightarrow v \approx v'$, $v_0 \approx 0$

DURVA KÖZELÍTÉS DE AZ AKUSZTIKÁBAN MŰKÖDIK.

~~ÁRAMLÁS~~TANBAN NEM

#3

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[(\rho_0+\rho')v'\right] = \frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_0 v' + \rho' v'\right] = \rho_0\frac{\partial v'}{\partial t} + \cancel{\frac{\partial(\rho' v')}{\partial t}}$$

elhanyagolom mert kicsi

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}(p_0+p') \cong \frac{\partial p'}{\partial x}$$

$$\Downarrow$$

$$\rho_0 \cdot \frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0$$

$$p_0 \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial \rho'}{\partial t} = 0$$

HANGNYOMÁS = A NYOMÁS DINAMIKUS KOMPONENSE

mostantól a vesszőt elhagyjuk

$v' \to v$

$p' \to p$

$\rho' \to \rho$

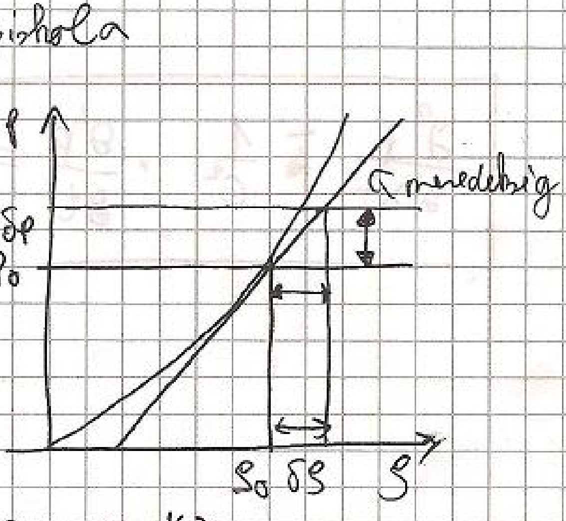
$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0$	$p_0 \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

ÁLTALÁNOS GÁZTÖRVÉNY

$p = R \cdot T \cdot \rho = \text{constans} \cdot \rho$ középiskola

$p = \text{const} \cdot \rho^{\kappa}$ AKUSZTIKA

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}4$$



$$\frac{\delta p}{\delta \rho} = \frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{\partial}{\partial \rho}\left(\text{const}\ \rho^{\kappa}\right)$$

$$\frac{\delta p}{\delta \rho}\Big|_{\rho_0} = \alpha \cdot \kappa \cdot \rho^{\kappa-1}\Big|_{\rho_0} = \alpha \kappa \rho^{\kappa-1} \frac{\rho}{\rho}\Big|_{\rho_0} = \frac{\kappa}{\rho}\Big|_{\rho_0} \cdot \underbrace{\alpha \rho^{\kappa}\Big|_{\rho_0}}_{p_0} = \frac{\kappa \cdot p_0}{\rho_0}$$

bővítés

$$\rho = \frac{\rho_0}{\kappa p_0} \cdot p$$

$$\boxed{\rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\rho_0}{\kappa p_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = 0} \quad \frac{\partial}{\partial t}$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 p}{\partial x} = 0 \qquad \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + \frac{1}{\kappa p_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

ρ-val osztom és kivonom őket egymásból

$$\sqrt{\frac{\kappa \cdot p_0}{\rho_0}} = c$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0}$$

A HANGTÉR HULLÁMEGYENLETE

2008.09.19 #4

HALLGATÓ – FEJHALLGATÓ

Konferenciatanulság: mm-es méretekben számolni kell a levegőoszlopban által keltett hőmérséklet különbséggel

Térbeli nyomás

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial p^2}{\partial t^2} = 0$$

Megoldás

$$p(x,t) = f\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

Ha az argumentumtól így függ akkor ez a függvény megoldás

I

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f'\left(t-\frac{x}{c}\right)\cdot\left(-\frac{1}{c}\right)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = f''\left(t-\frac{x}{c}\right)\left(-\frac{1}{c}\right)^2 = \frac{1}{c^2} f''\left(t-\frac{x}{c}\right)$$

II

$$\frac{\partial p}{\partial t} = f'\left(t-\frac{x}{c}\right)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = f''\left(t-\frac{x}{c}\right)$$

visszahelyettesítve

$$\frac{1}{c^2} f''\left(t-\frac{x}{c}\right) - \frac{1}{c^2} f''\left(t-\frac{x}{c}\right) = 0$$

:)

Bármely függvény amely argumentuma $t-\frac{x}{c}$ megoldása a hullámegyenletnek

$p = A \cdot \sin\left(t - \frac{x}{c}\right)$

amplitudó

$$\frac{\partial p}{\partial x} = A \cos\left(t - \frac{x}{c}\right)\left(\frac{-1}{c}\right)$$

$$\text{I} \quad \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = A \cdot (-\sin)\left(t - \frac{x}{c}\right)\left(-\frac{1}{c}\right)^2 = -\frac{A}{c^2} \sin\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

$$\text{II} \quad \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -A \sin\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

$$-\frac{A}{c^2} \sin\left(t - \frac{x}{c}\right) + \frac{1}{c^2} \sin\left(t - \frac{x}{c}\right) = 0$$

igaz kell hogy legyen $e^{\left(t - \frac{x}{c}\right)}$ alakúra

képletes argumentumra $e^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)}$ is.

hullámszám

$$e^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} = e^{j\left(\omega t - \frac{\omega}{c} x\right)} = e^{j(\omega t - k \cdot x)}$$

időbeli frekvencia

térbeli frekvencia

TELJES TÉRBELI ÉS IDŐBELI SZIMMETRIA. A jelenségeket mindig két oldalról tudom vizsgálni

$$p = \hat{p}\, e^{j(\omega t - k \cdot x)} = \hat{p}\, e^{j\omega t} \cdot e^{-jkx}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \hat{p}\, e^{-jkx} \cdot j\omega\, e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (j\omega)^2 \cdot \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)} = -\omega^2 \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}$$

visszaírva

p visszaírva

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\left(-\omega^2 \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}\right) = \boxed{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + k^2 p = 0}$$

#5

csak exponenciális (szinuszos) esetben működik

azért parciális mert még mindig függ az időtől

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + k^2 p = 0$$ HELMHOLTZ egyenlet

HELMHOLTZ féle szám

$$2\pi \frac{d}{\lambda} = \frac{2\pi\, d \cdot f}{c} = \frac{d\, \overset{\omega}{2\pi f}}{c} = d \cdot k$$

fizikai méret

$$\boxed{2\pi \frac{d}{\lambda} = d \cdot k}$$

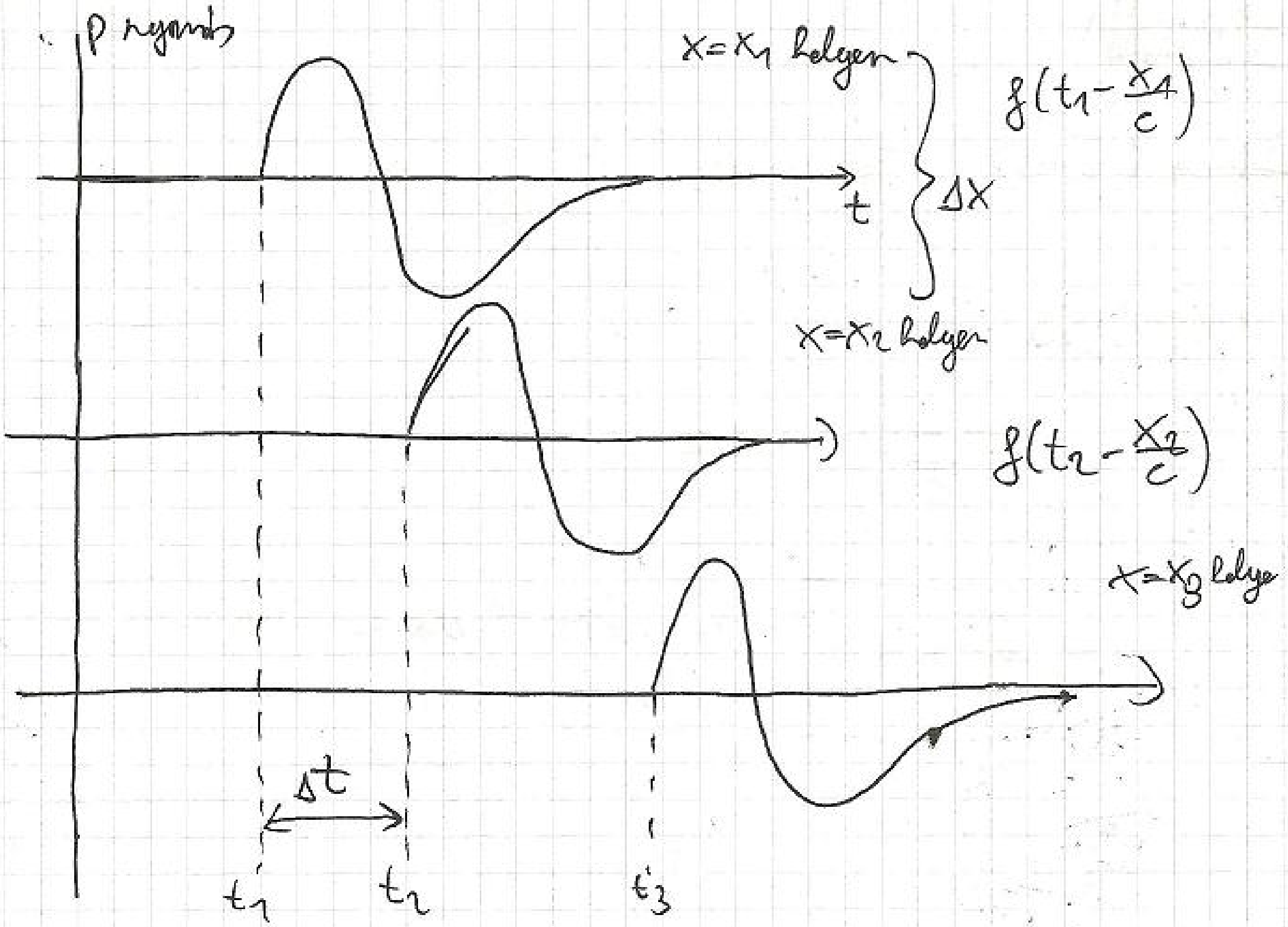
hányszorosa a hullámhossznak valaminek a fizikai mérete

f_{min} 20 Hz $\rightarrow$ $\lambda_{max} = \frac{340}{20} = 17\,m$

f_{max} 20 000 Hz $\rightarrow$ $\lambda_{min} = \frac{340}{20\,000} = 17\,mm$

2008.09.19.

IPARI ALPINISTA ÜVEGET RUGDOS, MI TÖBB HELYEN VIZSGÁLJUK A JELALAKOKAT MIKROFONNAL SZKÓPPAL



$$t_1 - x_1/c = t_2 - \frac{x_2}{c}$$

$$\frac{x_2 - x_1}{c} = t_2 - t_1$$

$$\frac{\Delta x}{c} = \Delta t$$

$$\boxed{c = \frac{\Delta x}{\Delta t}}$$

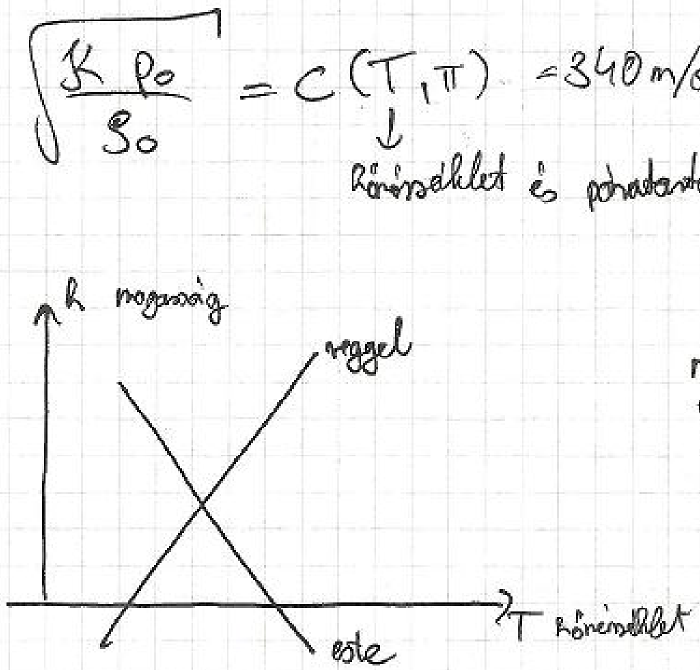
c a hullám terjedési sebessége

a hullám egy azonos fázisú pontja adott idő alatt ekkora utat tesz meg

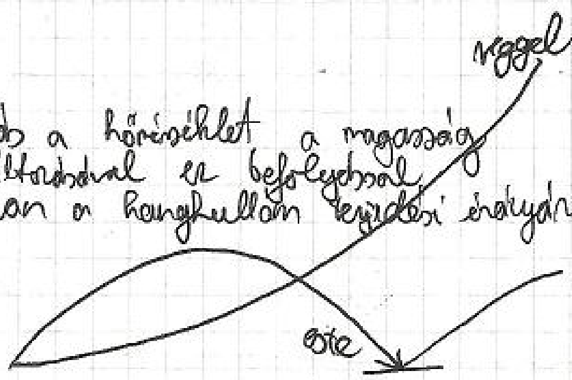
6

$$\sqrt{\frac{\kappa p_0}{\rho_0}} = c(T, \Pi) = 340\ m/s$$

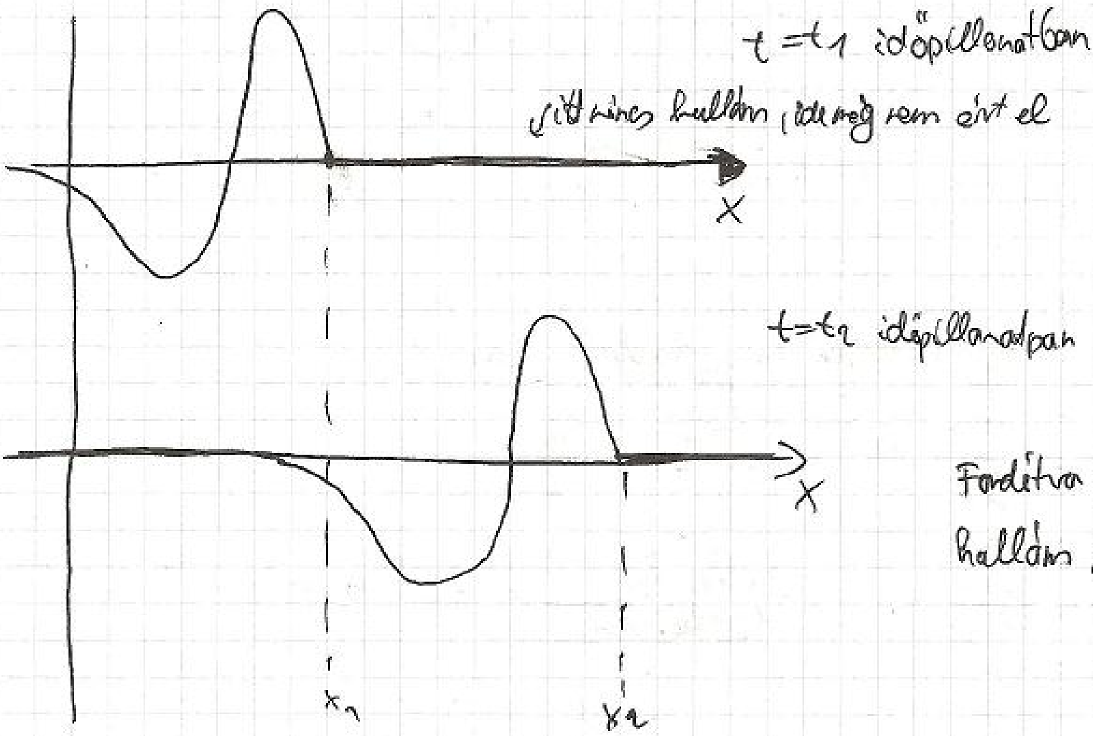
hőmérséklet és páratartalom függő



mivel a hőmérséklet a magasság változtatásával ez befolyással van a hanghullám terjedési irányára



idő és tér nagyon szimmetrikus viszonyát írja le a hullámegyenlet

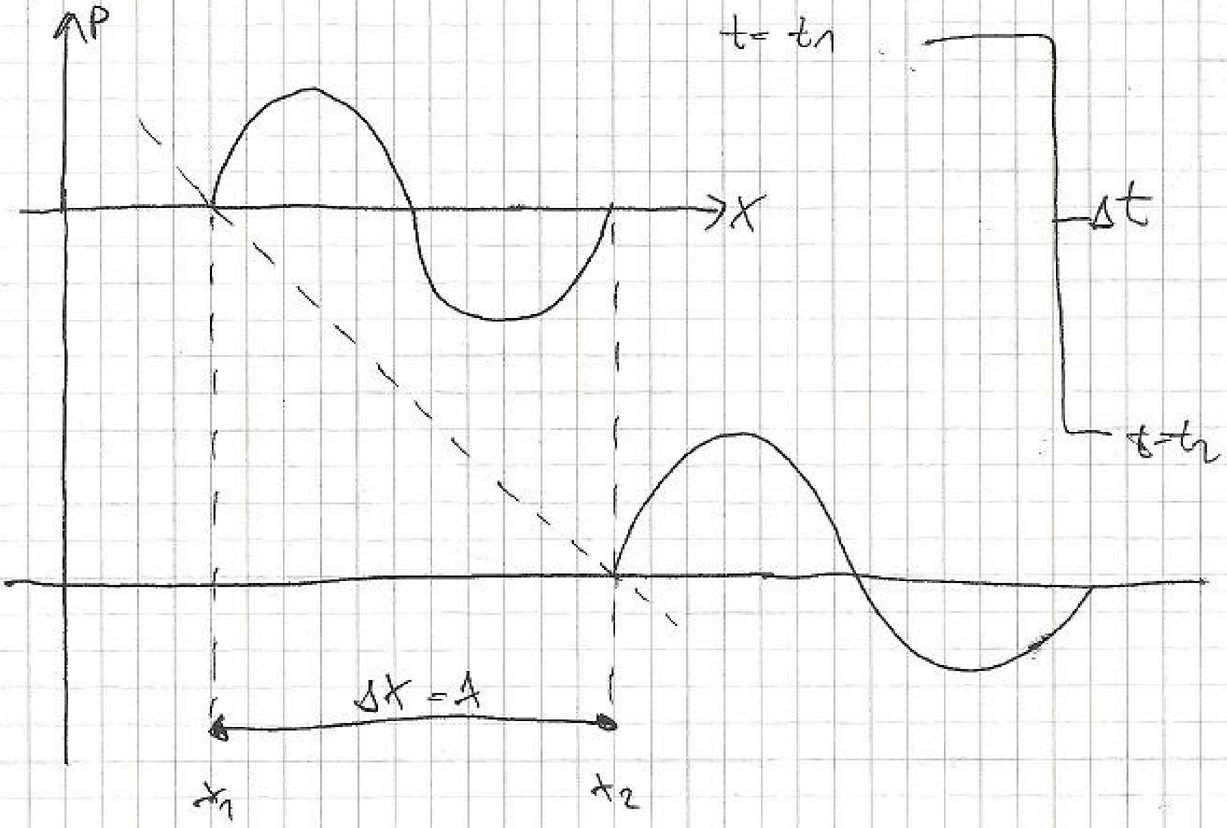


SNEREN módszer

lámpafénnyel + cigi + mikrohő

Fordítva paraméterezve a hullám fordítottját látjuk

MOST NEM RUGDOSSUK AZ ÜVEGET CSAK SIMA SINUS



$$\Delta x = c\cdot\Delta t = c\cdot \underset{\text{periódusidő}}{T} = \boxed{\frac{c}{f} = \lambda}$$

HULLÁMSZÁM: egy méterben hány hullám van

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

$$\boxed{k = \frac{\omega}{c}} \qquad \frac{\text{hullámhossz}}{\text{terjedési sebesség}} = \text{hullámszám}$$

2008.09.24 #7

$$\varrho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{Euler egyenlet}$$

Kapcsolat a részecskesebesség és a nyomás között

$$\boxed{p(x,t) = \hat{p}\sin(\omega t - kx)}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$v = -\frac{1}{\varrho_0}\int \frac{\partial p}{\partial x}\,dt = -\frac{1}{\varrho_0}\int \frac{\partial\, \hat{p}\sin(\omega t - kx)}{\partial x}\,dt =$$

$$= -\frac{1}{\varrho_0}\underbrace{(-k)}_{\frac{\omega}{c}}\hat{p}\int \cos(\omega t - kx)\,dt =$$

$$= +\frac{1}{\varrho_0}\frac{\omega}{c}\hat{p}\int \cos(\omega t - kx)\,dt = \frac{\omega\hat{p}}{\varrho_0 \cdot c}\frac{1}{\omega}\sin(\omega t - kx)$$

$$= \underbrace{\frac{\hat{p}}{\varrho_0 c}}_{\hat{v}}\sin(\omega t - kx) = \hat{v}\sin(\omega t - kx)$$

$$\boxed{v(x,t) = \hat{v}\cdot\sin(\omega t - kx) = \frac{\hat{p}}{\varrho_0 \cdot c}\cdot\sin(\omega t - kx)}$$

Képezhetjük a hányadosukat

$$\frac{p}{v} = \frac{p(x,t)}{v(x,t)} = \frac{\hat{p}\sin(\omega t - kx)}{\frac{\hat{p}}{\varrho_0 \cdot c}\sin(\omega t - kx)} = \varrho_0 \cdot c = 1{,}23\frac{kg}{m^3}\cdot 340\frac{m}{s}$$

$$= 420\underbrace{\left(\frac{kg}{m^2 \cdot s}\right)}_{\text{Lord Rayleighről nevezték el}} =$$

(szokás 1 akusztikai ohmnak is nevezni ⟹) = 1 Rayl

Képernyőn a szonatukat

$$p \cdot v = \frac{\overbrace{f}^{\text{erő}}}{A} \frac{ds}{dt} = \frac{\overbrace{dW}^{\text{munka}}}{\underbrace{A\,dt}_{\text{teljesítmény}}} = \frac{P}{A} = I \text{ intenzitás}$$

Felületegységen áthaladó teljesítmény = Intenzitás

$$\frac{p}{v} = 420 \text{ a. ohm} = Z$$ specifikus / karakterisztikus } impedancia

↓ közeg ellenállása

Mekkora erő (nyomás) kell ahhoz hogy a hullámban a részecskéket azonos v sebességre tudjam gyorsítani.

Analógia a villamos mennyiségekkel

$$Z = \frac{p}{v} \iff \frac{U}{I} = R$$

Hanghullám = sűrűségváltozás

Síkhullámban p és S_0 fázisban van a kitérés nincs ezzel fázisban.

V is fázisban van p-vel ezért Z valós.

Ideális akusztikai hullámban a részecskék haladási iránya és az energiaáramlás iránya megegyezik.

8

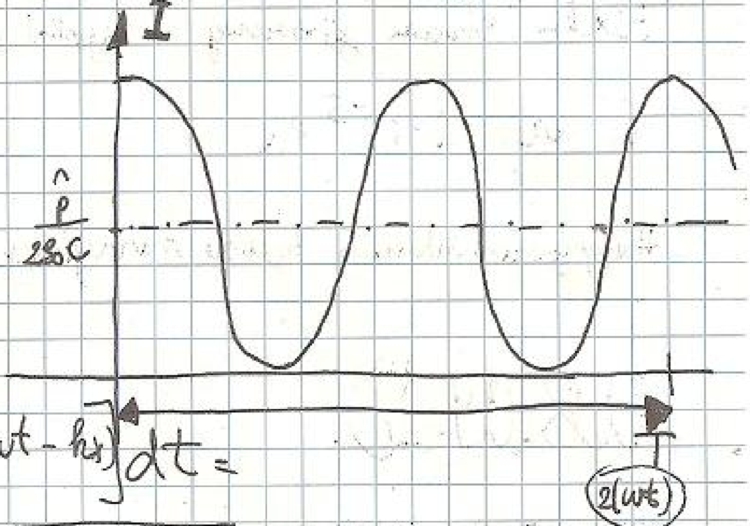
$p(x,t) = \hat{p}\sin(\omega t - kx)$

$v(x,t) = \hat{v}\sin(\omega t - kx)$

pontosabb szonás helyes idő függvényében

$$p(x,t)\cdot v(x,t) = I(x,t) = \hat{p}\cdot\hat{v}\sin^2(\omega t - kx) = \hat{p}\cdot\frac{\hat{p}}{\varrho_0\cdot c}\cdot\frac{1-\cos 2(\omega t - kx)}{2}$$

$$= \frac{\hat{p}^2}{\varrho_0\cdot c}\cdot\frac{1}{2} - \frac{\hat{p}^2}{2\varrho_0\cdot c}\cos 2(\omega t - kx)$$



$$\frac{1}{T}\int_0^T I(x,t)\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T\left[\frac{\hat{p}^2}{2\varrho_0 c} - \frac{\hat{p}^2}{2\varrho_0 c}\cos 2(\omega t - kx)\right]dt =$$

$$= \frac{1}{T}\frac{\hat{p}^2\cdot T}{2\varrho_0 c} - 0 = \frac{\hat{p}^2}{2\varrho_0\cdot c} = \boxed{\left(\frac{\hat{p}}{\sqrt{2}}\right)^2\cdot\frac{1}{\varrho_0 c} = \bar{I}}$$

Intenzitás átlag

$$\bar{I} = \frac{1}{T}\int I(x,t)\,dt = \frac{\hat{p}^2}{2\varrho_0 c} = \frac{p_{eff}^2}{\varrho_0 c}$$

Hanghullám teljesítménye

$P = A\cdot I$

$$I \Rightarrow L_I \text{ intenzitásszint } = 10\lg\frac{I}{I_0} = 10\lg\frac{p_{eff}^2/\varrho_0 c}{p_0^2/\varrho_0 c} = 10\lg\frac{p_{eff}^2}{p_0^2} =$$

$$= \underbrace{10\lg\left(\frac{p_{eff}}{p_0}\right)^2}_{\text{deci- Bel}} = \boxed{20\lg\frac{p_{eff}}{p_0}} = L_p$$

Hangnyomásszint

$20 \lg \frac{p_{eff}}{p_0} = L_p$ $\boxed{dB}$ síkhullám esetén megegyezik az Intenzitásszinttel

Fletcher-Munson görbesereg I legalsó görbéje 1kHz-en $\boxed{0dB}$ a p_0

és ez $2 \cdot 10^{-5}$ Pa

Hangnyomás: intenzitás típusú mennyiség

2008.09.26.

TIPIKUS ZH ANYAG

$\hat{p} \rightarrow p_{eff} = \frac{\hat{p}}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \cdot \hat{p}$

akusztikai intenzitás időbeli átlagértéke

$\overline{I} = \frac{p_{eff}^2}{\rho_0 \cdot c}$ [síkhullámra]

$L_I = 10 \lg \frac{\overline{I}}{I_0}$ $\quad L_p = 20 \lg \frac{p_{eff}}{p_0}$ $\quad I_0 = p_0 \cdot v_0 = 2 \cdot 10^{-5} \cdot 5 \cdot 10^{-8} = 10^{-12} \frac{W}{m^2}$

$1 \, pW/m^2$

ezek definíciók

részecskesebesség

$L_V = 20 \lg \frac{v_{eff}}{v_0}$ $\Rightarrow$ legyen síkhullám ahol ugye $\frac{p}{v} = \rho_0 c = 420$

legyen ez igaz $\frac{p_0}{v_0}$-ra is

$v_0 = \frac{p_0}{\rho_0 \cdot c} = \frac{2 \cdot 10^{-5} N/m^2}{420} \cong \boxed{5 \cdot 10^{-8} m/s}$

2008.09.26 #9

10% pontatlanság belefér

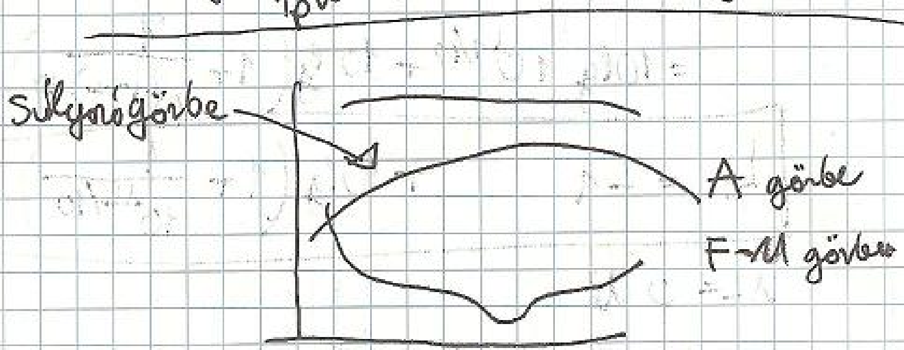
rezgés típusú problémáknál

$L_v = 20 \lg \frac{v_{eff}}{v_0} = 20 \lg \frac{v_{eff}}{5 \cdot 10^{-8}}$

$L_W = 10 \lg \frac{P}{P_0}$ $\quad P_0 = A \cdot I_0 = 1m^2 \cdot 1pW/m^2 = 1pW$

$L_W = 10 \lg \frac{P}{1pW}$ [dB] Hangteljesítmény

bárhol nézem ugyanakkora ez írja le legpontosabban egy gép zaját



$L_{WA} = 10 \lg \frac{P(A)}{1pW}$ [dB(A)] egy zajforrásból kisugárzó teljesítmény

Hiába 10 és 20-as a szorzója az L_I-nek és az L_p-nek mindkettő teljesítmény típusú mennyiség.

$I_1 \searrow \swarrow I_2$

$I_e = I_1 + I_2$

$L_1 = 10 \lg \frac{I_1}{I_0}$ $\quad L_2 = 10 \lg \frac{I_2}{I_0}$

$\frac{L_1}{10} = \lg \frac{I_1}{I_0}$

$10^{\frac{L_1}{10}} = \frac{I_1}{I_0}$ $\quad 10^{\frac{L_2}{10}} = \frac{I_2}{I_0}$

$$I_0 \cdot 10^{\frac{L_1}{10}} = I_1 \qquad I_0 \cdot 10^{\frac{L_2}{10}} = I_2$$

$$I_e = I_1 + I_2 = I_0 \cdot 10^{L_1/10} + I_0 \cdot 10^{L_2/10}$$

$$L_e = 10 \cdot \lg \frac{I_0 \cdot 10^{L_1/10} + 10^{L_2/10}}{I_0} = 10 \lg \left(10^{L_1/10} + 10^{L_2/10}\right)$$

TFH

$L_1 > L_2$

$$= 10 \lg 10^{L_1/10} \cdot \left(1 + \frac{10^{L_2/10}}{10^{L_1/10}}\right)$$

$$= 10 \lg 10^{L_1/10} + 10 \lg \left(1 + \frac{1}{10^{(L_1-L_2)/10}}\right)$$

$$\boxed{L_e = L_1 + 10 \lg \left(1 + \frac{1}{10^{\Delta L/10}}\right)}$$

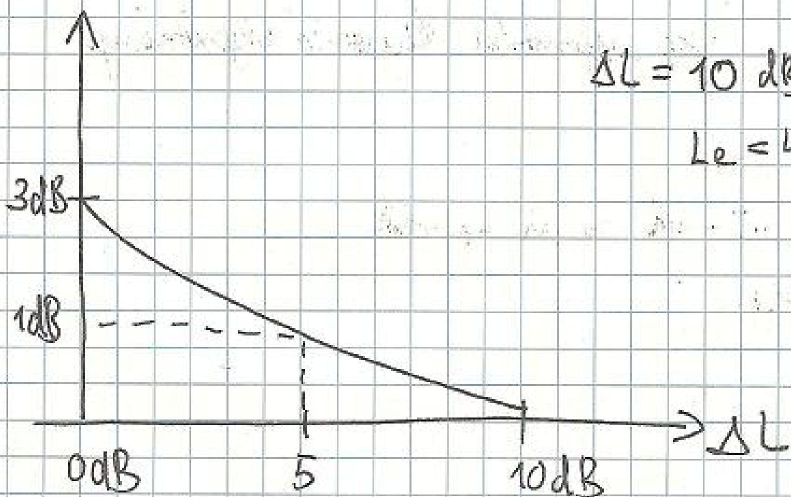
$\Delta L = 0$ dB

$L_e = L_1 + 3$ dB !!!!

$\Delta L = 10$ dB

$L_e = L_1 + 0{,}4$ dB akkora különbséget meg se hallok

$\Rightarrow L_e = L_1$



Ha két hangnyomás összege legalább 10 akkor az összegük a nagyobb

Ha különbségük 0 akkor +3dB

CSAK AKKOR IGAZ HA A KÉT FORRÁS FÜGGETLEN!

2008.09.26 #10

$p_1 = A \sin(\omega_1 t)$

$p_2 = B \sin(\omega_2 t)$

$p_e = p_1 + p_2 = A \sin(\omega_1 t) + B \sin(\omega_2 t)$

$$I = \frac{p_{eff}^2}{\varrho_0 \cdot c} = \frac{1}{\varrho_0 c} \lim_{t \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[A \sin \omega_1 t + B \sin \omega_2 t\right]^2 dt = \frac{1}{\varrho_0 c} \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left(A^2 \sin^2(\omega_1 t) + B^2 \sin^2(\omega_2 t) + 2AB \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t\right) dt$$

$$= \frac{A^2}{\varrho_0 c} \lim \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \omega_1 t \, dt + \frac{B^2}{\varrho_0 c} \lim \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \omega_2 t \, dt + \frac{2AB}{\varrho_0 c} \lim \frac{1}{T} \int_0^T \sin \omega_1 t \cdot \sin \omega_2 t \, dt$$

$$= \frac{A^2}{2\varrho_0 c} + \frac{B^2}{2\varrho_0 c}$$ a maradék kiesik 0 körül lengő jelek $\Rightarrow \emptyset$

$$= \frac{p_{eff}^2}{\varrho_0 c} + \frac{p_{eff}^2}{\varrho_0 c}$$

FÜGGETLEN JELEK NÉGYZETESEN ÖSSZEGZŐDNEK. [AMPLITUDÓK négyzete]

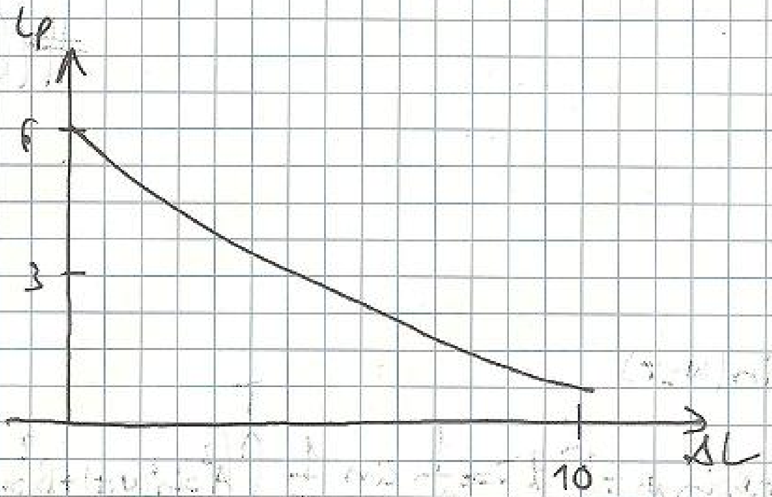
AZONOS FREKVENCIÁN simán összegződnek

$p_e = p_1 + p_2 = p_{eff1} + p_{eff2}$

$L_{p_e} = 20 \lg \frac{p_e}{p_0} = 20 \lg \frac{p_1 + p_2}{p_0}$

$p_1 = p_2 \qquad L_{p_1} = L_{p_2} = L_1$ fázis

$p_e = 2p_1 \qquad L_{p_e} = 20 \lg \frac{2p_1}{p_0} = 20 \lg 2 + 20 \lg \frac{p_1}{p_0} = L_1 + 6$



azonos frekvencia esetén a nagyobbikhoz +6dB
egyenlő L_p-k esetén

$$\boxed{\text{ellentétes fázis esetén} \quad L_{pe} = -\infty}$$

$$L_e = L_1 + 10\lg\left(1 + \frac{1}{10^{\Delta L/10}}\right)$$

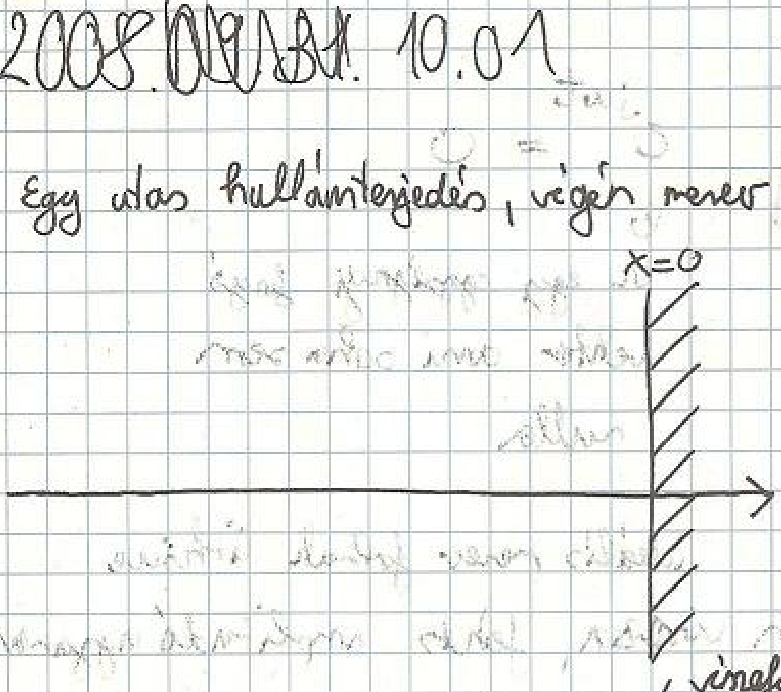
$20\lg$

vagy a görbéket kell tudni leptekelyen

Ha eltérő a fázis akkor a képlet alapján semmit se tudunk mondani hacsak nem $\varphi = -180°$.

2008. ~~[illegible]~~ 10.01 #11

Egy utas hullámterjedés, végén merev fallal lezárva.



↓ ránkfelé jön

$$p(x,t) = \hat{p}_+ e^{j(\omega t - kx)} + \hat{p}_- e^{j(\omega t + kx)} \qquad \frac{\hat{p}_+}{\hat{v}_+} = \rho_0 \cdot c$$

$$v(x,t) = \hat{v}_+ e^{j(\omega t - kx)} + \hat{v}_- e^{j(\omega t + kx)} \qquad \frac{\hat{p}_-}{\hat{v}_-} = ?$$

$$v = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial}{\partial x}\left(\hat{p}_- e^{j(\omega t + kx)}\right) = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \hat{p}_- e^{j\omega t} \cdot e^{jkx} \cdot jk \frac{\omega}{c}$$

$\frac{\partial}{\partial t}$ (Fourier | kiintegrálás

$$v = -\frac{\hat{p}_-}{\rho_0 c} \cdot e^{j(\omega t + kx)}$$

$$\boxed{\hat{v}_- = -\frac{\hat{p}}{\rho_0 \cdot c}}$$

$$v(x,t) = \frac{\hat{p}_+}{\rho_0 c} e^{j(\omega t - kx)} - \frac{\hat{p}_-}{\rho_0 c} e^{j(\omega t + kx)} \Big|_{x=0} = 0$$

$$v(x,t)\Big|_{x=0} = \left[\frac{\hat{p}_+}{\rho_0 c} - \frac{\hat{p}_-}{\rho_0 c}\right] e^{j\omega t} = 0$$

$\downarrow$

ez egy egységnyi forgó vektor ami soha sem nulla

Mikor nulla? Ha $\hat{p}_+ = \hat{p}_-$ ideális merev falnak ütközve

ugyanaz a hangnyomáshullám jön vissza, Jobb amplitudó ugyanaz.

A részecskesebesség hullám

(A hullám sebessége) ellentétes fázisban jön vissza

$$p = \left[\hat{p} e^{-jkx} + \hat{p} e^{jkx}\right] e^{j\omega t} = \hat{p}\left[\cos kx - j\sin kx + \cos kx + j\sin kx\right] e^{j\omega t}$$

$$p = 2\hat{p} \cos kx \, e^{j\omega t} = p(x,t)$$

$x=0$ $\quad p = 2\hat{p}\, e^{j\omega t}$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x = k \cdot x = \frac{\pi}{2} \rightarrow x = \frac{\lambda}{4}$$

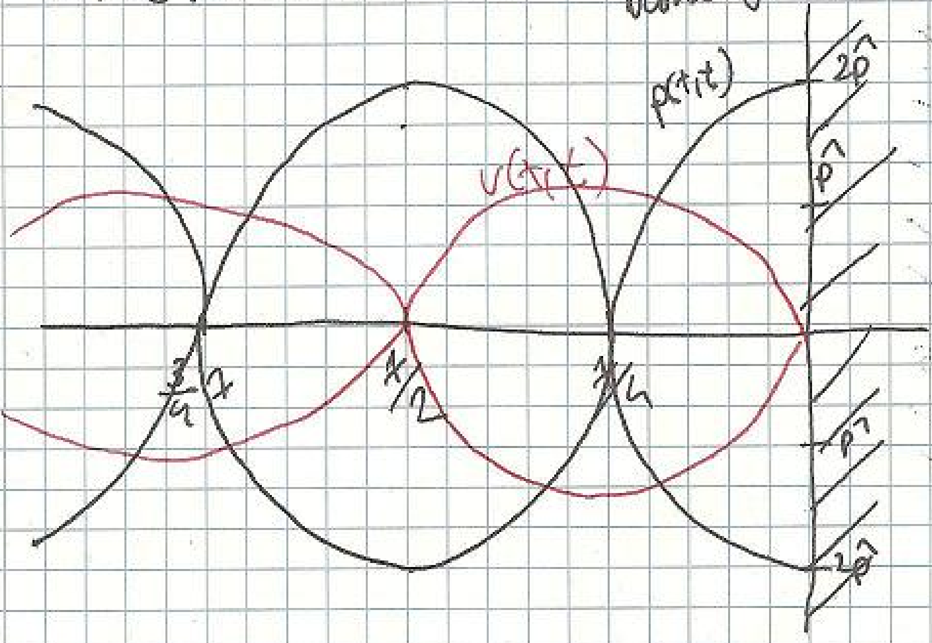
Hullámhossz/4-nél $p = 0$

$k \cdot x = \pi$ $\quad x = \frac{\lambda}{4}$

$p = -2\hat{p}$

$x = \frac{3 \cdot \lambda}{4}$ $\quad p = 0$

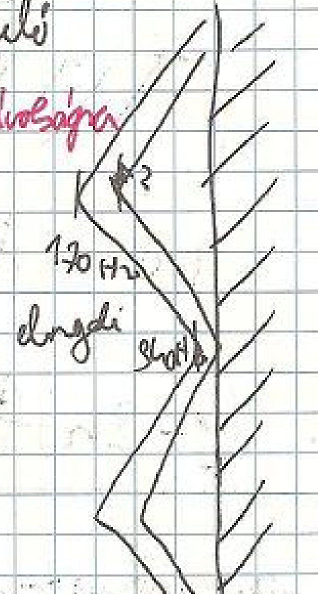
2008. [illegible] 10. 01. #12



SÜKETSZOBA = SZABADTERŰ SZOBA

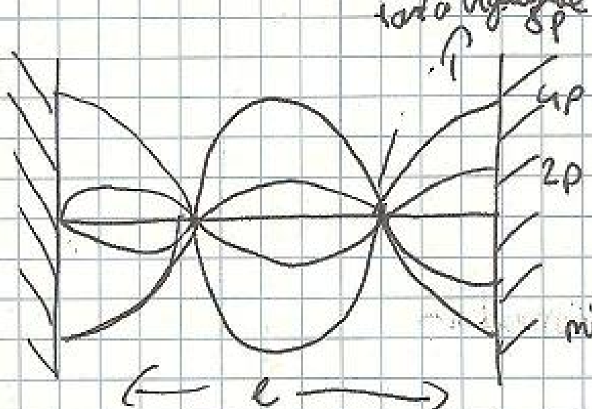
Hangelnyelő

A faltól $\lambda/4$ távolságra kell rakni



170 Hz $\quad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{340\ m/s}{170\ Hz} = 2m$

REZONANCIA: nem állóhullám



gerjesztő frekvencia = a sajátfrekvenciával

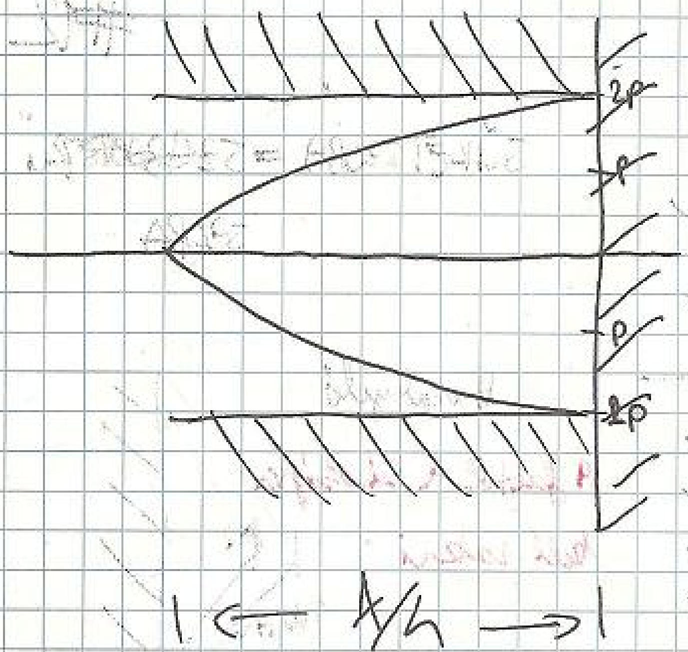
=> akkor van rezonancia

mindkét fal ideálisan merev

Ha a gerjesztő jel ilyen szerencsétlenül verődik vissza (sajátfrekvencia) akkor minden "ütemben" visszaverődik + jön a következő gerjesztőjel végtelen időben végtelen amplitudó => ez a rezonancia

akkor van rezonancia

$l = 2n\frac{\lambda}{4}$



$$(1+2n)\frac{\lambda}{4} = l$$

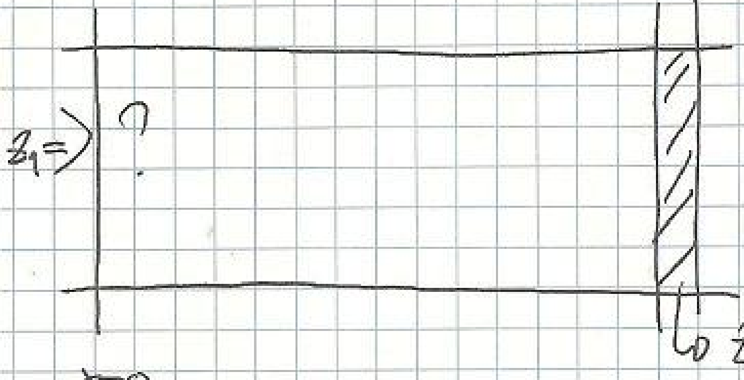
HANGNYOMÁSSZINT, REFERENCIASZINTEK, REZONANCIÁK

JÖVŐ SZERDÁN ZH

1 ~~▮~~ k ω + rezonanciafeltételek

L_p L_I L_w + p_0 + dB összeadás

2008.[redacted].10.1 #13



$$\left.\frac{p}{v}\right|_{x=0} = Z_1 \qquad \left.\frac{p}{v}\right|_{x=l} = Z_2$$

$$p = \hat{p}_+ e^{j(\omega t - kx)} + \hat{p}_- e^{j(\omega t + kx)}$$

$$v = \frac{\hat{p}_+}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t - kx)} - \frac{\hat{p}_-}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t + kx)}$$

$$\frac{p}{v} = \frac{\left(\hat{p}_+ e^{-jkx} + \hat{p}_- e^{+jkx}\right) e^{j\omega t}}{\left(\hat{p}_+ e^{-jkx} - \hat{p}_- e^{+jkx}\right) e^{j\omega t}} \cdot \rho_0 c$$

$$\frac{p}{v} = \rho_0 \cdot c \, \frac{1 + \frac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+} e^{j2kx}}{1 - \frac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+} e^{j2kx}} = \rho_0 \cdot c \, \frac{1 + r e^{j2kx}}{1 - r e^{j2kx}} = Z_2$$

$\dfrac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+}$ = milyen arányban verődik vissza $= r$ [redacted] reflexiós tényező

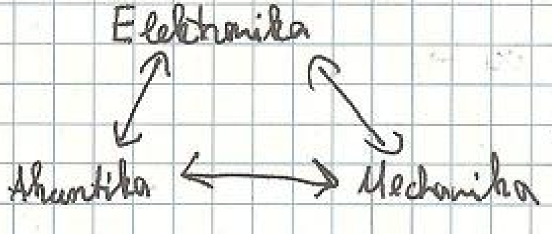
$$\boxed{r = \frac{Z_r - \rho_0 c}{Z_r + \rho_0 c} e^{-j2k\ell}}$$

2008.10.08

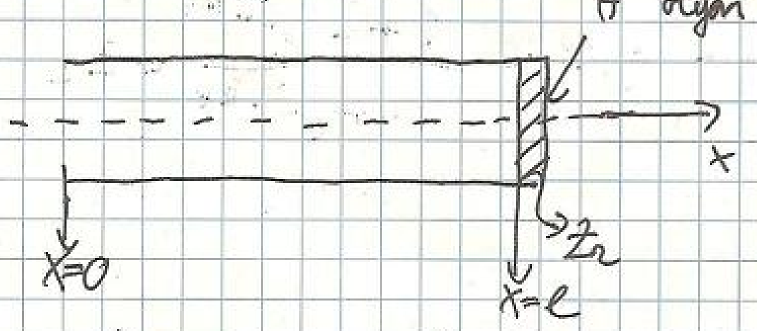
p_{stat} 1014 hPa $= 10^5$ Pa

p_0 $2 \cdot 10^{-5}$ Pa nem ugyanaz!!!

FÜGGETLEN, SZINUSZOS MIT HOGY??



A olyan kicsi hogy nincs keresztirányú terjedés



$\rightarrow \hat{p}_+$ $\hat{p}_-$ $\leftarrow$

$\hat{v}_+$ — $\hat{v}_-$

$$z = \frac{p}{v} = \frac{\hat{p}_+ e^{-jkx} + \hat{p}_- e^{jkx}}{\frac{1}{\rho_0 c} \hat{p}_+ e^{-jkx} - \frac{1}{\rho_0 c} \hat{p}_- e^{jkx}}$$

2008.10.08 #14

reflexiós tényező $\frac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+} = r$

$$z = \varrho_0 \cdot c \frac{1 + \frac{\hat{p}_- e^{jkx}}{\hat{p}_+ e^{-jkx}}}{1 - \frac{\hat{p}_- e^{jkx}}{\hat{p}_+ e^{-jkx}}} = \varrho_0 \cdot c \frac{1 + r e^{2jkx}}{1 - r e^{2jkx}} \Bigg|_{x=l} = z_2$$

$$\varrho_0 \cdot c \left(1 + r e^{j2kl}\right) = z_2 \left(1 - r e^{j2kl}\right)$$

$$\varrho_0 \cdot c + \varrho_0 c r e^{j2kl} = z_2 - z_2 r e^{j2kl}$$

$$r = \frac{z_2 - \varrho_0 \cdot c}{z_2 + \varrho_0 \cdot c} \cdot e^{-j2kl}$$ ← fázis miatt van az ead

rendes levezetés

$x = 0$-ban és r kifejezésének behelyettesítése után

$$z\big|_{x=0} = z_1 = \varrho_0 \cdot c \frac{1 + \frac{z_2 - \varrho_0 \cdot c}{z_2 + \varrho_0 \cdot c} e^{-j2kl} \cdot e^{j2kx}}{1 - \frac{z_2 - \varrho_0 \cdot c}{z_2 + \varrho_0 \cdot c} e^{-j2kl} \cdot e^{j2kx}} \Bigg|_{x=0} =$$

$$= \varrho_0 c \frac{z_2 + \varrho_0 c + (z_2 - \varrho_0 \cdot c) e^{-j2kl}}{z_2 + \varrho_0 c - (z_2 - \varrho_0 \cdot c) e^{-j2kl}} = \varrho_0 \cdot c \frac{(z_2 + \varrho_0 c) e^{jkl} + (z_2 - \varrho_0 c) e^{-jkl}}{(z_2 + \varrho_0 c) e^{jkl} - (z_2 - \varrho_0 c) e^{-jkl}}$$

$$= \varrho_0 c \frac{\left[(z_2 + \varrho_0 c)(\cos kl + j \sin kl)\right] + \left[(z_2 - \varrho_0 c)(\cos kl - j \sin kl)\right]}{\left[(z_2 + \varrho_0 c)(\cos kl + j \sin kl)\right] - \left[(z_2 - \varrho_0 c)(\cos kl - j \sin kl)\right]} =$$

$$\varrho_0 C \frac{\left[Z_2 \cdot \cos kl + \varrho_0 C \cos kl + jZ_2 \sin kl + j\varrho_0 C \sin kl\right] + \left[\text{a másik fele is benne van}\right]}{\left[Z_2 \cos kl + \varrho_0 C \cos kl + jZ_2 \sin kl + j\varrho_0 C \sin kl\right] - \left[\text{a másik fele}\right]} =$$

$$= \varrho_0 \cdot C \frac{\cancel{2} Z_2 \cos kl + \cancel{2} j \varrho_0 C \sin kl}{\cancel{2} \varrho_0 \cdot C \cos kl + \cancel{2} j Z_2 \sin kl} =$$ egyszerűsítünk $\cos kl$-el

$$\boxed{= \varrho_0 \cdot C \frac{Z_2 + j\varrho_0 \cdot C \,\mathrm{tg}\, kl}{\varrho_0 C + j Z_2 \,\mathrm{tg}\, kl} = Z_1}$$

$l = \frac{\lambda}{2}$ $kl = \pi$

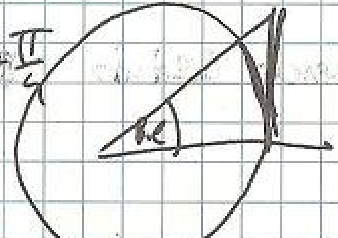
$l = \frac{\lambda}{4}$ $k \cdot l = \frac{\pi}{2}$

$l = \frac{\lambda}{2}$ $Z_1 = Z_2$

$l = \frac{\lambda}{4}$ $Z_1 = \frac{\varrho_0 C^2}{Z_2} \Rightarrow \sqrt{Z_1 \cdot Z_2} = \varrho_0 C$

$l < \frac{\lambda}{8}$ kis méretű: rövid hullámvezető

$k \cdot l = \frac{\pi}{4}$



ha $l < \frac{\lambda}{8}$ $\mathrm{tg}\, kl \approx k \cdot l$

$$\boxed{\varrho_0 \cdot C \frac{Z_2 + j\varrho_0 C\, kl}{\varrho_0 \cdot C \; j Z_2\, kl}}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial (A \cdot x)}{\partial t} = A \frac{\partial x}{\partial t} = A \cdot v = q \quad \text{térfogatsebesség}$$

fele $A \cdot v$

#15

$$\frac{p}{A \cdot v} = \frac{p}{q} = Z_a$$ akusztikai impedancia

NAGY Z kis a

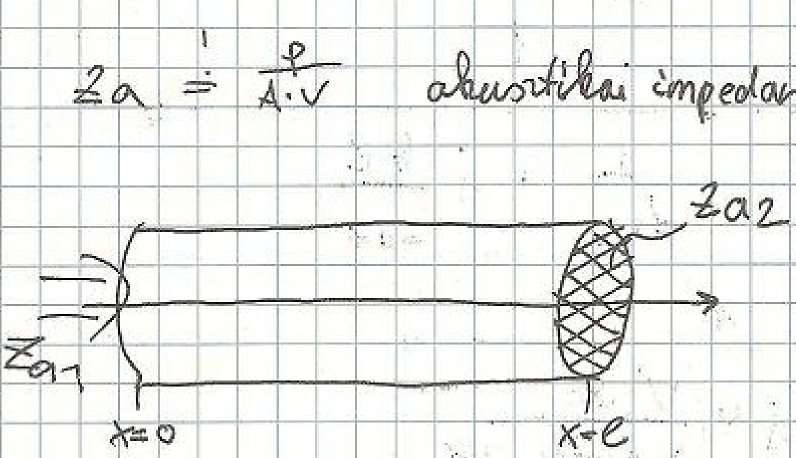
$$\frac{1}{A} \cdot \frac{p}{v} = \frac{z}{A}$$ $\frac{\text{specifikus impedancia}}{\text{felület}}$

$p A v = F \cdot v = P$ teljesítmény

2008.10.10.

Mostantól nem tekintünk el a hullám szélességétől, egy kalátroott vastagságú hullámvezetőben számítunk.

$$Z_a \doteq \frac{p}{A \cdot v}$$ akusztikai impedancia



Z_{a2}-vel lezárt csőnek mekkora a bemenő Z_{a1} akusztikai impedanciája?

$$Z_1 = S_0 \cdot c \frac{Z_2 + j S_0 c\, k \cdot l}{S_0 \cdot c + j Z_2\, k \cdot l} = S_0 c \frac{\frac{Z_2}{A} + j \frac{S_0 \cdot c}{A} \cdot k l}{\frac{S_0 c}{A} + j \frac{Z_2}{A} \cdot k \cdot l}$$ beosztjuk A-val

$$Z_{a1} = \frac{Z_1}{A} \qquad Z_{a2} = \frac{Z_2}{A}$$ $\boxed{Z_{a0} = \frac{S_0 \cdot c}{A} \Rightarrow \text{hullámimpedancia}}$

$$Z_{a1} = Z_{a0} \frac{Z_{a2} + j Z_{a0}\, k \cdot l}{Z_{a0} + j Z_{a2}\, k \cdot l}$$

Z_{a2} lehet frekvenciafüggő, Z_{a0} nem!

Feltételezés $Z_{a2} \gg Z_{a0}$ vagy $Z_{a2} \ll Z_{a0}$

1) $Z_{a2} \ll Z_{a0}$ [szabadon hagyott csővég] $\quad l < \frac{\lambda}{8}$

$$Z_{a1} = \cancel{Z_{a0}} \frac{Z_{a2} + j Z_{a0}\, k \cdot l}{\cancel{Z_{a0}}} = Z_{a2} + j \frac{\rho_0 c}{A} \frac{\omega}{c} \cdot l =$$

bevezetjük $\frac{A}{A}$-val

$$Z_{a2} + j\omega \frac{\rho_0 \cdot l A}{A^2} = Z_{a2} + j\omega \frac{m}{A^2}$$

m – csőbe zárt levegő tömeg

$$\boxed{\frac{m}{A^2} = \text{akusztikai tömeg} \quad m_a}$$

akusztikai induktivitás $= j\omega m_a$

$$\boxed{\frac{\rho_0 l A}{A^2} = \frac{\rho_0 l}{A} = m_a}$$

2) $Z_{a2} \gg Z_{a0}$ [merev lappal lezárt csővég]

$$Z_{a1} = Z_{a0} \cdot \frac{Z_{a2}}{Z_{a0} + j Z_{a2}\, k \cdot l} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{a2}} + j \frac{k l}{Z_{a0}}} =$$

$$Z_{a1} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{a2}} + j \frac{\omega l A}{c \rho_0 c}} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{a2}} + j\omega \frac{V \rho_0}{K_{\text{politikus}}\, \rho_0}} =$$

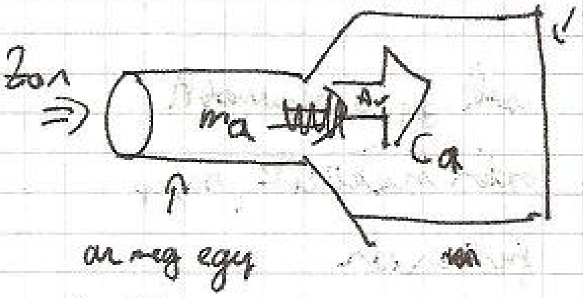
C_a – akusztikai kapacitás

$$Z_{a1} = \frac{1}{\frac{1}{Z_a} + j\omega C_a} = Z_{a2} \times \frac{1}{j\omega C_a}$$

$$\boxed{C_a = \frac{V}{K_{\text{polit}}}}$$

2008.10.10 #16

ZWACK féle fütyülős barack üveg



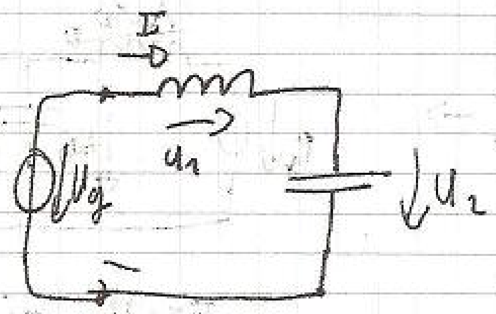
Helmholtz-rezonátor

$$Z_{an} = j\omega m_a + \frac{1}{j\omega C_a} = \frac{1-\omega^2 m_a C_a}{j\omega C_a} = \frac{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{j\omega C_a}$$

$$\frac{1}{\sqrt{m_a C_a}} = \omega_0 \qquad \text{ha } \frac{\omega}{\omega_0} = 0 \text{ akkor rezonál}$$

Különböző méretű csövekkel és üregekkel lehet hangolni. Ha energiaelnyelőt teszünk az üregbe akkor csillapítani tudunk az adott frekvencián. Ha különböző méretűek a lyukak akkor széles frekvenciatartományban tudunk hangelnyelni.

$$\frac{U}{I} = Z = \frac{1}{j\omega C} + j\omega L$$



$U_g = U_1 + U_2$

$P_{hinti} = P_1 + P_2$

$$Z_a = \frac{p}{A \cdot v}$$

HELMHOLTZ REZONÁTOR = SOROS REZGŐKÖR

$Z_{a0} = \frac{\rho_0 \cdot c}{A}$

$$Z_{a2} \begin{cases} \frac{1}{j\omega C_a} \\ j\omega m_a \end{cases}$$

$\omega_{max} = \frac{c}{\ell}$ $\omega_{min} \gg \frac{A}{j C_a \rho_0 c}$

csak gyors folyamatok esetén működik, nagy frekvenciákon.

itt működik a dolog

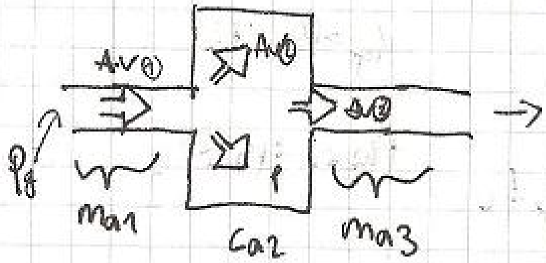
ω_{min} (levezetésből jön) $\omega_{max} \left(\frac{\lambda}{8}\right)$

Ha $Z_{a2} \gg \frac{\rho_0 \cdot c}{A_1}$

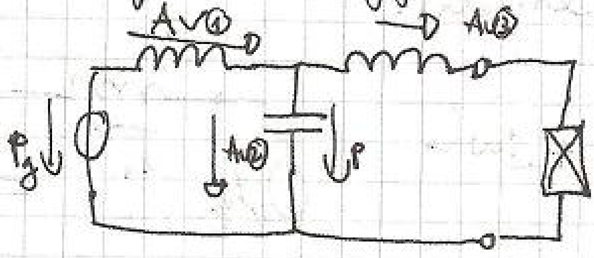
$j\omega m_a \gg \frac{\rho_0 \cdot c}{A_1}$

$\omega \gg \frac{\rho_0 \cdot c}{A_1 m_a}$

TFH teljesül a méretfeltétel és az ugrások is nagyok



→



Folyik a térfogatsebesség az induktivitásban

Akusztikai aluláteresztő szűrő

2008.10.15 #17

AKUSZTIKAI TERVEZÉS MATEMATIKAI MÓDSZEREI

JÖVŐ SZERDÁN NAGY ZH

- KONCENTRÁLT PARAMÉTERŰ RENDSZEREK
- HULLÁMEGYENLET MEGOLDÁSÁT HASZNÁLNI KELL
- MINDEN AMI EGYDIMENZIÓS HULLÁMTERJEDÉS

KISZH TANULSÁG

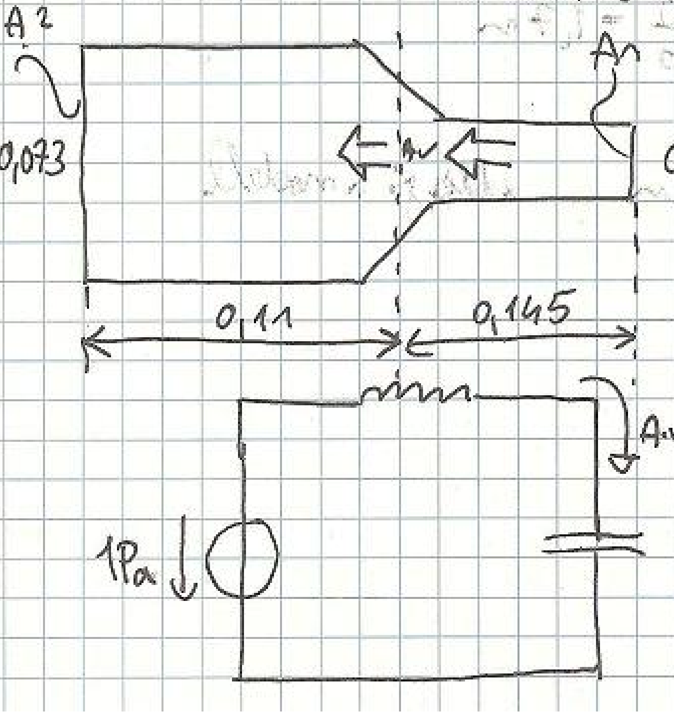
a) két 70dB hangnyomású egymástól független véletlen jelet előállító hangforrás. 73dB

b) két 70dB hangnyomású azonos hangnyomású és fázisú szinuszos hangforrás 76dB

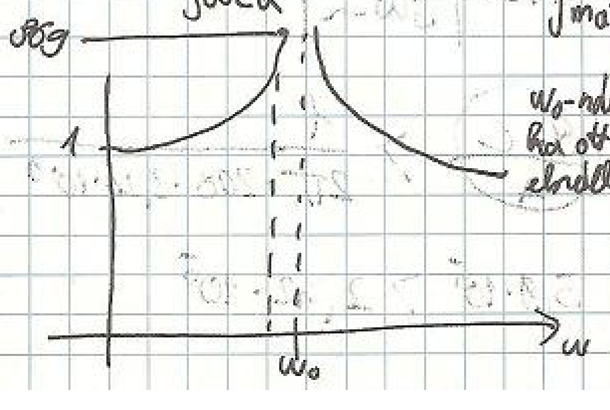
c) egy 70 és egy 80dB hangnyomású egymástól független véletlen jelet előállító hangforrás 80dB

d) egy 70 és egy 80dB hangnyomású ellentétes fázisú hangforrás 80dB

A kísérletező nyakrésszel nem tudunk mit kezdeni



$$Z_{a_{be}} = j\omega m_a + \frac{1}{j\omega C_a} = \frac{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{j\omega C_a} \qquad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_a C_a}}$$



ω_0-nál végtelen ha ott vizsgálódunk elszáll a program

$$A_1 = \frac{d_1^2 \pi}{4} = 7{,}07 \cdot 10^{-4}\ m^2$$

$$A_2 = \frac{d_2^2 \pi}{4} = 4{,}19 \cdot 10^{-3}\ m^2$$

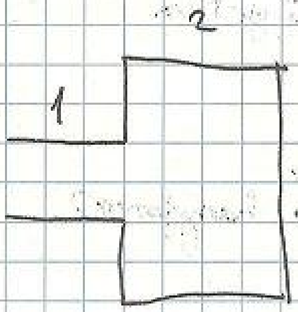
$$l_1 = 0{,}145\ m$$

$$l_2 = 0{,}11\ m$$

$$m_a = \frac{\rho_0 \cdot l_1}{A_1} = 252\ \frac{kg}{m^4}$$

$$C_a = \frac{V}{\kappa \cdot p_{stat}} = \frac{l_2 A_2}{1{,}4 \cdot 10^5} = 3{,}29 \cdot 10^{-9}\ \frac{m^4 s^2}{kg}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_a \cdot C_a}} = 174{,}8\ Hz$$



1, 1-es elem induktivitás-e?

$$l < \frac{\lambda}{8} \qquad \lambda\Big|_{200\,Hz} = \frac{340}{200} = 1{,}7\ m$$

$$\frac{\lambda}{8} \approx \frac{1{,}6}{8} = 0{,}2\ m \qquad \text{eddig jó a modell}$$

2, $$Z_{a0_1} > \left| \frac{1}{j\omega C_a} \right|$$

$$\frac{\rho_0 \cdot c}{A} > \frac{1}{2\pi \cdot 200 \cdot 3{,}29 \cdot 10^{-9}}$$

$$5{,}9 \cdot 10^5 > 2{,}42 \cdot 10^5$$

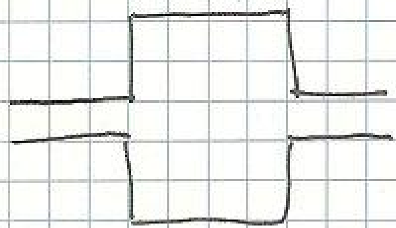
2008.10.15 #18

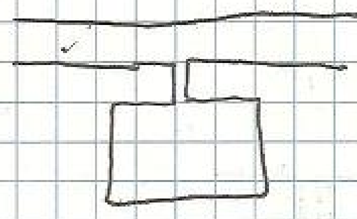
Z_{a1} ? $\frac{\rho_0 \cdot c}{A_2}$

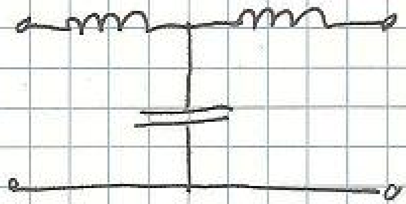
100 – 200 Hz-ig jó a modell

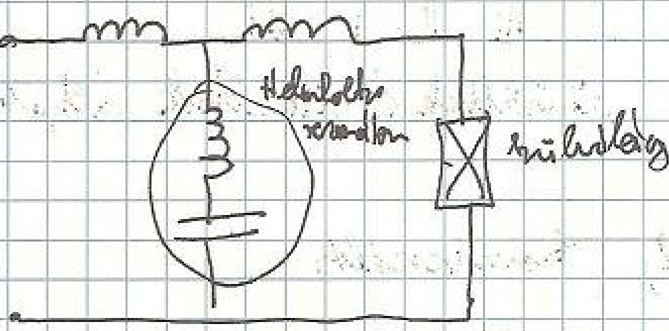
PÉLDA #2

KIPUFOGÓ





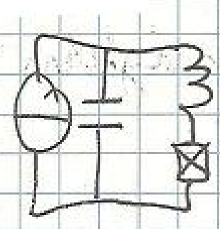


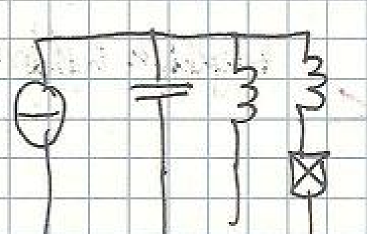


FÜLHALLGATÓ + FÜL

membrán

nem jól illesztett fülh





2008. 10. 17.

longitudinális hullámterjedés

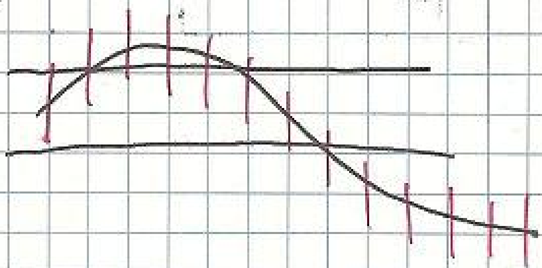
Mechanika

a fázissíkok

1, longitudinális

sűrűsödések és ritkulások váltják egymást

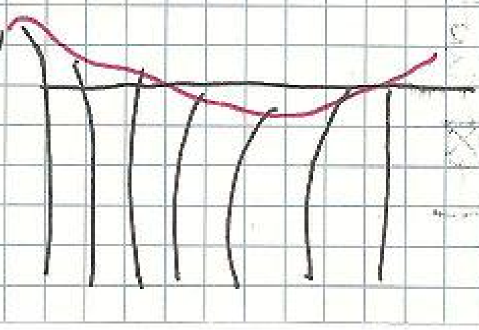
2, transzverzális



3, hajlítóhullám

a fázissíkok elfordulnak

4, Rayleigh hullám

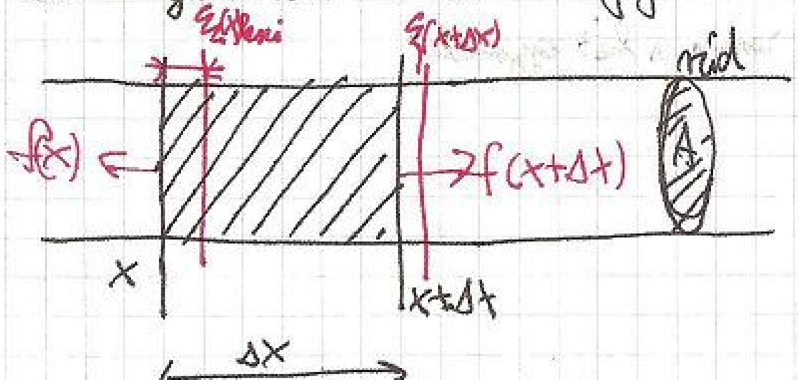


Két irányban végtelen tér

pl. talaj

2008.10.17 #19

Csak longitudinális hullámokkal foglalkozunk



A próbaszegmens amely mozdul. Ennek mértéke ξ

$$\boxed{\sigma = \varepsilon \cdot E}$$

$$\sigma = \frac{f}{A}$$

$$\varepsilon = \frac{\xi(x+\Delta x) - \xi(x)}{\Delta x}$$ relatív nyúlás

E = rugalmassági modulus [Young modulus]

E acél	$2{,}1 \cdot 10^{11}$	Pa
E beton	10^{10}	Pa
E fa	10^{9}	Pa

$$\frac{f}{A} = E \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

$$\boxed{f = A \cdot E \frac{\partial \xi}{\partial x}}$$

a két alapösszefüggés amiből levezetem + az órán

Két erő hat

$$\boxed{\Sigma f = m \cdot a}$$

$$f(x+\Delta x) - f(x) = \underbrace{A\,\Delta x \cdot \rho}_{m}\; \underbrace{\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}}_{a}$$ a kitérés második parciális deriváltja

$$\underbrace{\frac{f(x+\Delta x) - f(x)}{\Delta x}}_{\frac{\partial f}{\partial x}} = A\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

$$f = A E \frac{\partial \xi}{\partial x} \Bigg| \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = A \cdot E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$ egyenlővé teszem a két egyenletet

$$A \cdot E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = A \rho \frac{\partial \xi^2}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0$$

ugyanolyan mint a hangtér hullámegyenlet $p = \xi$ helyettesítéssel

$$c_e = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

$c_{e\,acél} = 5200\,m/s$

és frekvenciafüggő

$$\boxed{\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{E}{\rho}}\right)^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0}$$

$$\xi(x,t) = \xi\left(t - \frac{x}{c_e}\right)$$ megoldása az egyenletnek

$$\xi(x,t) = \xi\, e^{j(\omega t - k_e x)}$$

$$k_e = \frac{\omega}{c_e} = \frac{\omega_0}{\sqrt{\frac{E}{\rho}}} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{E}}$$

2008.10.17 #20

$$Z_a = \frac{p}{A\cdot v} = \frac{p}{q}$$

$$z = \frac{p}{v}$$

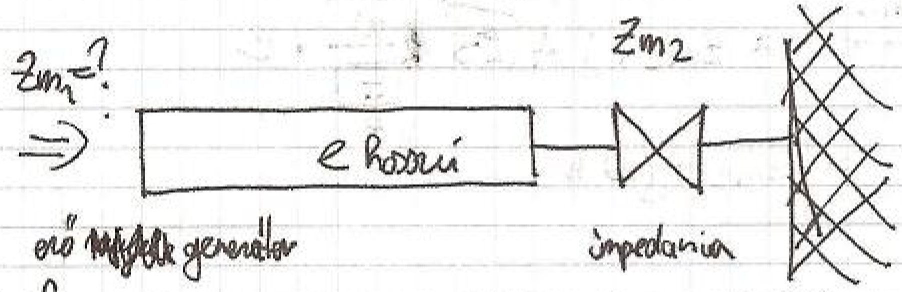
Mechanikában

f

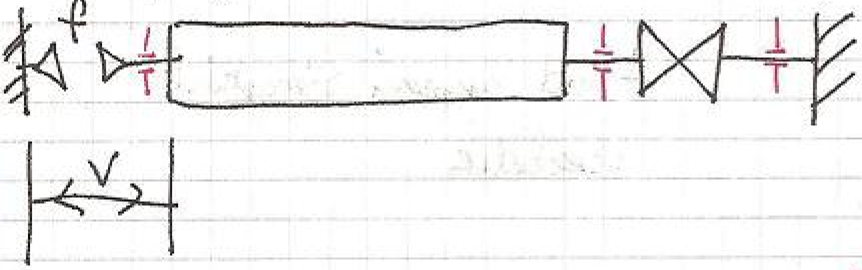
ξ

$$Z_m \overset{!}{=} \frac{f}{v}$$ Mechanikai impedancia

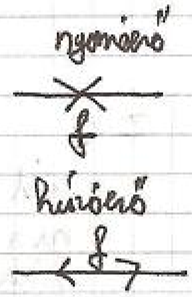
$$P_m = f\cdot v$$



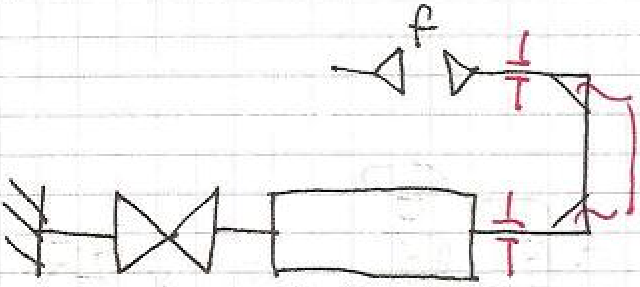
végtelen tömegű fal



dinamikus sebességkomponens jelölése



súrlódásmentes csapágy, a sok × irányú kitérés kiiktatása érdekében. Nem hajlik meg a rúd



szögtartó kapcsolat

Egységnyi f erővel gerjesztett rúd bemenetén mekkora Z_{m1} impedanciát látunk

$$Z_{a1} = Z_{a0}\,\frac{Z_{a2} + jZ_{a0}\,\mathrm{tg}\,kl}{Z_{a0} + jZ_{a2}\,\mathrm{tg}\,kl}$$ akusztikában

$$Z_{a0} = A\cdot\rho_0\cdot c$$

$$Z_{m1} = Z_{m0}\,\frac{Z_{m2} + jZ_{m0}\,\mathrm{tg}\,kl}{Z_{m0} + jZ_{m2}\,\mathrm{tg}\,kl}$$ mechanikában

$l < \frac{\lambda}{8} \Rightarrow tg\, kl \approx kl$

$$Z_{m1} = Z_{m0} \frac{Z_{m2} + jZ_{m0}\, kl}{Z_{m0} + jZ_{m2}\, kl} \qquad Z_{m0} = A\sqrt{E\rho}$$

1) $Z_{m2} \ll Z_{m0}$

$$Z_{m1} = Z_{m0} \frac{Z_{m2} + j Z_{m0}\, k \cdot l}{Z_{m0}} = Z_{m2} + j \overbrace{A\sqrt{E\rho}}^{Z_{m0}} \overbrace{\frac{\omega}{\sqrt{\frac{E}{\rho}}}}^{k} \cdot l$$

$$Z_{m1} = Z_{m2} + j\omega \underbrace{A \cdot \rho \cdot l}_{\text{tömeg}} = Z_{m2} + j\omega m$$

$Z_m\big|_{\text{rúd}} = j\omega m$ — A rúd egyszerű tömegként viselkedik

ha a lezáró impedancia sokkal kisebb

2) $Z_{m2} \gg Z_{m0}$

$$Z_{m1} = Z_{m0} \frac{Z_{m2} + 0}{Z_{m0} + jZ_{m2}\, k \cdot l} =$$

$$Z_{m1} = Z_{m2} \times \frac{Z_{m0}}{jk \cdot l} = Z_{m2} \times \frac{A\sqrt{E\rho}\,\sqrt{\frac{E}{\rho}}}{j\omega\, l} = Z_{m2} \times \frac{A \cdot E}{l} \cdot \frac{1}{j\omega}$$

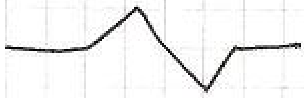
$$\frac{l}{A \cdot E} = \boxed{C_m = \frac{l \cdot \varepsilon}{AE \cdot \varepsilon} = \frac{\Delta x}{\Delta \sigma} = \frac{\Delta x}{f}}$$ rugóengedékenység

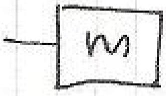
$$Z_{m1} = Z_{m2} \times \frac{1}{j\omega C_m}$$

2008.10.17

ideális rugó

$$\frac{f}{v} = \frac{1}{j\omega C_m}$$



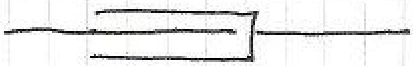


tömeg

~~Felírtam az impedanciát és a kapcsolata~~

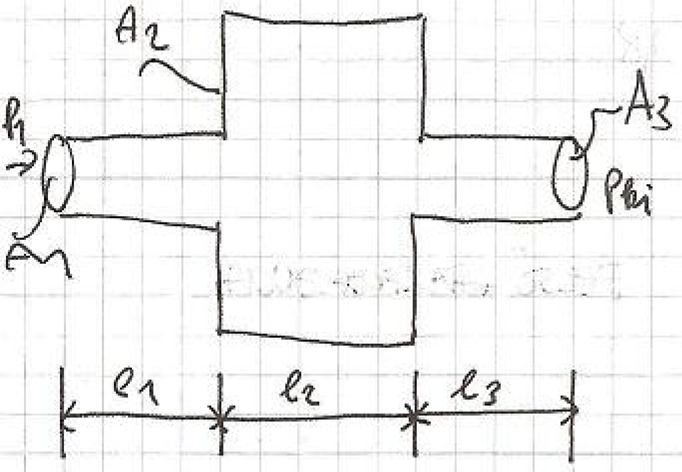
ellenálló

$$\frac{f}{v} = z_m = r$$



2008.10.18 #22

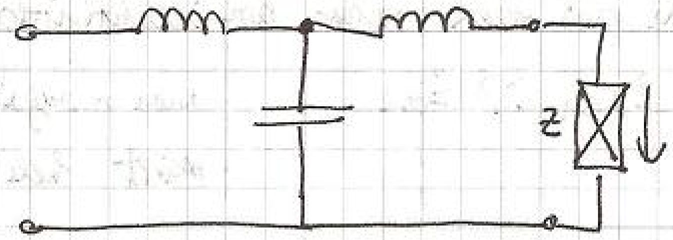
KIPUFOGÓ



1, melyik frekvenciatartományban használható a villamos helyettesítő kép

2, $p_1 \longrightarrow p_{ki}$

Először az utolsó elemről döntöm el hogy micsoda.
Az utsó elem induktivitás mert egy oldalánál kisebb majdnem nulla impedanciával van lezárva



	1	2	3	
l	0,8	0,5	0,6	m
A	$9\cdot10^{-4}$	$225\cdot10^{-4}$	$4\cdot10^{-4}$	m^2
m_a	1090	—	1850	kg/m^4
C_a	—	$8{,}04\cdot10^{-8}$	—	$\frac{m^4 s^2}{kg}$
Z_a	$4{,}67\cdot10^{5}$	$1{,}87\cdot10^{4}$	$1{,}05\cdot10^{6}$	

$$m_a = \frac{\rho_0 l}{A} = \left(\frac{\rho_0 l A}{A^2}\right) \quad \left[\frac{kg}{m^4}\right] \qquad \rho_0 = 1{,}23\, kg/m^3$$

$$C_a = \frac{V}{\kappa \cdot p_{stat}} = \frac{l_2 \cdot A_2}{1{,}4\cdot10^{+5}} = \left[\frac{m^4 s^2}{kg}\right]$$

Hallható tartományban 10,100,100 az m_a és kicsi a C_a Ha nem elbontak

Most megnézzük használható-e a modell ...

Feltételek

1, $l < \lambda/8$

2, lezárás $\lessgtr$ hullámimpedancia

akkor kell $Z_{a0} = \frac{\rho_0 \cdot c}{A} = \frac{420}{A_i}$

IMPEDANCIÁK

akusztikai — specifikus — mechanikai

$$\frac{p}{A\cdot v} \underset{\cdot A}{\overset{/A}{\rightleftarrows}} \frac{p}{v} \underset{\cdot A}{\overset{/A}{\rightleftarrows}} \frac{F}{v}$$

AZ AKUSZTIKÁNAK NEM ERÉNYE A PONTOSSÁG DE 3 TIZEDESIG SZÁMOLUNK.

$l_{max} = \frac{\lambda}{8}$ Ha a legnagyobb elemre teljesül akkor a többire is.

leghosszabb cső most a 0,8 m így $l_{max} = 0{,}8$

$$l_{max} = \max(l_1, l_2, l_3)$$

$\frac{c}{f \cdot 8} = 0{,}8$ $f = \frac{340}{8 \cdot 0{,}8} = 53$ Hz FELSŐ ~~HATÁR~~FREKVENCIA

Általánosan

$$f = \frac{c}{8 \cdot \max(l_1, l_2, l_3)}$$

2, Az első elem akkor lesz induktivitás ha

a, $Z_{a01} >> Z_{a2}$ azaz a saját hullámimpedanciája sokkal nagyobb ~~kell~~ kell hogy legyen mint a lezáró impedanciája

Az utolsó elem akkor lesz induktivitás

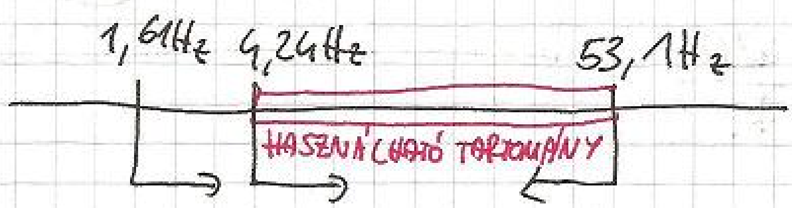
b, $Z_{a02} << Z_{a3}$

a, $4{,}67 \cdot 10^5 >> \frac{1}{\omega \cdot 8{,}04 \cdot 10^{-8}}$

$$\omega_{min} = \frac{1}{8{,}04 \cdot 10^{-8} \cdot 4{,}67 \cdot 10^5} = 26{,}6 \ \frac{rad}{s} = 4{,}24 \text{ Hz}$$

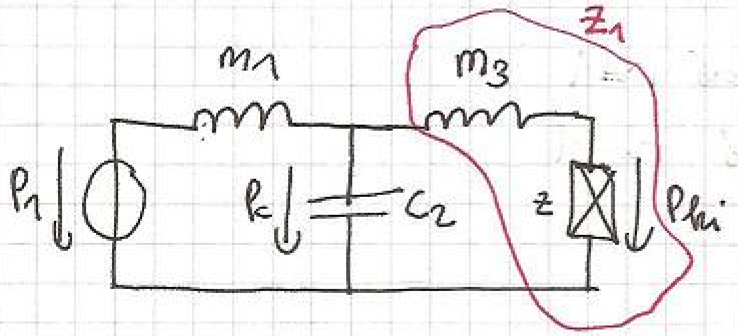
b, $1{,}87 \cdot 10^4 << \omega \cdot 1850$

$$\omega_{min} = \frac{1{,}87 \cdot 10^4}{1850} = 10{,}1 \ \frac{rad}{s} = 1{,}61 \text{ Hz}$$



$[4 - 53]$ Hz

#23



$$H = \frac{p_{ki}}{p_1}$$

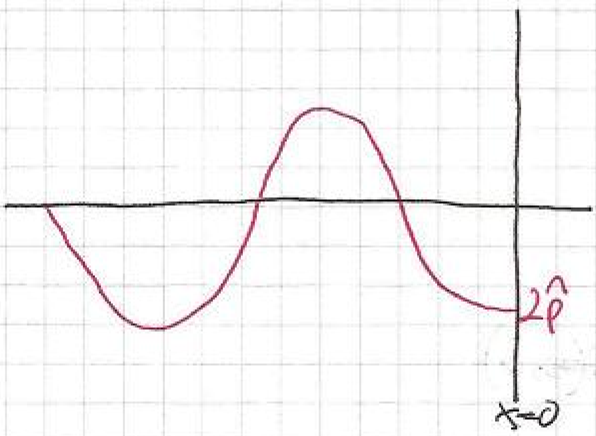
$$p_{ki} = \frac{z}{z + j\omega m_3} \cdot p_c$$

$$z_1 = j\omega m_3 + z$$

$$p_c = \frac{\frac{1}{j\omega C_2} \times z_1}{\left(\frac{1}{j\omega C_2} \times z_1\right) + j\omega m_1}$$

csak a 4 – 53 Hz-ig tartó tartományban igaz!!!

VISSZAVERŐDÉS MEREV FALRÓL



v=0 peremfeltétel

vízből → levegőbe

p=0 a peremfeltétel

a részecskesebesség duplázódik

$$p(x,t) = \hat{p}_+ e^{j(\omega t - kx)} + \hat{p}_- e^{j(\omega t + kx)}$$

$$v(x,t) = \frac{\hat{p}_+}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t - kx)} - \frac{\hat{p}_-}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t + kx)}$$

$Z = \frac{p}{v}(x,t)$ ha ez elő van írva akkor ez a peremfeltétel

$$\frac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+} := r$$

tökéletes visszaverő $r=1$

tökéletes elnyelő $r=-1$

$$c = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_{stat}}{\rho_0}} \qquad p_{stat} = 10^5$$

$$L_p = 20 \lg \frac{p}{p_0} \qquad p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$$

Példa

$$p/v = 420$$

$x=0$-ban vagyunk

$$p(x,t)\Big|_{x=0} = \left(\hat{p}_+ + \hat{p}_-\right) e^{j\omega t}$$

$$v(x,t)\Big|_{x=0} = \left(\frac{\hat{p}_+ - \hat{p}_-}{\rho_0 c}\right) e^{j\omega t}$$

$$\frac{p(x,t)}{v(x,t)} = \frac{\left(\hat{p}_+ + \hat{p}_-\right) e^{j\omega t}}{\left(\hat{p}_+ - \hat{p}_-\right) e^{j\omega t}} \cdot \rho_0 \cdot c = 420 (= \rho_0 c)$$

egyenletrendezés

$$\hat{p}_+ + \hat{p}_- = \hat{p}_+ - \hat{p}_-$$

$$r = 0$$

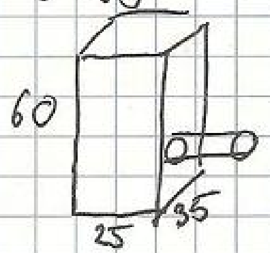
Intenzitást bármikor lehet összegezni $I_1 + I_2$

Nyomást energia szerint lehet összegezni $\sqrt{p_1^2 + p_2^2}$

Véletlen jeleknél 10-van a képletben, szinusznál 20. Így jön ki a a +3dB és a +6dB-s görbe. Attól függetlenül, hogy az intenzitásszint képletében 10lg... van a nyomásszintben pedig 20lg...

Ha $L_p = 40$ dB és síkhullám akkor L_I is 40 dB

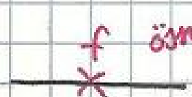
Határfrekvencia figyelembevételénél, modell működésileg, nem a legnagyobb hosszt hanem a legnagyobb MÉRETET a méretadó



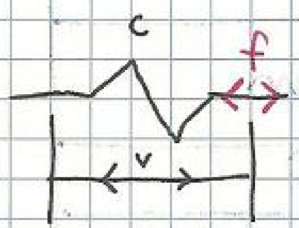
itt a 60cm az irányadó

Hátulról kezdjük a vizsgálatot az üreg kapacitás mert merev fallal van lezárva. utána ő mint lezáró Z_{a2} sokkal kisebb kell, hogy legyen mint a Z_{a01}. Akkor a reflexcső akusztikai tömeg.

MECHANIKAI ELEMEK



összenyomjuk a rudat



bifelé húzzuk a rudat

ideális rugó

kitérés mértékének jelölése

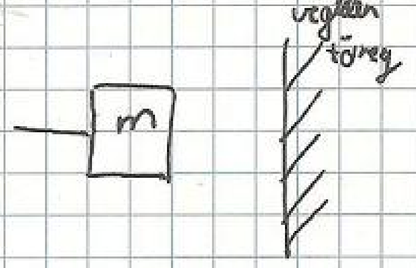
engedékenység /compliance/

$$\frac{x}{f} = c = \left(\frac{1}{k}\right)$$

keménység

$$x = \int v\,dt$$

$$\frac{x\,j\omega}{f\,j\omega} = c = \frac{v}{j\omega f} \Rightarrow \frac{f}{v} = \boxed{\frac{1}{j\omega c} = Z_m\Big|_{rugó}}$$

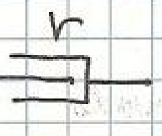


Ideális tömeg

$$f = m \cdot a$$

$$f = m \cdot j\omega \cdot v$$

$$\frac{f}{v} = \boxed{j\omega m = Z_m|_{tömeg}}$$



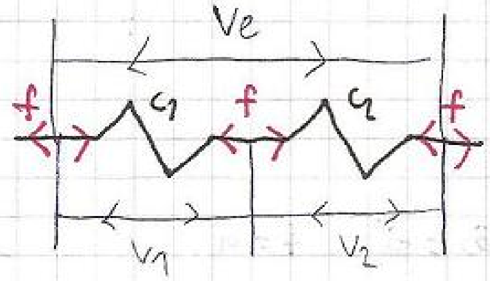
Mechanikai csillapítás

$f = r \cdot v$ (viszkózus csillapítás $= r$)

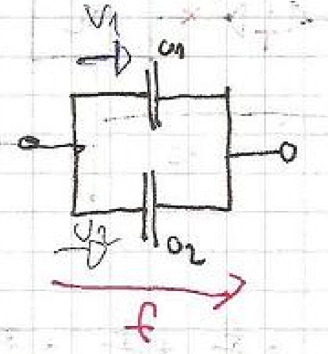
$$\frac{f}{v} = \boxed{r = Z_m}|_{csillapítás}$$

elektromosság	akusztika	mechanika
U	p	f
I	$A \cdot v = q$	v
Z	Z_a	Z_m
P	P	P
R	(r_a)	r
L	m_a	m
C	C_a	c

2008. 10. 29. #25



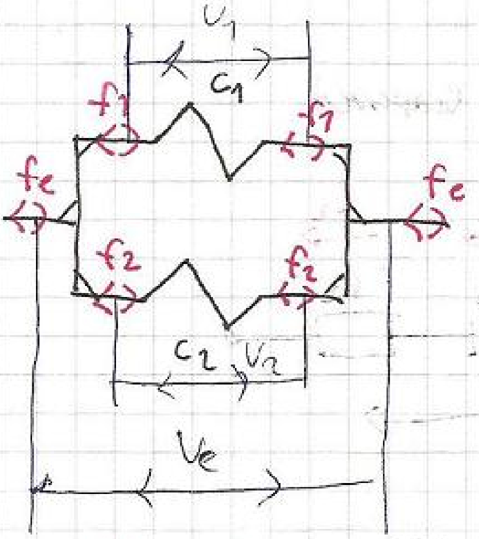
Közös erőre kapcsolt rugók $f=v$



$v_1+v_2=v_e$

$x_1+x_2=x_e$

$$c_e=\frac{x_e}{f}=\frac{x_1+x_2}{f}=\frac{x_1}{f}+\frac{x_2}{f}=c_1+c_2$$



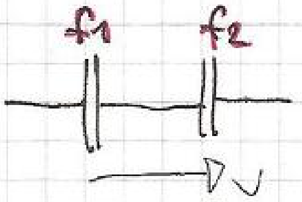
Közös sebességre kapcsolt két rugó eredő engedékenysége

$$c_e=\frac{x}{f_e}=\frac{x}{f_1+f_2}=\frac{1}{\frac{f_1}{x}+\frac{f_2}{x}}=\frac{1}{\frac{1}{c_1}+\frac{1}{c_2}}$$

$$c_e=c_1\times c_2$$

Közös gyorsulású

Közös kitérésű $v=I$

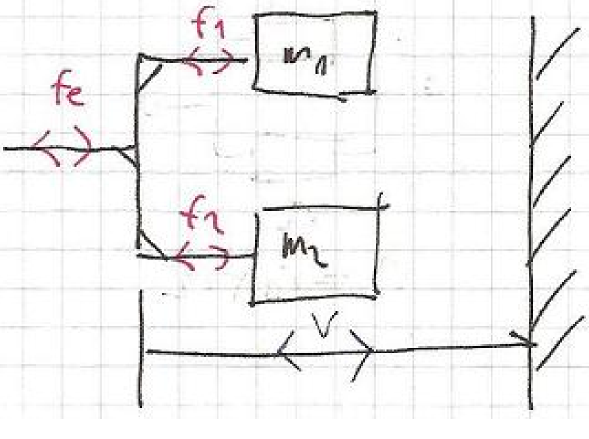


Folyik a sebesség, folyik az áram

esik az erő és esik a feszültség

2008.10.31.

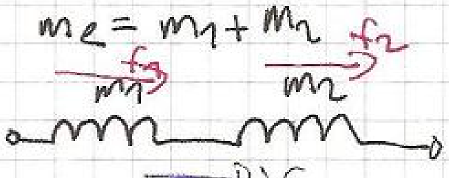
közös sebességre kapcsolt tömeg eredője



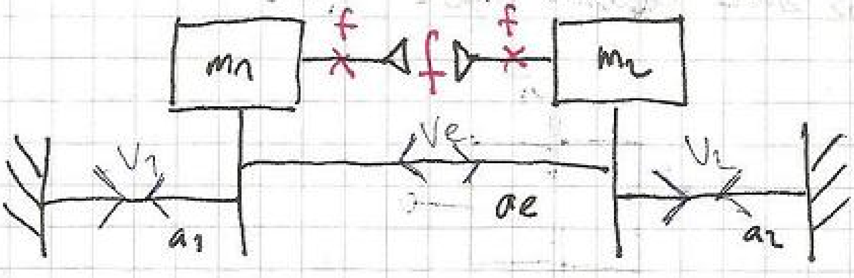
$f=m\cdot a$

$f_e=f_1+f_2=m_1\cdot a+m_2\cdot a=m_e\cdot a$

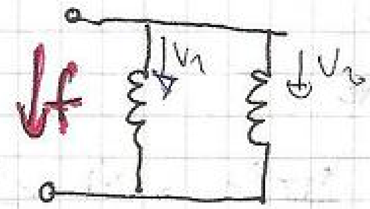
$m_e=m_1+m_2$



erőgenerátor   bármekkora terhelésnél ugyanakkora erőt állít elő



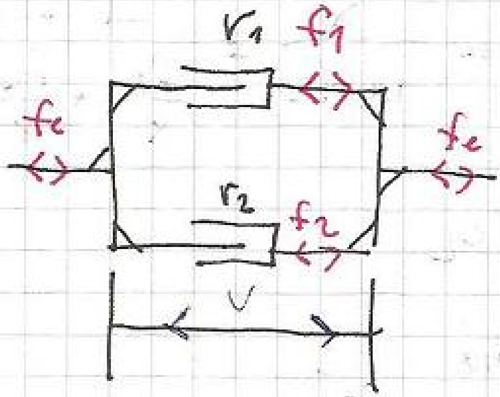
Közös erő $f = a$

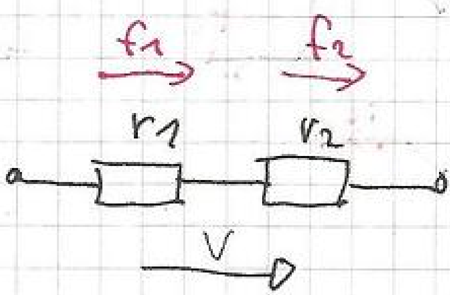


$$a_e = a_1 + a_2 = \frac{f}{m_1} + \frac{f}{m_2} = \frac{f}{m_e}$$

$$m_e = \frac{1}{\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}} = m_1 \times m_2$$

Közös sebességre kapcsolt

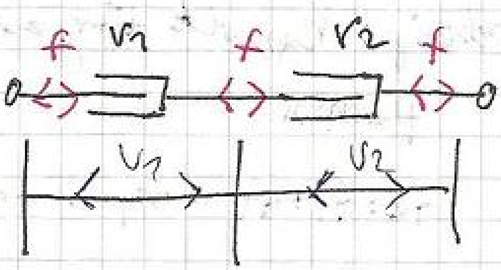


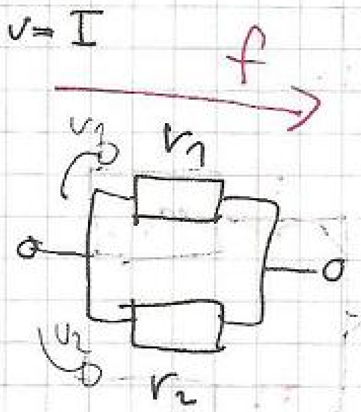


$$r_e = r_1 + r_2$$

$$f_e = f_1 + f_2 = v \cdot r_1 + v \cdot r_2$$
$$= v(r_1 + r_2) = v \cdot r_e$$

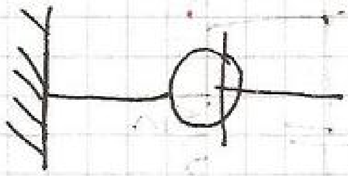
$v = I$





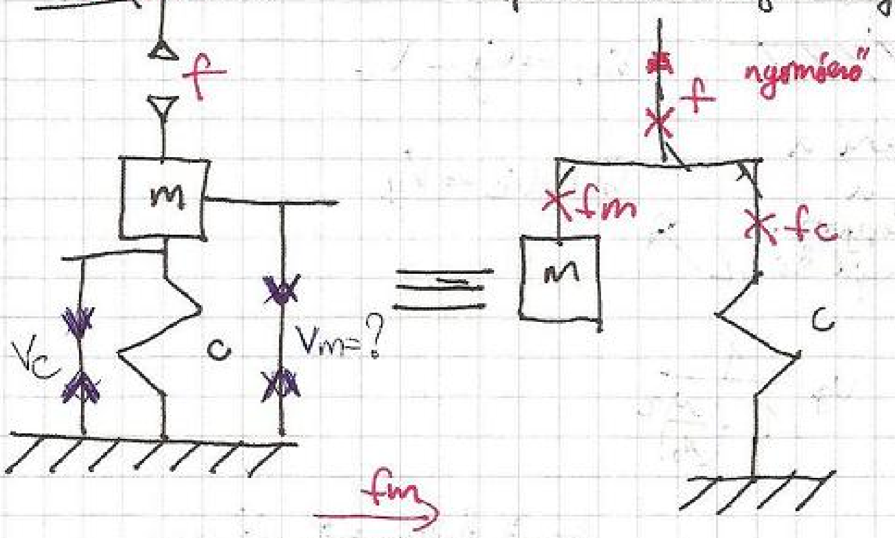
$$r_e = r_1 \times r_2$$

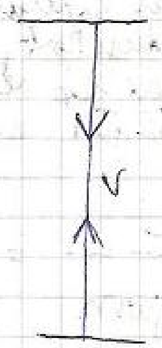
Ideális sebességgenerátor



PÉLDA

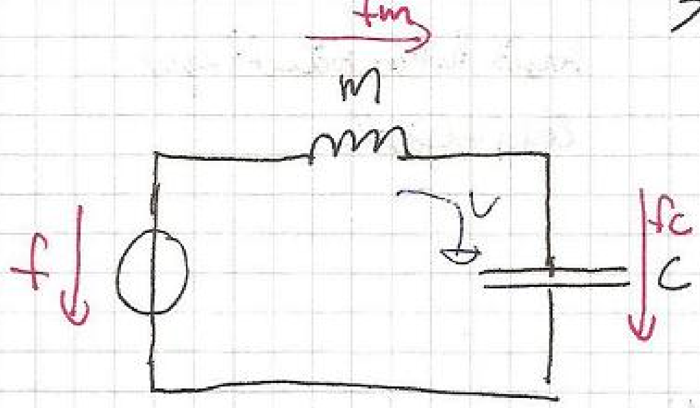
épületen belülről jövő rezgés (pl klíma)





KÖZÖS SEBESSÉGRE KAPCSOLT RENDSZER.

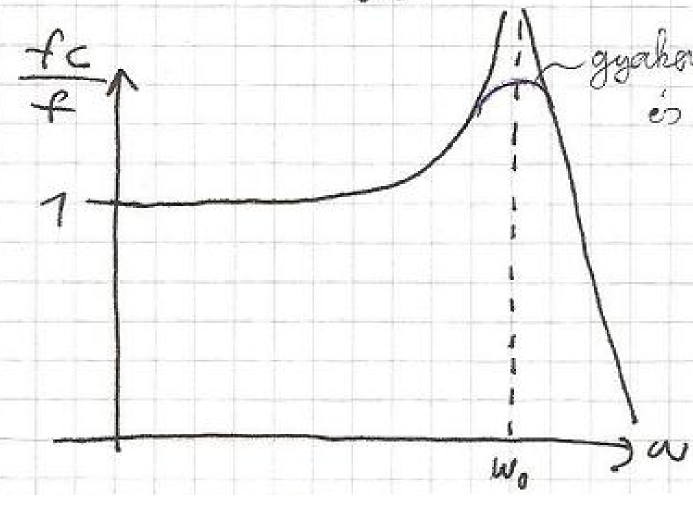
mert nem közös erő mert az erő egy része mozgatja a tömeget a másik része nyomja össze a rugót.



$$v = \frac{f}{Z_m} = \frac{f}{j\omega m + \frac{1}{j\omega c}} =$$

$$v = f\,\frac{j\omega c}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

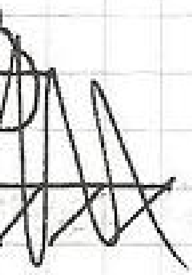
$$\frac{f_c}{f} = \frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + r} \qquad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m\cdot c}}$$

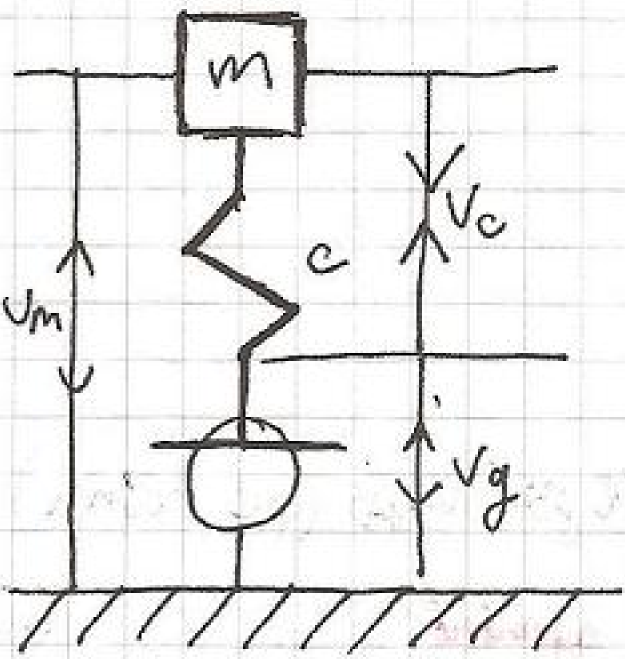


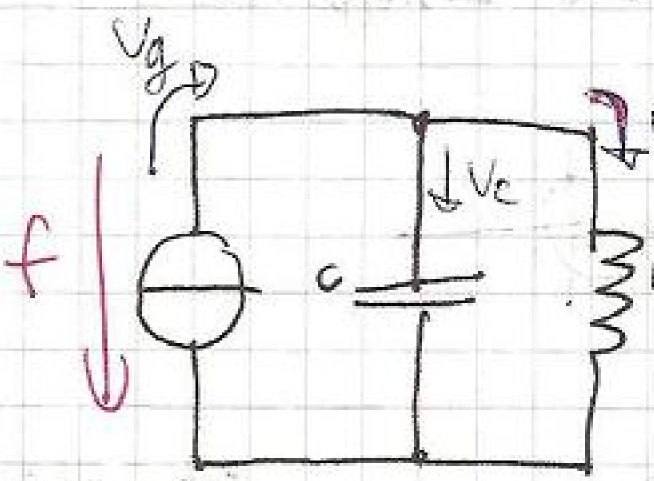
gyakorlatban van egy + csillapítás a rezonanciában és ettől nem szalad el a végtelenbe

...ok lefelé

AZONOS ERŐREKAPCSOLT...





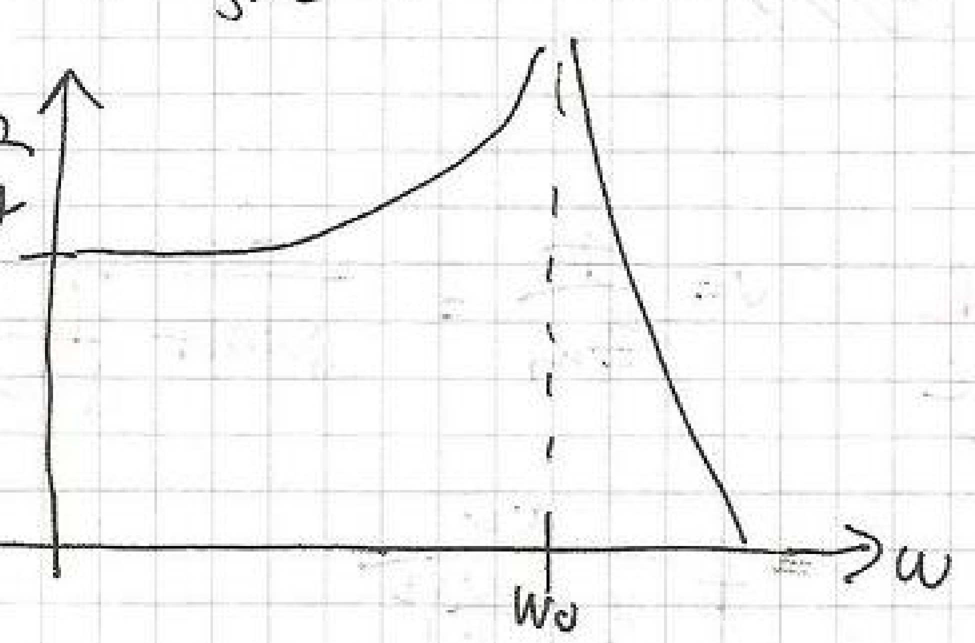


$$v_m = v_g - v_c$$

$$v_m + v_c = v_g$$

Itt kell kitalálni a részrendszereket a fizikai kép alapján. Ebből jön majd ki ez

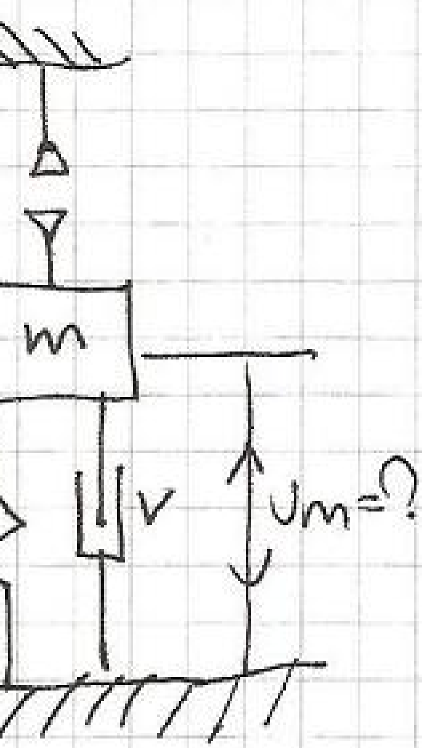
$$= v_g \frac{\frac{1}{j\omega c}}{\frac{1}{j\omega c} + j\omega m} = v_g \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$



Rezgés kiküszöbölhető

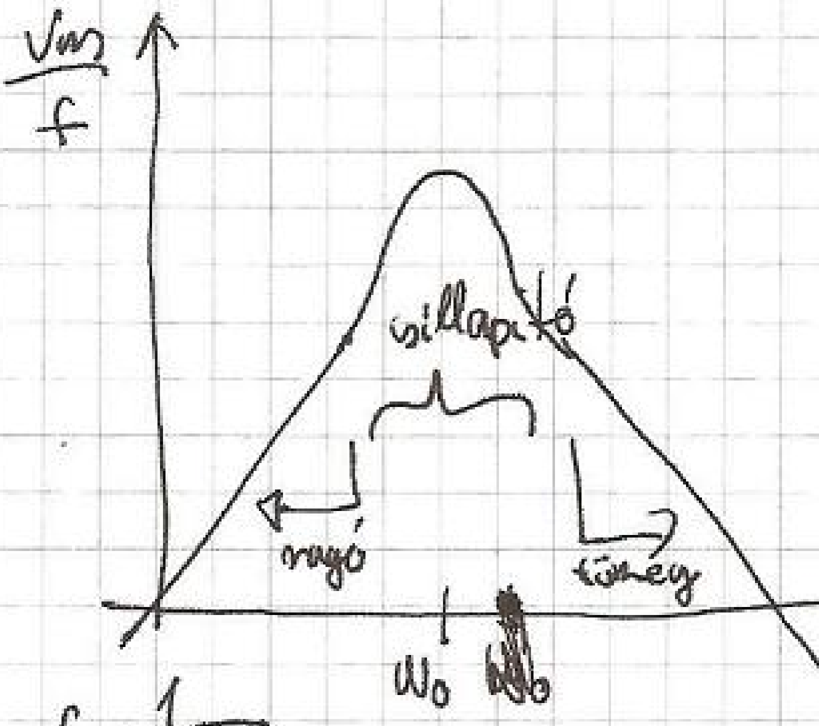
légy rugóval

.31



$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m \cdot c}}$

$v_m = f \frac{j\omega c}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + r}$



$\omega \ll \omega_0$

$v_m \cong j\omega c \cdot f$ $\quad \frac{f}{v_m} \approx \frac{1}{j\omega c}$

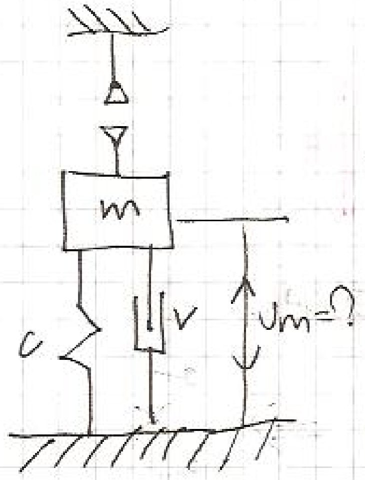
$\omega \gg \omega_0$

$\cong f \frac{j\omega c}{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = f \frac{j\cancel{c}}{-\omega m \cancel{c}} = f \frac{1}{j\omega m}$

$= j\omega m$

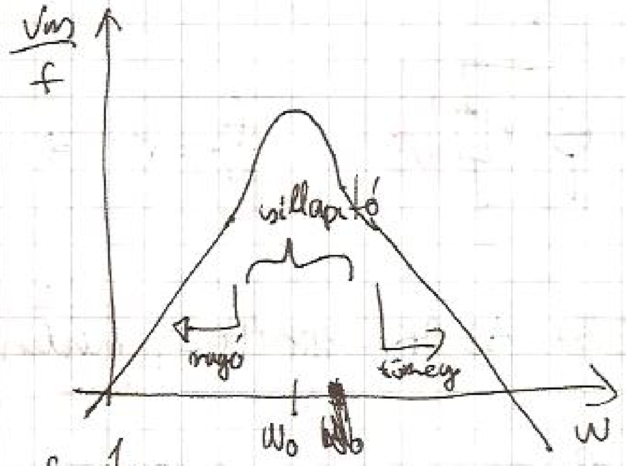
DÁN KISZH A MECHANIKAI RENDSZEREKBŐ

2008.10.31 #27



$$v_m = f\frac{j\omega c}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + r}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m\cdot c}}$$



ha $\omega << \omega_0$

$v_m \cong j\omega c \cdot f$ $\quad \frac{f}{v_m} \approx \frac{1}{j\omega c}$

ha $\omega >> \omega_0$

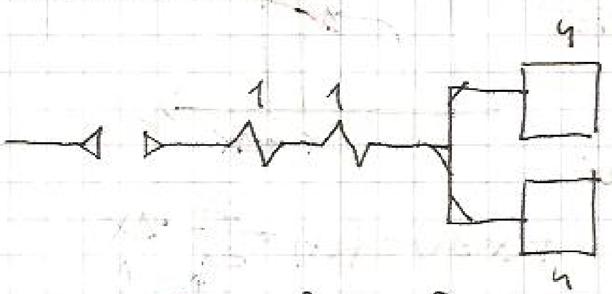
$$v \cong f\frac{j\omega c}{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = f\frac{j\cancel{c}}{-\omega m\cancel{c}} = f\frac{1}{j\omega m}$$

$$\frac{f}{v} = j\omega m$$

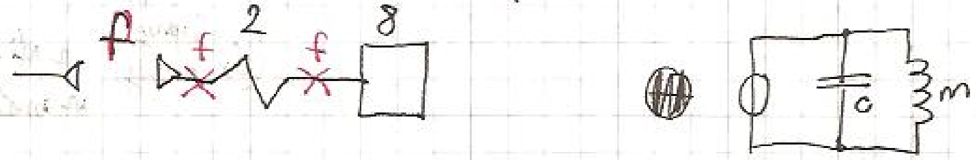
SZERDÁN KISZH A MECHANIKAI RENDSZEREKBŐL

2008.11.5.

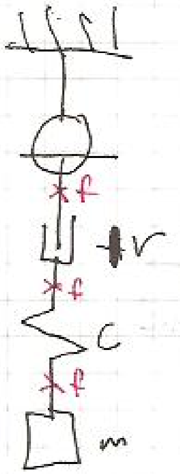
a)

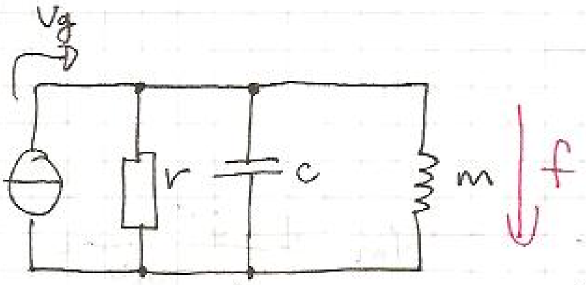


$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m\cdot c}} = 0{,}25\,\frac{rad}{sec}$$

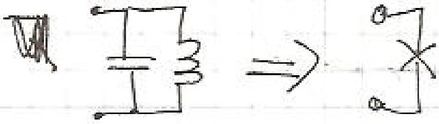


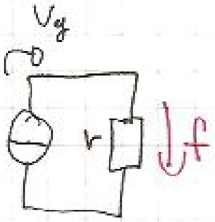
6)





REZONANCIAFREKVENCIÁN





$$\frac{f}{v} = r \Rightarrow f = r \cdot v = 2 \cdot 3 = 6N$$

VISSZA AZ AKUSZTIKÁHOZ, $\boxed{\text{minden irányban terjedő hullám}}$

$$\frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} = 0$$ ← 1D esetben

térbeli derivált NABLA OPERÁTOR

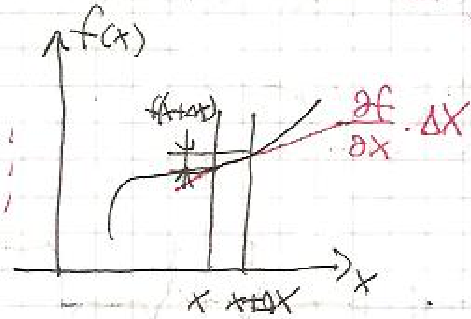
$$\frac{\partial p}{\partial x} \Rightarrow \nabla p$$

egydimenziós derivált

változás a tér egyik irányában

$$\frac{\partial}{\partial x}\vec{x} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{y} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{z}$$

ez nagyon sokban jó a derékszögű (DESCARTES) koordináta rendszer időnként át kell térni gömbi koordinátákra



$$f(x+\Delta x) - f(x) = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \Delta x$$

irány (és sebesség)

ez adja az elmozdulás értékét

2008.11.05 #28

$$f(\vec r + \Delta \vec r) - f(\vec r) = \nabla f \, \vec r$$

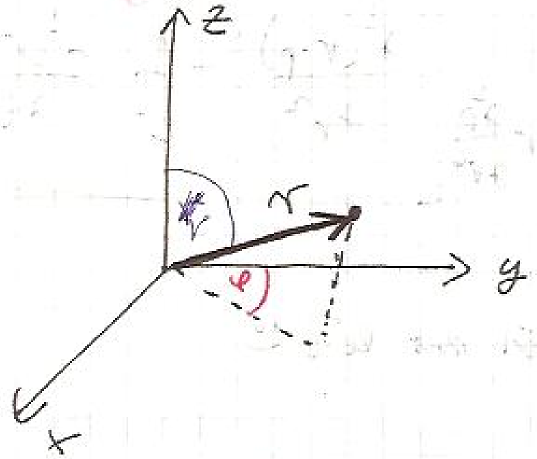
merre mozdulunk el

(térben a maximális változás irányát és a sebességét adja)

GÖMBI KOORDINÁTÁK

$$\nabla p = \frac{\partial}{\partial r}\vec r + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\vec \vartheta + \frac{1}{r \sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial \varphi}\vec \varphi$$

teta ϑ



DESCARTES

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}\vec x + \frac{\partial}{\partial y}\vec y + \frac{\partial}{\partial z}\vec z\right)\left(\dots \right) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

skaláris változó második térbeli deriváltja megint skaláris lesz!

vissza a gömbibe $\frac{\partial}{\partial r}$ az egyenre

$$\nabla^2 p = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r}\right) + \underbrace{\quad}_{\vartheta} + \underbrace{\quad}_{\varphi}$$

ϑ és φ szerint nem érdekesek a dolgok az elektrosztatikában.

Egy 3D problémát egy 1D problémára vezettünk vissza.
Minden csak az r távolságtól függ a többi változás közel $\emptyset$.

$$\boxed{\nabla^2 p} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \cdot \frac{\partial p}{\partial r}\right) = \frac{1}{r^2}\left(2r\frac{\partial p}{\partial r} + r^2 \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial r^2}\right) = \boxed{\frac{2}{r}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2}}$$

elvégezve a hely szerinti deriválást

visszaírjuk a HULLÁMTÉR EGYENLETÉBE

$$\frac{2}{r}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$

időbeli és helybeli első és második derivált helyett elődeink kitalálták ezt

$$\boxed{\frac{\partial^2 (r \cdot p)}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 (r \cdot p)}{\partial t^2} = 0}$$

MOST BEBIZONYÍTJUK A KERETEST

elkezdjük elvégezni a keretes deriváltjait

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(1 \cdot p + r\frac{\partial p}{\partial r}\right) = \frac{\partial p}{\partial r} + 1\frac{\partial p}{\partial r} + r\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}$$

$$2\frac{\partial p}{\partial r} + r\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}$$

A végére kijön azt kész :)

Keressük a megoldást általános esetben

$$\frac{\partial^2 (\text{változó})}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 (\text{változó})}{\partial t^2} = 0$$

$$\boxed{\text{változó} = \text{konstans} \cdot f\left(t - \frac{r}{c}\right)}$$

$$r \cdot p = \hat{p} \cdot f\left(t - \frac{r}{c}\right)$$

$$r \cdot p = \hat{p} \cdot e^{j(\omega t - kr)}$$

$$\boxed{f} = e^{j(\text{változó})} = e^{j\left(t - \frac{r}{c}\right)} = e^{j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)} = e^{j\left(\omega t - \omega\frac{r}{c}\right)} = \boxed{e^{j(\omega t - k \cdot r)}}$$

$$\boxed{p(r, t) = \frac{\hat{p}}{r} e^{j(\omega t - kr)}}$$

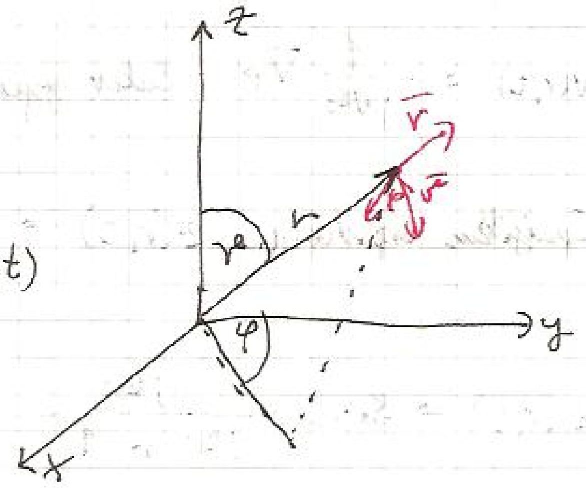
~~tér Helybeli értéke~~ A hangnyomás tértől és időtől függő megoldása.

Mostmár van energia szóródás az amplitúdó $\boxed{\text{függ!!!}}$ a helytől.

2008.11.05 #29

$$p(r,t) = \frac{\hat p}{r} e^{j(\omega t - k\cdot r)}$$

adott



érdekel a $v(r,t)$

$$v(r,t) = -\frac{1}{j\omega\rho_0}\nabla p = -\frac{1}{j\omega\rho_0}\frac{\partial}{\partial r} p(r,t)$$

$$= -\frac{1}{j\omega\rho_0}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\hat p}{r} e^{j(\omega t - k\cdot r)}\right] =$$

$$= -\frac{1}{j\omega\rho_0}\hat p e^{j\omega t}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{r} e^{-jkr}\right] = -\frac{1}{j\omega\rho_0}\hat p e^{j\omega t}\left(-\frac{1}{r^2} e^{-jkr} + \frac{1}{r}(-jk)e^{-jkr}\right)$$

nem függ a helytől
ki lehet hozni

$$= \frac{1}{j\omega\rho_0}\frac{\hat p}{r} e^{j(\omega t - kr)}\left(\frac{1}{r} + jk\right) =$$

bővítek $\rho_0 \cdot c$-vel a nevezőben így lesz $\frac{\omega}{c}$ ami k

$$= \frac{1}{jk}\cdot\frac{1}{\rho_0 c}\cdot\frac{\hat p}{r}\cdot e^{j(\omega t - kr)}\cdot\left(\frac{1}{r} + jk\right) =$$

$$v(r,t) = \frac{1}{\rho_0 \cdot c}\cdot\frac{\hat p}{r} e^{j(\omega t - kr)}\left(\frac{1}{jkr} + 1\right)$$

ha $kr \gg 1$ akkor $\frac{1}{jkr}$ kicsi és elhanyagolható a körben marad 1

$\frac{\omega}{c} r \gg 1$ $\omega \gg \frac{c}{r}$ nagy frekvencián vagy kicsi távolságnál

p és v fázisban van egyébként

nem, így a specifikus impedancia

NEM lesz valós :(

2008.11.12.

$v(r,t) = -\frac{1}{j\omega\rho_0}\nabla p$ Euler egyenlet

Specifikus impedancia $z(r,t) = \dfrac{e^{j(\omega t-kr)}}{\frac{1}{\rho c}\left(1+\frac{1}{jkr}\right)e^{j(\omega t-kr)}} \neq$

$$z(r,t) = \rho_0\cdot c\,\frac{jkr}{jkr+1}$$

$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$

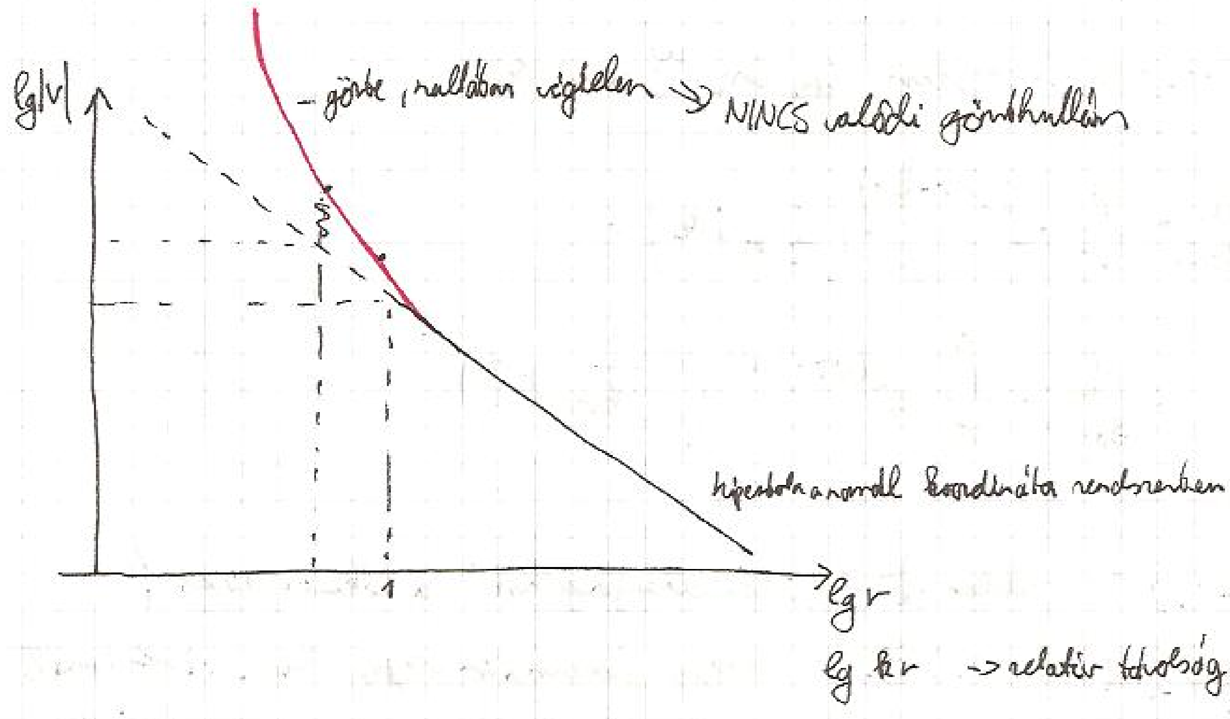
$kr = \frac{2\pi}{\lambda}r = 2\pi\frac{r}{\lambda}$

ha $kr \ll 1$

$z \cong \rho_0\cdot c\, jkr$ gáz a komplex mert nem tudunk jól hangot lesugározni mert p és v nincs fázisban

ha $kr \gg 1$

$z \cong \rho_0\cdot c$



2008.11.12. #30

elektromos analógia alapján

$$\bar{I} = p\cdot v = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{p\cdot v^*\} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{\hat{p}}{r}e^{j(\omega t-kr)}\,\frac{\hat{p}}{\varrho_0 c\cdot r}\left(1-\frac{1}{jkr}\right)e^{-j(\omega t-kr)}\right\}$$

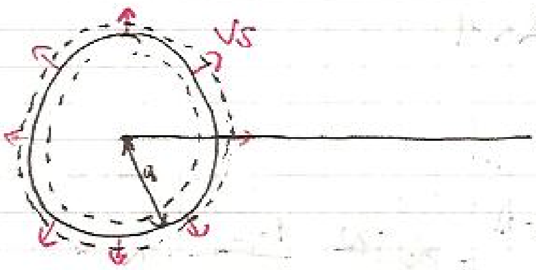
$$\bar{I} = \frac{1}{2}\,\frac{\hat{p}^2}{\varrho_0\cdot c\, r^2}\,\mathrm{Re}\left\{1+\frac{1}{kr}\right\} = \frac{\hat{p}^2}{2}\,\frac{1}{\varrho_0 c}\cdot\frac{1}{r^2} = p_{eff}^2\cdot\frac{1}{\varrho_0 c}\cdot\frac{1}{r^2}$$

$$P_{|gömb} = I\cdot \underbrace{A}_{S\text{ gömb felülete}} = p_{eff}^2\,\frac{1}{\varrho_0 c}\,\frac{1}{r^2}\cdot 4r^2\pi = \frac{4\pi}{\varrho_0\cdot c}\,p_{eff}^2$$

Akusztikai energiamegmaradás törvénye

Hangteljesítmény (szint) nem fog függeni a helytől

Gömbsugárzó, lélegző gömb



$\boxed{\hat{p}=A \text{ mint amplitúdó}}$

$$v(r=a,t) = \frac{A}{\varrho_0\cdot c}\,\frac{1}{a}\left(1+\frac{1}{jka}\right)e^{j\omega t}\cdot e^{-jka} \overset{!}{=} \hat{v}_s\, e^{j\omega t}$$

amikor a hullám eléri az a távolsága ~~ddd~~ akkor ezek legyenek egyenlőek

$$A = \frac{\hat{v}_s\;\varrho_0\cdot c\cdot a}{\left(1+\frac{1}{jka}\right)e^{-jka}}$$

milyen messze vagyok a gömb felszínétől

$$p(r,t) = \frac{\hat{v}_s\;\varrho_0\cdot c\cdot a}{\left(1+\frac{1}{jka}\right)e^{-jka}}\cdot\frac{1}{r}\,e^{j\omega t}\,e^{-jkr} = \frac{\sim}{\sim}\,\frac{1}{r}\,e^{j[\omega t-k(r-a)]}$$

$$= \frac{\varrho_0\, j\omega S\,\hat{v}_s}{1+jka}\,\frac{1}{4\pi r}\,e^{j[\omega t-k(r-a)]} = \varrho\,\frac{j\omega Q}{1+jka}\,\frac{1}{4\pi r}\,e^{j[\omega t-k(r-a)]}$$

térfogatsebesség Q

differenciálás

$$p(r,t) = \underbrace{\rho_0 \dot{Q}}_{\text{térfogat GYORSULÁS}} \underbrace{\frac{1}{1+jka}}_{\text{fázistényező}} \underbrace{\frac{1}{4\pi r}}_{\text{gömbi divergencia azaz r-el fordítottan arányos}} \underbrace{e^{j[\omega t - k(r-a)]}}_{\text{a távoltérben a jelenség szinuszos}}$$

$$\boxed{p(r,t) = \rho_0 \dot{Q} \frac{1}{1+jka} \frac{1}{4\pi r} e^{j[\omega t - k(r-a)]}}$$

$ka \gg 1 \qquad 2\pi \frac{a}{\lambda} \gg 1 \qquad \frac{a}{\lambda} \gg 1$

térfogatsebesség és hangnyomás fázisban van, azaz a gömb már elég akkora, hogy síkhullámot indít el

$ka \ll 1 \qquad \frac{a}{\lambda} \ll 1$

90° fáziseltérés van

$$Z\Big|_{r=a} = \frac{p(r,t)}{v(r,t)} = \sim\sim\sim \; e^{j[\omega t - \overset{!!!}{k \cdot 0}]} = \rho_0 j \frac{\omega}{c} \frac{1 \cdot c}{1+jka} \cdot a =$$

$$Z\Big|_{r=a} = \rho_0 \cdot c \frac{jka}{1+jka}$$ nevező konjugáltjával bővítek $$= \underbrace{\rho_0 \cdot c \frac{k^2a^2}{1+k^2a^2}}_{\text{valós}} + \underbrace{\rho_0 \cdot c \frac{jka}{1+k^2a^2}}_{\text{képzetes}}$$

nagy méreten csak valós

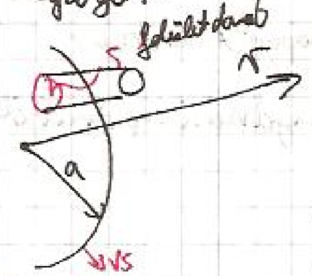
forrás mérete a hullámhosszhoz képest

2008.11.14 #31

$$\frac{2kicsi + (2nagy)\cdot 2}{6}$$ legyen nagyobb min 2.0

$$p(r,t) = \rho_0 \frac{j\omega Q}{4\pi r}\cdot\frac{1}{1+jka}\, e^{j(\omega t - k(r-a))}$$

Lélegző gömb



$Q = S_{gömb}\cdot v_s$

$k\cdot a = 2\pi \frac{a}{\lambda}$

replusz

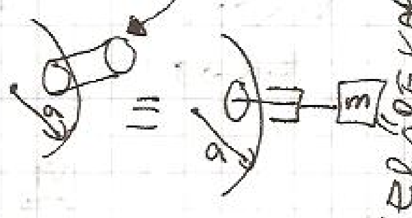
$$\frac{p}{v} = Z = \rho_0\cdot c\cdot\frac{1}{1+\frac{1}{jka}} = \rho_0\cdot c\,(1 \times jka$$

$f_{terhelő} = S\cdot p$

$$\frac{f}{v} = \frac{S\cdot p}{v} = Z_{m\,terhelő} = S\cdot Z = S\rho_0\cdot c \times S\,jka\,\rho_0\cdot c =$$

mechanikai tömeg

$$= S\rho_0\cdot c \times j\omega \frac{1}{c}\rho_0\cdot c\, S a = S\cdot\rho_0\cdot c \times j\omega\, \rho_0\cdot S a$$



KÖZÖS ERŐRE KAPCSOLVA

$—] = S\cdot\rho_0\cdot c$

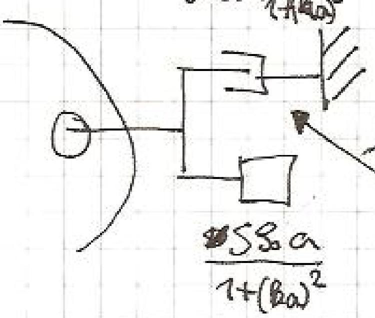
$—\boxed{m} = \rho_0\cdot S a$

$$S\rho_0\cdot c\,\frac{1}{1+\frac{1}{jka}} = S\cdot\rho_0\cdot c\,\frac{jka(1-jka)}{(1+jka)(1-jka)} =$$

$$= S\rho_0\cdot c\,\frac{(ka)^2 + jka}{1+(ka)^2} = S\rho_0\cdot c\,\frac{(ka)^2}{1+(ka)^2} + S\rho_0\cdot c\, j\frac{ka}{1+(ka)^2}$$

$$\to S\cdot\rho_0\cdot c\,\frac{(ka)^2}{1+(ka)^2} + j\omega\frac{S\rho_0\cdot a}{1+(ka)^2}$$

Most közös erő helyett közös sebességen vannak



az ott sugárzási ellenállás a másik képben nem!!

Hangteljesítmény

$$\frac{\hat{p}}{\hat{v}} = z \quad \Big| \quad \frac{S \cdot \hat{p}}{\hat{v}} = Z_m$$

$$P = I \cdot S = S \cdot \frac{1}{2} \mathrm{Re}\{\hat{p} \cdot \hat{v}^*\} = S \cdot \frac{1}{2} \mathrm{Re}\{\hat{v} \cdot z\, \hat{v}^*\} =$$

$$= S \cdot \frac{1}{2} |\hat{v}|^2 \mathrm{Re}\{z\} = \frac{1}{2} |\hat{v}|^2 \mathrm{Re}\{Z_m\} = v_{eff}^2 \cdot \mathrm{Re}\{Z_m\}$$

A valós résznek kitüntetett szerepe van és elnevezzük sugárzási ellenállásnak

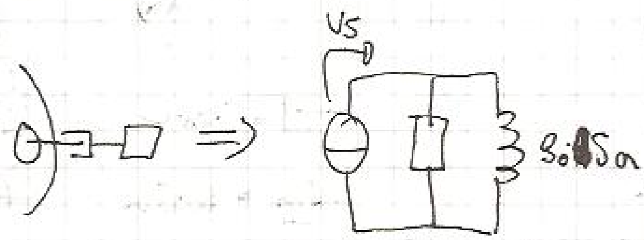
$$\boxed{R_S = S \cdot \rho_0 \cdot c \frac{(ka)^2}{1+(ka)^2}}$$

csak közös sebességre kapcsolt rendszer esetén van értelme sugárzási impedanciáról beszélni

$$\boxed{P = v_{eff}^2 \cdot R_S}$$

$k \cdot a \ll 1$ $\quad S \cdot \rho_0 \cdot c\, (ka)^2 = j\omega\, S \rho_0 \cdot a$ határértékben a két tömeg megegyezik de a két ellenállás nem

$k \cdot a \to 0$



Csak akkor igaz ha a sugárzó átmérője kicsi a hullámhosszhoz ~~[illegible]~~ képest !!!

2008.11.14

#32

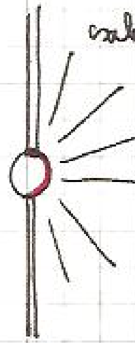
Hogyan lehet a lélegző gömböt általánosítani?

$$\rho_{gömb} \cdot v_S = Q \Big|_{a \to 0} = \text{constans} \rightarrow p = \rho_0 \frac{j\omega Q}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$$

felület nullán, rezgéssebesség végtelen

Pontforrás, MONOPÓLUS

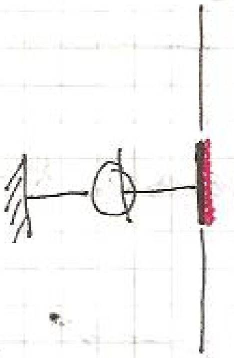
Hangfalba tett kisméretű gömbsugárzó



csak a fél gömbfelszínnel szabad sugározni

$$p = \rho_0 \frac{j\omega Q}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$$

Általános sugárzó



felület normálisába eső komponens

$$Q = \int_S v_n \, dS$$

mechanikai sebességet akusztikai hullámmá konvertálja

$$dp = \rho_0 \frac{j\omega \, dQ}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$$

Minden pontja egy kis gömbsugárzó

monopólusok integrálja

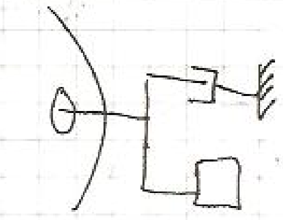
$$p = \int_S dp = \int_S \rho_0 \frac{j\omega v_n dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$$

$$\boxed{p = \rho_0 \frac{j\omega}{2\pi} \int \left(\frac{v_n}{r} e^{-jkr} \right) dS \, e^{j\omega t}}$$

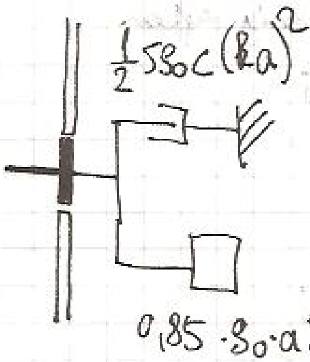
RAYLEIGH INTEGRÁL

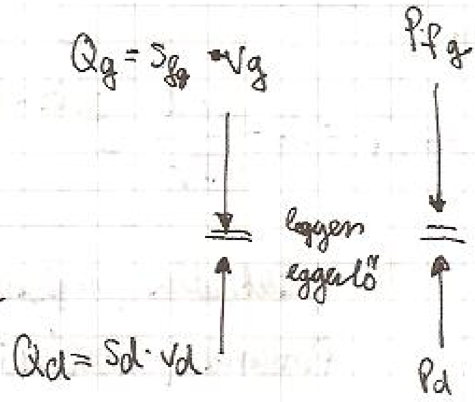
Hangfalba tett tetszőleges méretű sík sugárzó

$$\frac{v_n}{r} e^{-jkr} = \text{Green függvény}$$



$(k\cdot a) << 1$



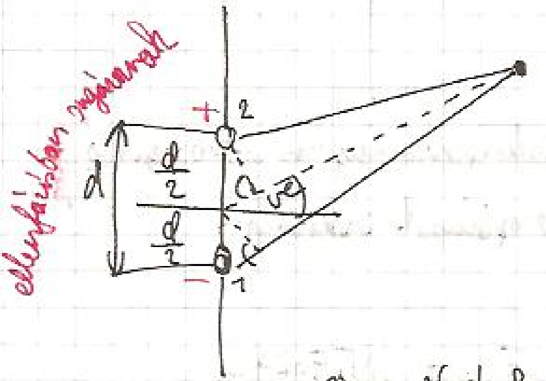


eredmény az alsó sor modellje

tovább csökken a sugárzási ellenállás R_S

---

két pontforrás egymástól kis távolságban AKUSZTIKAI DUBLET



$$p = p_1 + p_2$$

$$p_1 = S_0 \cdot \frac{j\omega Q}{4\pi r_1} e^{j(\omega t - k r_1)} - S_0 \frac{j\omega Q}{4\pi r_2} e^{j(\omega t - k r_2)} =$$

egész teremben érzem
fél ezért 4 érzem 2

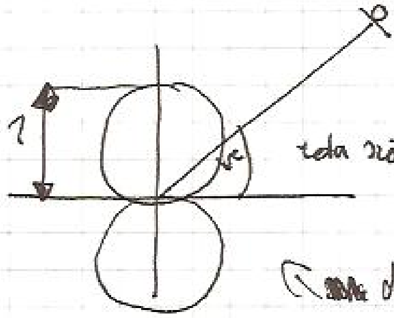
$$= \underbrace{S_0 \frac{j\omega Q}{4\pi}}_{B} \left(\frac{e^{-jkr_1}}{r_1} - \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \right) e^{j\omega t}$$

2008. 11. 14. #33

$k \cdot r << 1$
$k \cdot d << 1$ közel egymáshoz } dipólus ha a két feltétel igaz

$$P_{\text{eredő}} = -\frac{B}{r} \, j k d \sin\vartheta \, e^{j(\omega t - kr)}$$

$$P_{\text{dipólus}} = -\frac{B}{r} \, kd \, e^{j(\omega t - kr)} = k \cdot d \, P_{\text{monopólus}}$$



teta szög

dipólus sugárzási karakterisztika

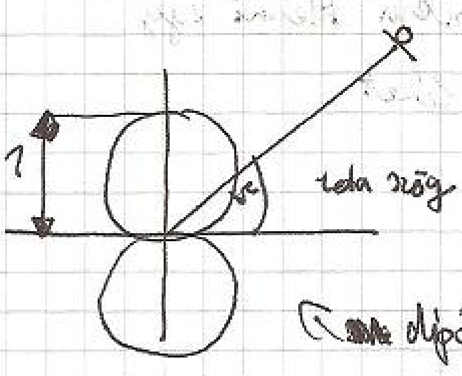
2008.11.14. #33

$k \cdot r << 1$

$k \cdot d << 1$ közel egymáshoz } dipólus ha a két feltétel igaz

$$P_{eredő} = -\frac{B}{r} \, j k d \sin\vartheta \, e^{j(\omega t - kr)}$$

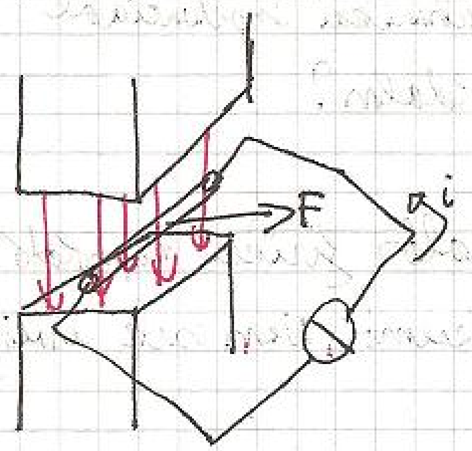
$$P_{dipólus} = -\frac{B}{r} \, kd \, e^{j(\omega t - kr)} = k \cdot d \, P_{monopólus}$$



dipólus sugárzási karakterisztika

2008.11.21.

Elektroakusztikai átalakítók



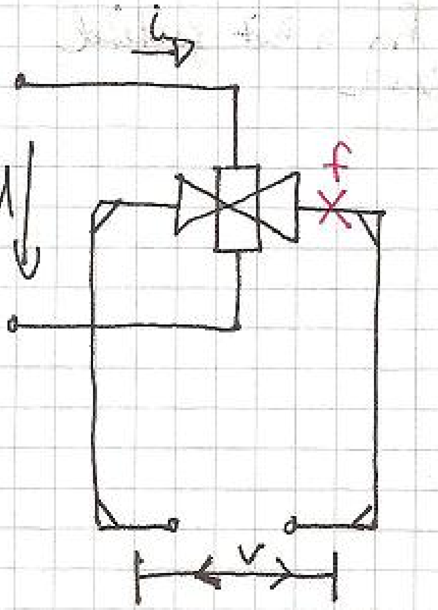
l hosszú vezetőn i áram folyik át. B mágneses térben van. Erre erő fog hatni (F)

$$F = \underbrace{B \cdot l}_{T} \cdot i = T \cdot i = T \cdot i(t) = F(t)$$

időtől függő áram

időben változó erő

elektrodinamikus átalakító



a sebesség pozitív iránya

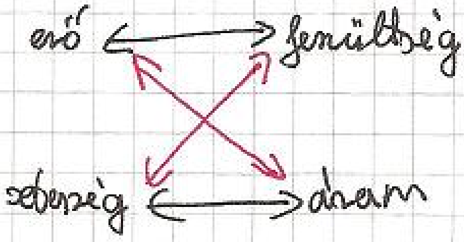
$$u = \frac{\partial \phi}{\partial t} = B\frac{\partial A}{\partial t} = B\cdot\frac{l\,ds}{dt} = B\cdot l\cdot v$$

$B\cdot l = T$ transzmissziós tényező

$u = T\cdot v$

Egyik oldalról a másikra áttérni egy egyszerű szorzással lehet

- $u = T\cdot v$
- $f = T\cdot i$

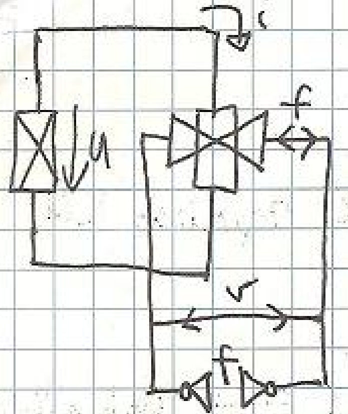


Ha a mechanikai oldalon lezárom egy mechanikai impedanciával akkor milyen impedancia van a villamos oldalon?

$$Z_{em} = \frac{u}{i} = \frac{T\cdot v}{\frac{f}{T}} = \frac{T^2}{\frac{f}{v}} = \frac{T^2}{Z_m}$$

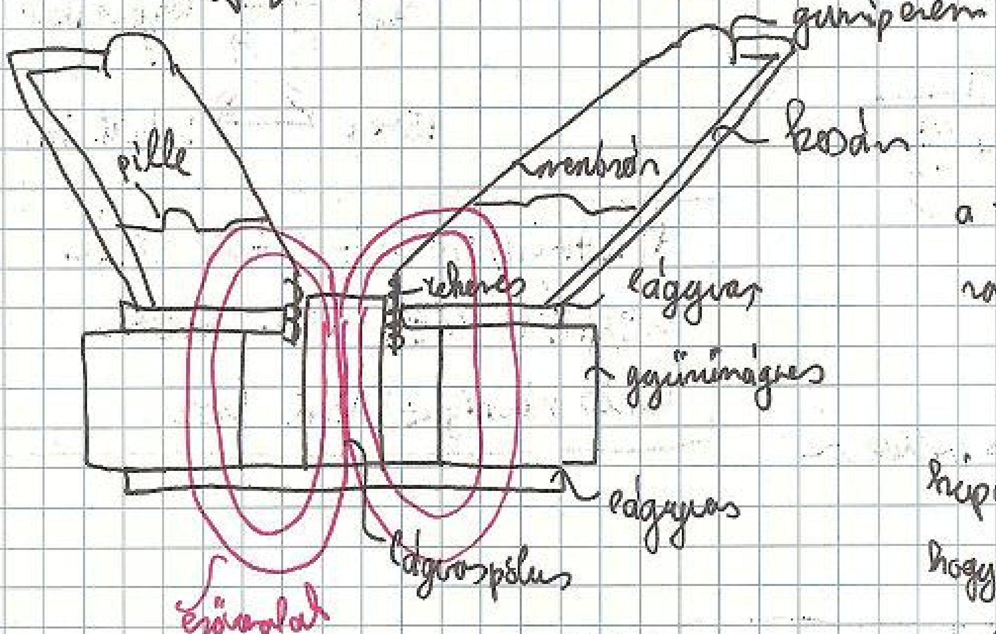
valós fizikai kapcsolatot teremt. Nem csak analógia

#34



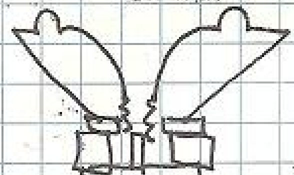
ellenkezik a ráirányal szerint ⊖

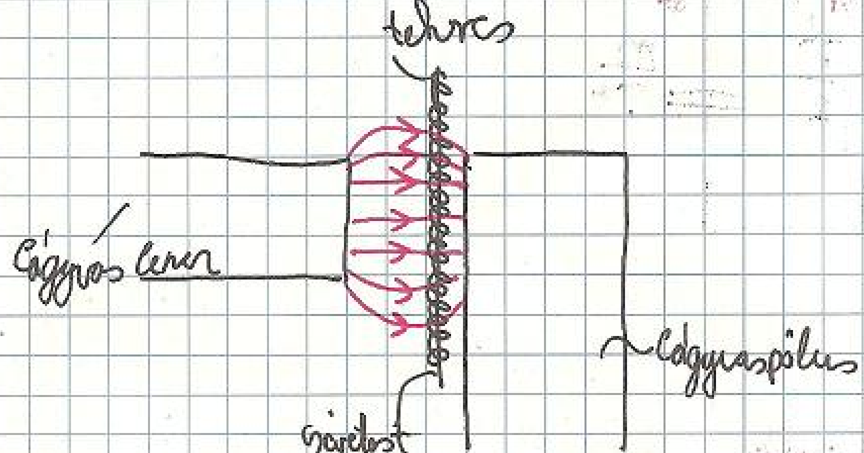
$$Z_{me} = \frac{f}{v} = \frac{-T\cdot i}{-\frac{u}{T}} = \frac{T^2}{\frac{u}{i}} = \frac{T^2}{Z_e}$$



a tekercs a membránhoz van rögzítve

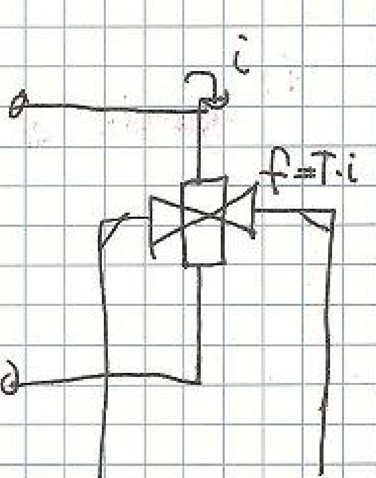
kúpos alakú a membrán hogy jobb legyen a [illegible]





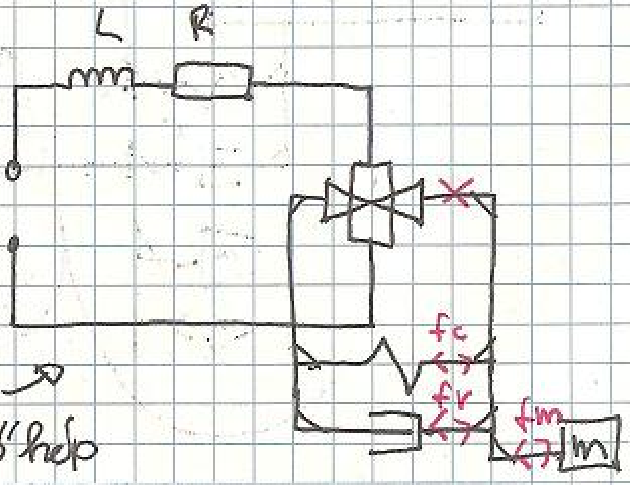
$f = T\cdot i$

$u = T\cdot v$



ez az ideális elem

valós modell helyettesítő kép



elektromos oldali impedanciája egy rugónak

$$Z_{e\,rugó} = \frac{T^2}{Z_{m\,rugó}} = \frac{T^2}{\frac{1}{j\omega C}} = j\omega\, T^2\cdot C$$

a rugóból kapacitás lett

rugó ⟷ kondenzátor

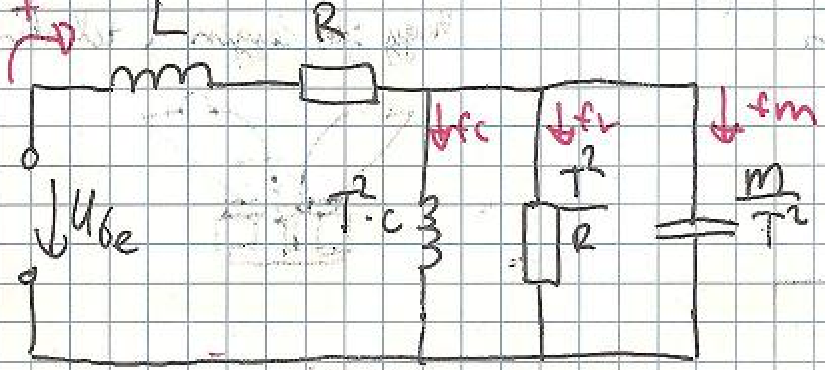
tömeg ⟷ induktivitás

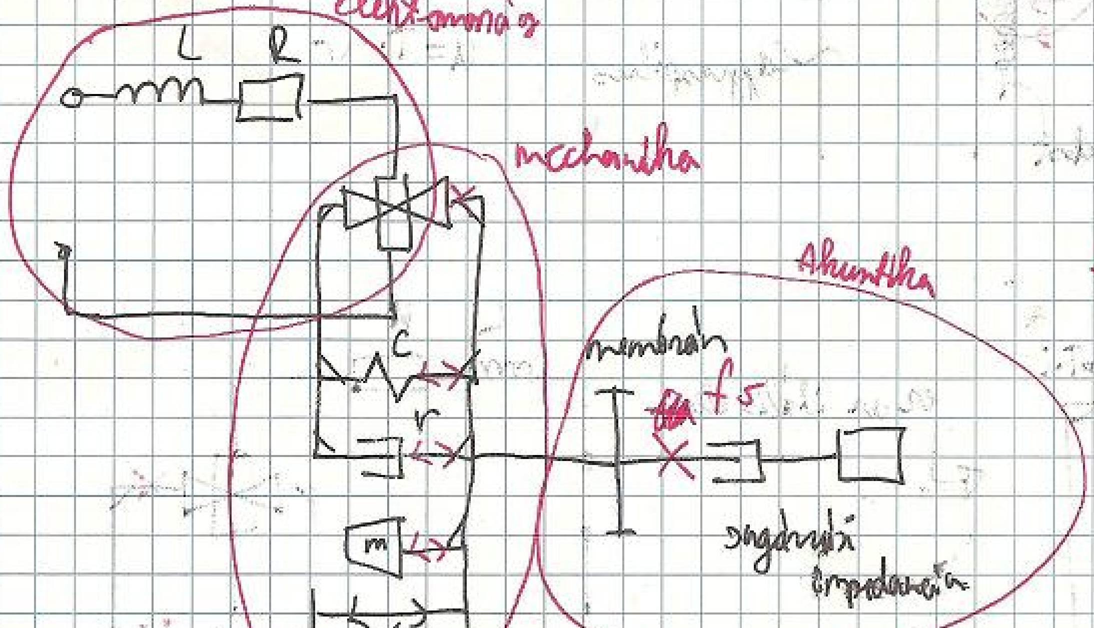
$$Z_{e\,tömeg} = \frac{T^2}{j\omega m} = \frac{1}{j\omega \frac{m}{T^2}}$$

$$Z_{e\,súrl} = \frac{T^2}{R}$$

ÁTALAKÍTÓNÁL A PIROS NYÍL MENTÉN MEGYÜNK most a közös sebességig ⟺ közös fesz

mindent az elektromos oldalra





f5 sugárzási erő!

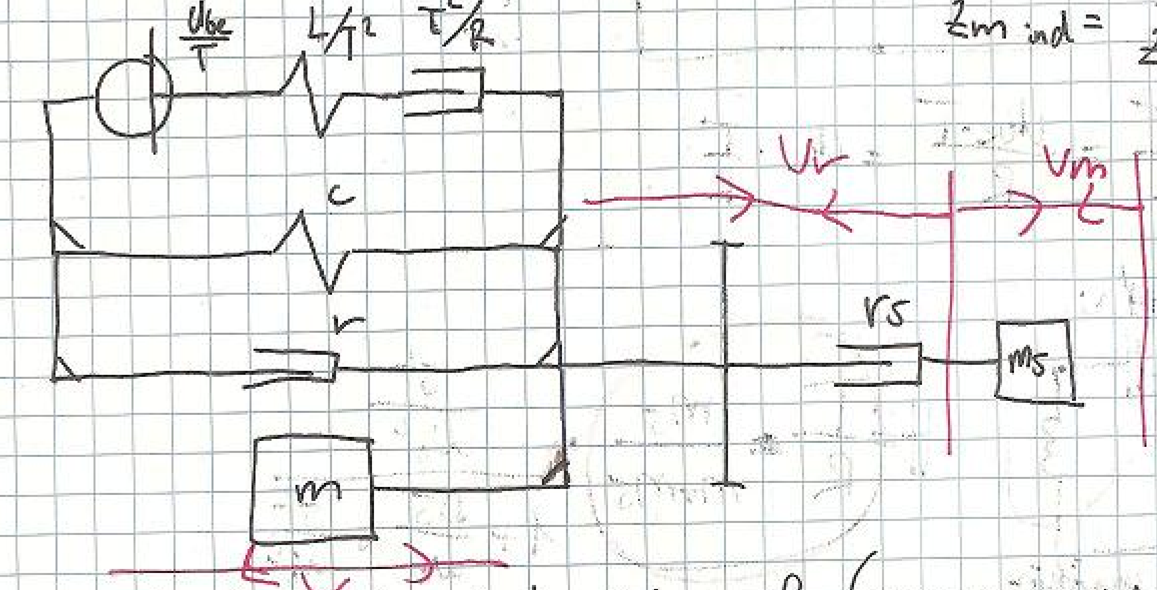
2008.11.21.

#35

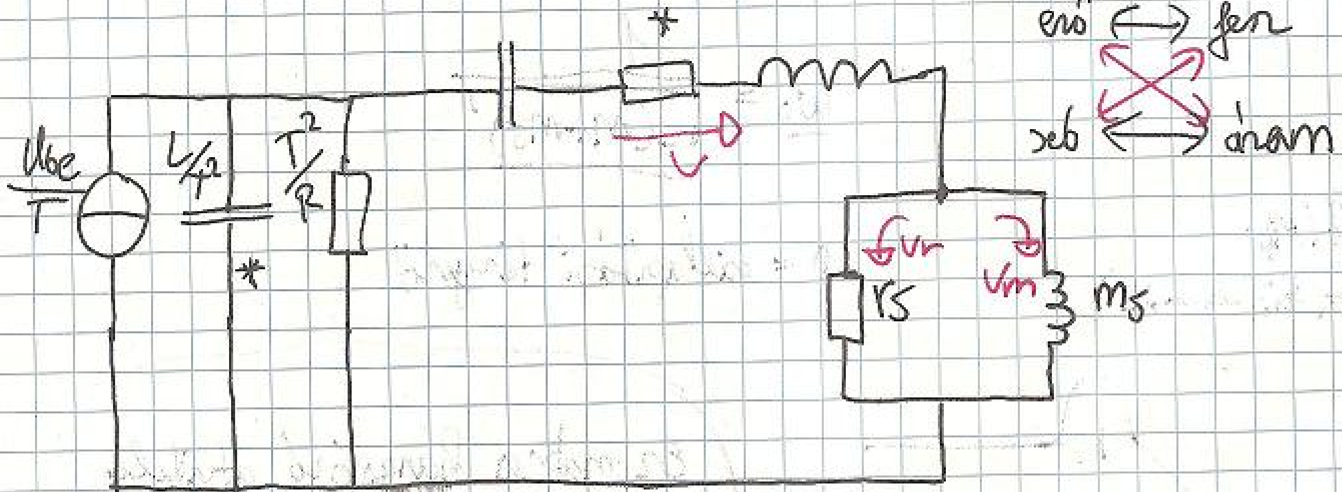
analógiák

az átalakítón keresztül viszem át a mechanikai világba (piros nyilak)

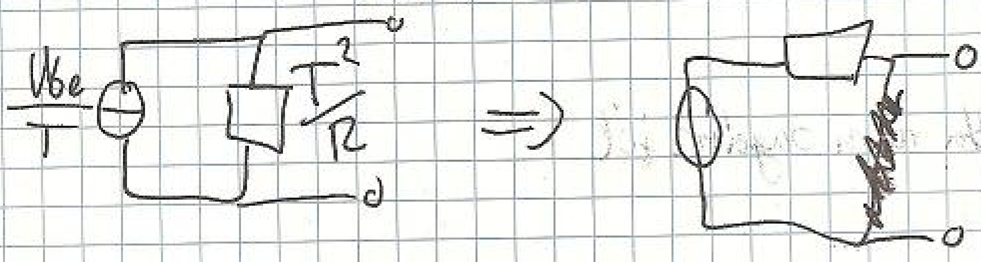
$$Z_{m\,ind} = \frac{T^2}{Z_e} = \frac{T}{j\omega L} = \frac{1}{j\omega \frac{L}{T^2}}$$

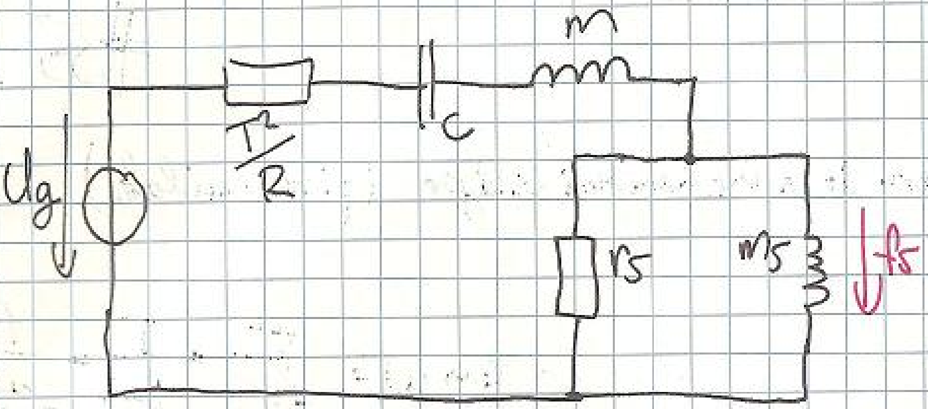


most ennek analóg párját képezzük. (FEKETE VONALAK MENTÉN)



a *-os dolgokat elhagyjuk a modellből az egyszerűség kedvéért (alapfeladat szerint)

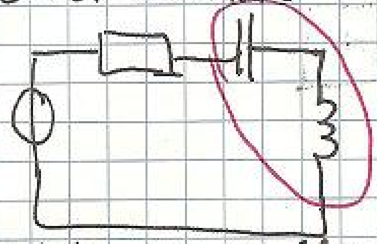




$$H = \frac{f_s}{U_{be}}$$

$$u_g = \frac{U_{be}}{T} \cdot \frac{T^2}{R} = \frac{U_{be} \cdot T}{R} = U_{be} \cdot \frac{T}{R}$$

KISFREKVENCIÁN



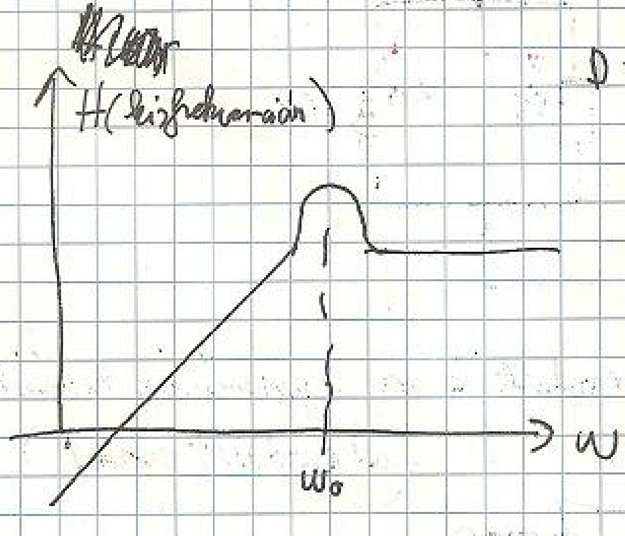
valóságos soros rezgőkör

$$H = \frac{T}{R} \cdot \frac{m_s}{m+m_s} \cdot \frac{\frac{s^2}{\omega_0^2}}{1 + \frac{Ds}{\omega_0} + \frac{s^2}{\omega_0^2}}$$

$$D = \frac{T^2}{R} \cdot C \cdot \omega_0$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C(m+m_s)}}$$

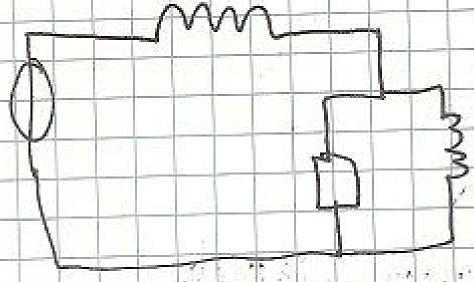
D = csillapítási tényező



Ez maga a hangszóró átvitele kisfrekvencián :)

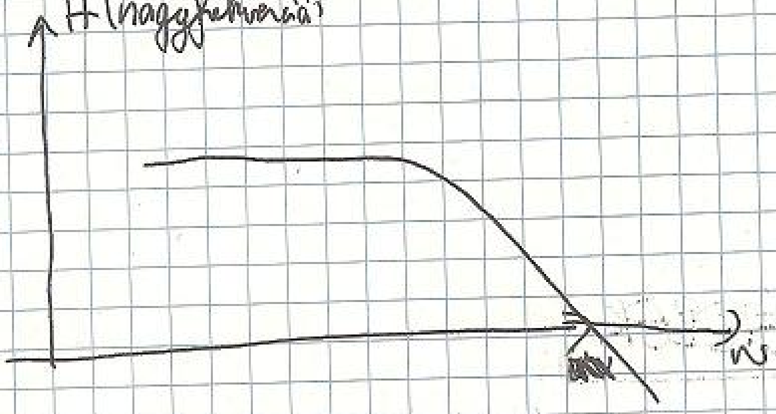
ω_0-ah ürölt alatta nem sugároz jól

NAGYFREKVENCIÁS HELYETTESÍTŐ KÉP



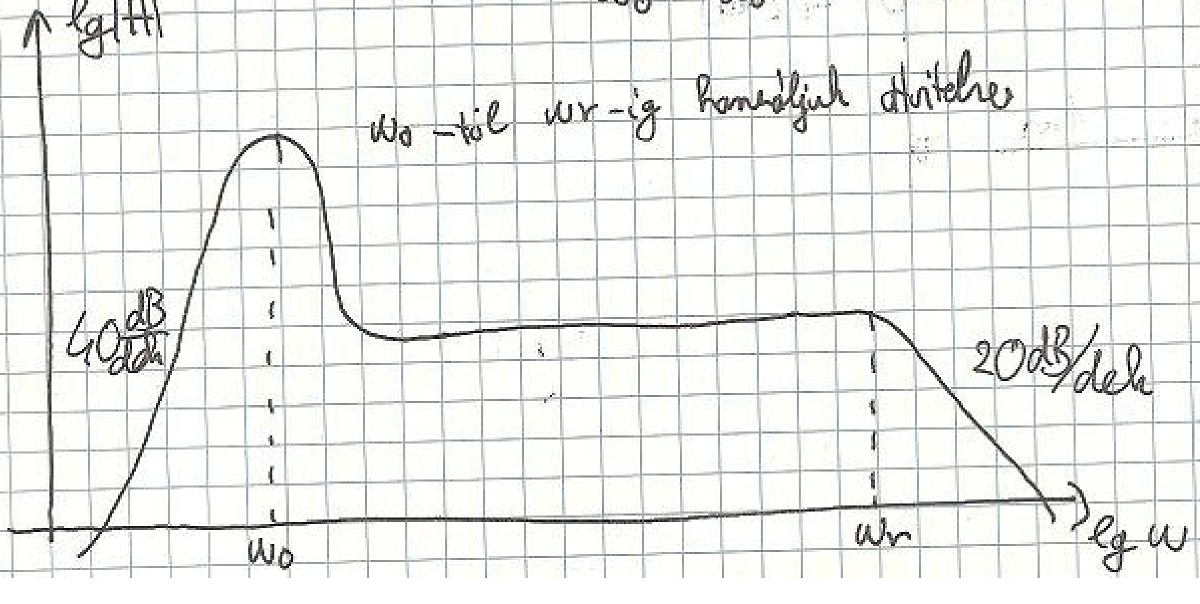
$$H = \frac{T}{R}\,\frac{m_s}{m+m_s}\cdot\frac{1}{1+s\,\frac{m\cdot m_s}{r_s(m+m_s)}}$$

$$H = \frac{T}{R}\,\frac{m_s}{m+m_s}\,\frac{1}{1+\frac{s}{\omega_r}}$$



A két hatását felhasználva egyesítem a hangszóró átviteli függvényét

$$H = \frac{F_s}{U_{be}} = \frac{T}{R}\cdot\frac{m_s}{m+m_s}\cdot\frac{\frac{s^2}{\omega_0}}{1+\frac{Ds}{\omega_0}+\frac{s^2}{\omega_0}}\cdot\frac{1}{1+\frac{s}{\omega_r}}$$



2008.11.26

MŰKÖDÉS ELVE SZERINT

- elektrodinamikus
- piezoelektromos
- kapacitív hangszórók
- magnetostrikciós   rövidülés mágneses térben
  ultrahang tartományban működik
- kompozit

SUGÁRZÁS ELVE SZERINT

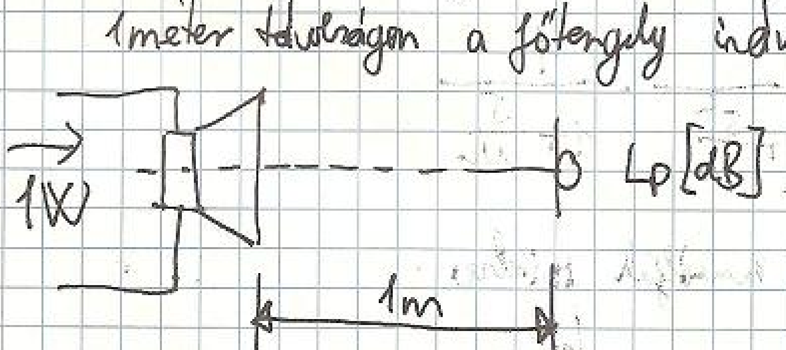
- közvetlen
- tölcséres
- sdráteritő

(- hangfal)

PARAMÉTEREK

1, Érzékenység

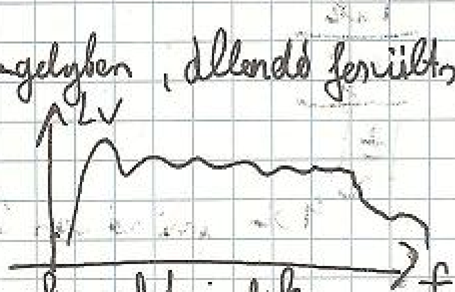
A sávközépen, névleges ellenálláson számított, 1W határára lesugárzott teljesítmény 1 méter távolságon a főtengely irányában mérve, szabadtérben, [dB]



#37

2, Frekvenciamenet

Főtengelyben, állandó feszültségen, 1m távolságban

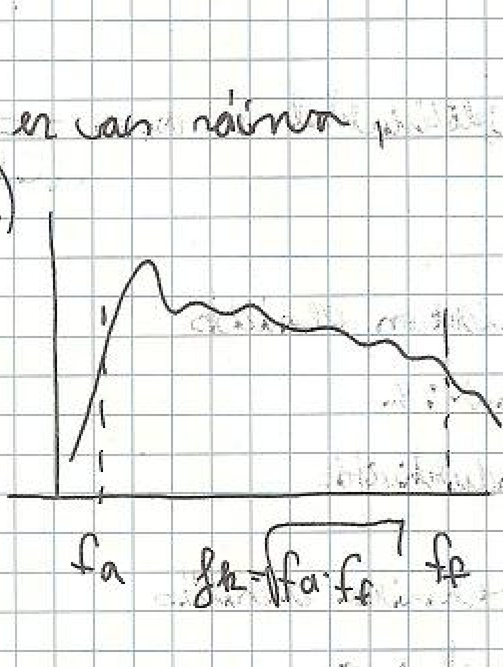


3, Iránykarakterisztika

rögzített frekvencián, főtengelyt tartalmazó kiválasztott síkban

4, Névleges impedancia

nagyobb mint az ohmos ellenállás, ez van ráírva, általában sávközépen mérik (f_k)



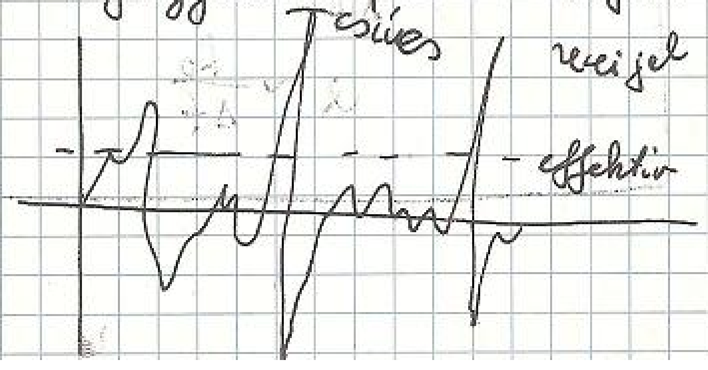
Hangnyomás: a végtelen helyére kisugárzott elemek összessége

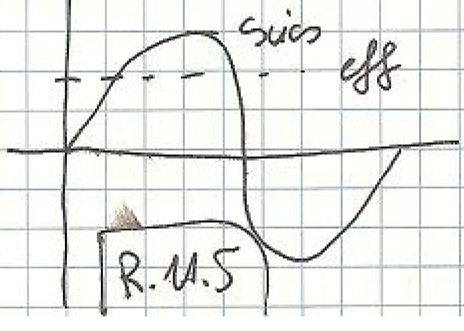
5, Impedanciamenet

HV tervezéshez kell

6, Terhelhetőség

Legnagyobb rákapcsolható teljesítmény vagy zenei vagy szinusz





szinuszosra kisebb a terhelhetőség

P.M.P.O. Lanság

7) Határok (általában 10% szabadon) #37

$$\frac{P_{akusztikai}}{P_{elektromos}} = \frac{P_{ak}}{\frac{u_g^2}{R_N}} = \frac{P_{ak}}{\frac{u_g^2}{|Z|}}$$

R_N névleges impedancia

$|Z| \sim 4\Omega$ ami rá van írva

THIELE – SMALL PARAMÉTEREK

www.thielesmall.com

Linearizált paraméterek módszere

1. F_S – rezonanciafrekvencia $F_S = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_{ms} M_{ms}}}$

   a mi jelöléseinkkel is $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C(m+m_S)}}$

   teljes együtt rezgő tömeg

2. R_e – elektromos ellenállás

   nálunk: R

3. L – induktivitás

4. R_{ms} – mechanikai ellenállás

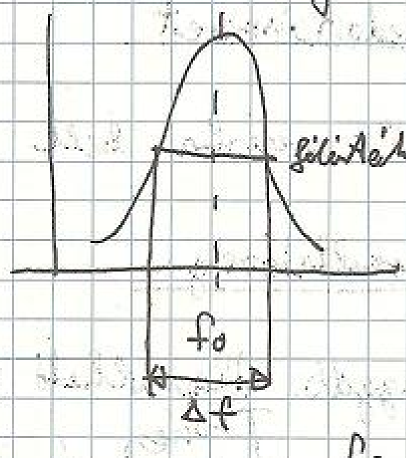
   nálunk: r

5. Q_{es} – elektromos jósági tényező

   $$Q_{es} = \frac{2\pi F_S \cdot M_{ms} \cdot R_e}{T^2}$$

   az elektromos rész csillapítását adja meg

jósági tényező: rezonanciagörbe élességét adja



$$Q \sim \frac{f_0}{\Delta f}$$

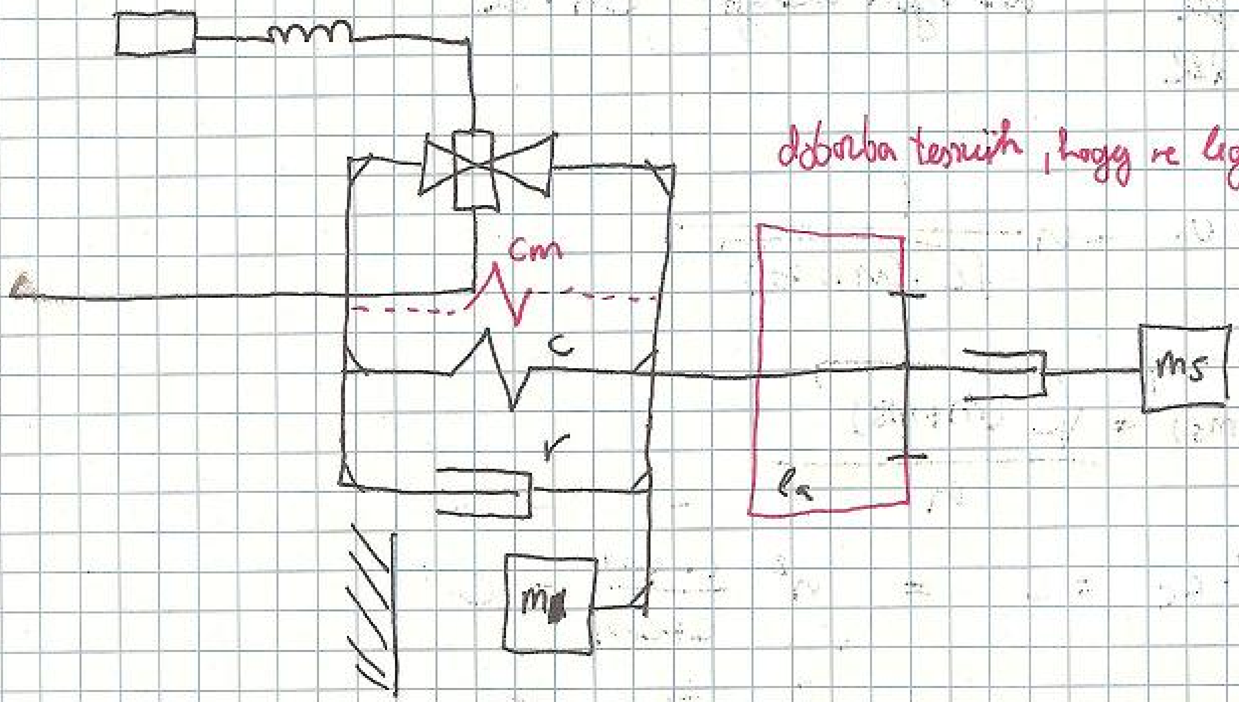
6. Qms mechanikai jósági tényező

$$Q_{ms} = \frac{2\pi\ FS \cdot M_{ms}}{R_{ms}}$$

7. $Q_e = Q_{es} \times Q_{ms}$ eredő

8. Vas egyenértékű mechanikai lengő engedékenység

9. Sd (hangsugárzó felület) membrán felület, rövidebb: A síkban vett felület



dobozba teszik, hogy ne legyen akusztikai rövidzár

$$Z_m = A^2 \cdot Z_a = A^2 \cdot \frac{1}{j\omega C_a} = \frac{1}{j\omega \frac{C_a}{A^2}} = \frac{1}{j\omega C_m}$$

lengő tömeg

$C_e = C \times C_m$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_e(m+m_s)}}$$

megnő a rezonancia frekvencia => Beszűkül a sáv

$\omega_0' = n \cdot \omega_0$

$$Z_{m\,\text{dugattyú + üreg}} = A^2 \cdot Z_m = \frac{A^2}{j\omega C_a} = \frac{A^2}{j\omega \frac{V}{K \cdot p_{statt}}} = \frac{1}{j\omega C_{m_1}}$$

$$C_m = \frac{V_e}{A^2 K \cdot p_{stat}} \qquad V = A^2 C_m K p_{stat}$$

$$c = \sqrt{\frac{K \cdot p_{stat}}{\rho_0}}$$

$$\boxed{V_{eh} = A^2 \cdot C_m \cdot \rho_0 \cdot c^2}$$

A áll
ρ_0 áll   az egyén arányos C_m-el
c áll

$$\omega_0 = n \cdot \omega_0 = n \frac{1}{\sqrt{C \cdot (m + m_s)}}$$

$$\sqrt{C_e (m+m_s)} = \frac{\sqrt{C (m+m_s)}}{n}$$

$$n^2 \cdot C_e = C = n^2 \frac{C \cdot C_m}{C + C_m} = C$$

$$n^2 \cdot C_m = C + C_m$$

$$(n^2 - 1) C_m = C \qquad / \cdot \rho_0 c^2 \cdot A^2$$

$$(n^2-1) \underbrace{C_m \rho_0 \cdot c^2 A^2}_{V_{doboz}} = \underbrace{C \rho_0 \cdot c^2 \cdot A^2}_{V_{as}}$$

gyártás belegyártva

$$V_{doboz} = \frac{V_{as}}{n^2-1}$$

PÉLDA

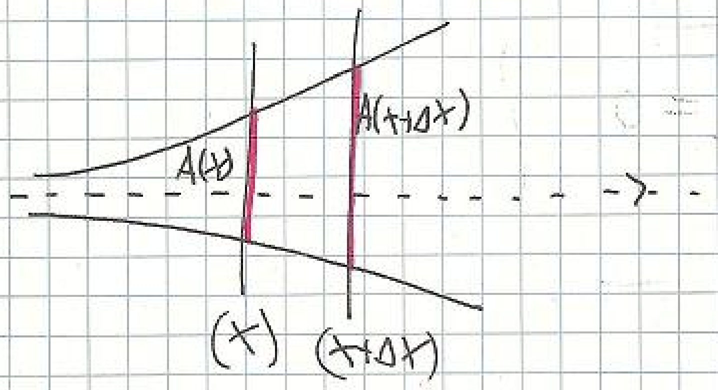
Ha $V_{as} = 86\,l$

$f_s = \omega_0 = 2\pi \cdot 35$

Ha 50 Hz és sugárzót akarunk $n = \frac{50}{35} = 1{,}42$

$$V_{doboz} = \frac{V_{as}}{n^2-1} = \frac{86}{1{,}01} \approx 80\,L$$

TÖLCSÉRES HANGSUGÁRZÓ



$$\Sigma f = p(x)\cdot A(x) - p(x+\Delta x)\cdot A(x+\Delta x) = \underbrace{A(x)\cdot \Delta x \cdot \rho_0}_{m} \cdot \underbrace{\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}}_{\text{gyorsulás}}$$

ξ = kitérés

$$A(x)\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial^2[A(x)\cdot \xi(x)]}{\partial t^2}$$

$$\frac{dp}{p_{stat}} = -\kappa \frac{dV}{V_0} \qquad \frac{\partial}{\partial x}[A(x)\cdot \xi(x)] = -\frac{p\cdot A(x)}{\kappa\, p_{stat}}$$

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + A(x) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = S_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial [A(x)\, \xi(x)]}{\partial x}$$

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial x} + A(x) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{S_0 \cdot A(x)}{\varkappa \cdot p_{stat}} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

WEBSTER FÉLE TÖLCSÉREGYENLET

$$A(x) = A_0 \cdot e^{m \cdot x}$$

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x} = m A_0 \cdot e^{mx}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + m \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0}$$

2008.11.28

Tölcsér a jó hatásfokért!

$$\mathrm{I} \quad \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + m \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

$$\boxed{p(x,t) = \hat{p} \; e^{\alpha x} \; e^{j\omega t}}$$

$$\mathrm{I} \quad \hat{p}\, e^{j\omega t} \alpha^2 e^{\alpha x} + m \hat{p} e^{j\omega t} \alpha e^{\alpha x} - \frac{1}{c^2} \hat{p} \cdot e^{\alpha x} (j\omega)^2 e^{j\omega t} = 0$$

2008.11.28 #40

$$\alpha^2 + m\alpha + \frac{\omega^2}{c^2} = 0$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{-m \pm \sqrt{m - 4k^2}}{2} = -\frac{m}{2} \pm k\sqrt{\frac{4m^2}{k^2} - 1}$$

ha $\left(\frac{2m}{k}\right)^2 << 1$ akkor a $\sqrt{\ }$ alatt -1 lesz ami j

$$\alpha_{1,2} = -\frac{m}{2} \pm jk \sqrt{1 - \left(\frac{m}{2k}\right)^2}$$

a tölcsér mellett haladva anyagmás amplitudója csökken

$$p(x,t) = \hat{p} \quad e^{-\frac{m}{2}x} \quad \underbrace{e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{m}{2k}\right)^2}}} \quad e^{j\omega t}$$

megváltozik a hullámszám

kisebb lesz, nagyobb hullámhossz, megnyúlik a hullám a tölcsérben

egy frekvencia alatt nincs haladó (hullám) a tölcsérben

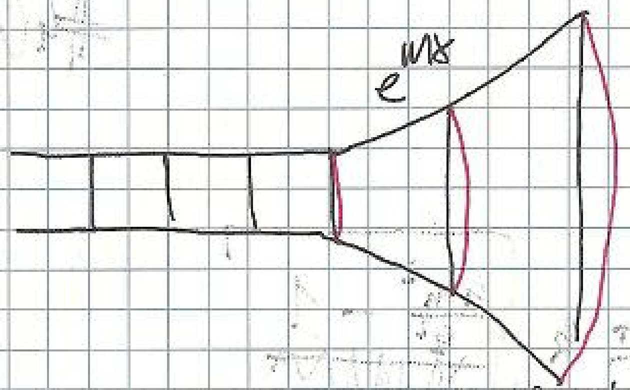
$$\frac{m}{2k} = 1 \qquad \frac{m \cdot c}{2 \cdot \omega} = \frac{\omega_h}{\omega}$$

$$\alpha = -\frac{m}{2} - jk\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_h}{\omega}\right)^2}$$

$\omega > \omega_h$ haladó hullám határfrekvencia | cut-on frekv

innentől fogva megindulhat a hullám

$\omega < \omega_h$ exponenciálisan csillapodó hullám



a valóságban elgörbülnek a hullámfrontok
a végén már majdnem gömbhullámok
indulnak el

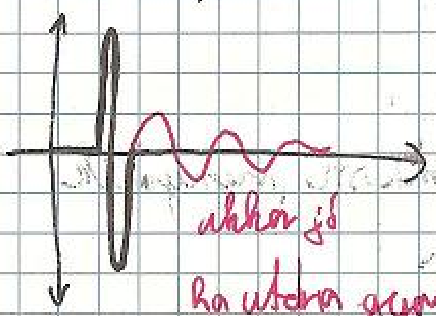
megnő a hullámhossz
csökken az amplitúdó

mekkora az impedancia a tölcsér nyakában?

$$p(x,t) = \hat{p}\, e^{\alpha x} e^{j\omega t} = \hat{p}\, e^{-\frac{m}{2}x} e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_h}{\omega}\right)^2}} e^{j\omega t}$$

TRANZIENS ÁTVITEL vizsgálat

dirac impulzussal vizsgálk



akkor jó
ha utána gyorsan cseng le

$$z = \frac{p}{v}\bigg|_{x=0} = \frac{p}{-\frac{1}{j\omega\varrho_0}\frac{\partial p}{\partial x}} = -\frac{\hat{p}\cdot e^{\alpha x} e^{j\omega t}}{\frac{1}{j\omega\varrho_0}\alpha\cdot\hat{p}\, e^{\alpha x} e^{j\omega t}} =$$

alfát beírjuk a kör képletben

$$z = -\frac{j\omega\varrho_0}{-\frac{m}{2} - jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_h}{\omega}\right)^2}} = \frac{1}{\frac{m}{2j\omega\varrho_0} - \frac{jk\sqrt{\ }}{j\omega\varrho_0}}\Bigg|_{\omega \ll \omega_h} =$$

#11

$$Z \overset{\sim}{=} \frac{1}{\frac{1}{j\omega \frac{2\varrho_0}{m}} + \frac{1}{\varrho_0 \cdot c}} = \varrho_0 \cdot c \times j\omega \frac{2\varrho_0}{m} \approx \varrho_0 \cdot c$$

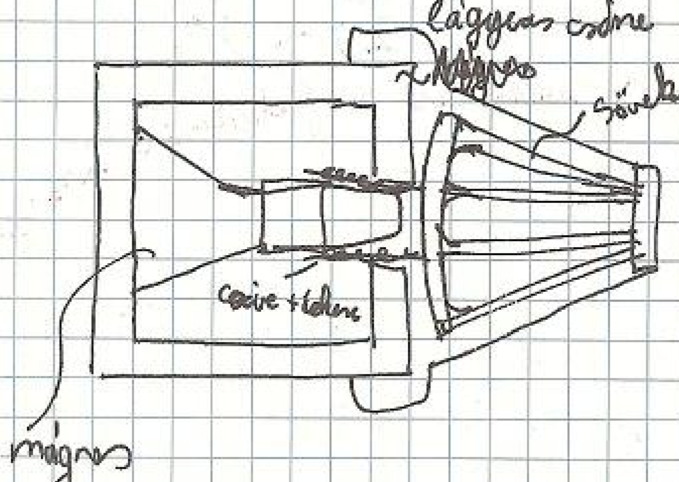
ez nagyobb mint $|\varrho_0 c|$

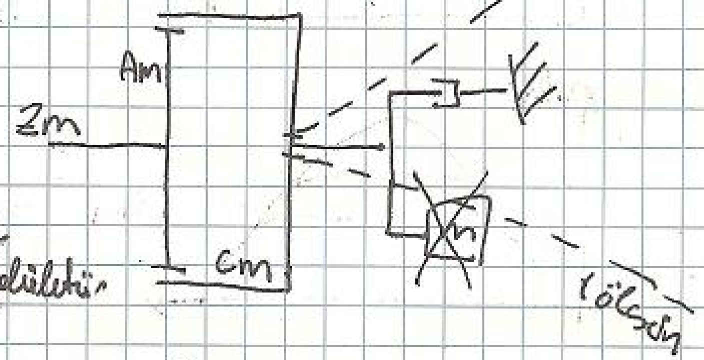
$\omega \ll \omega_n$

Jainul tudjuk javítani a sugárzási impedanciát tölcsérrel a $\varrho_0 \cdot c$ szereset látja a hangszóró.

Nyomókamrás hangszóró

- compression chamber speaker
- trumpet driver
- horn driver





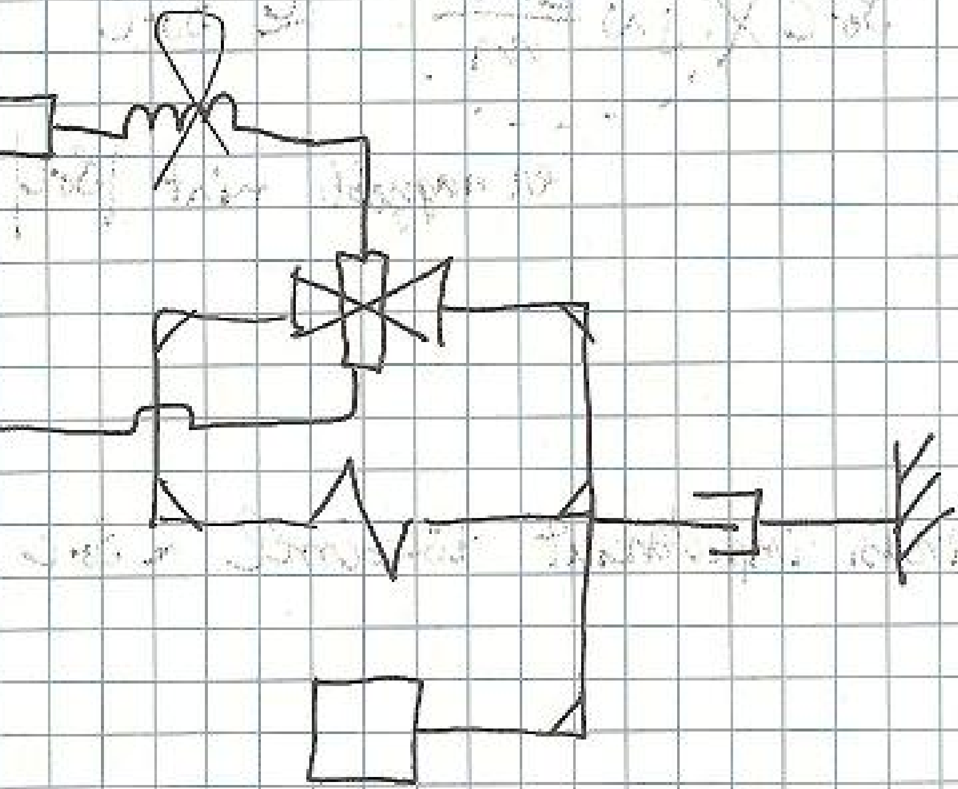
$$Z_m = \frac{A_{membrán}^2}{j\omega C_m} \times \frac{r_s}{A_t^2} =$$

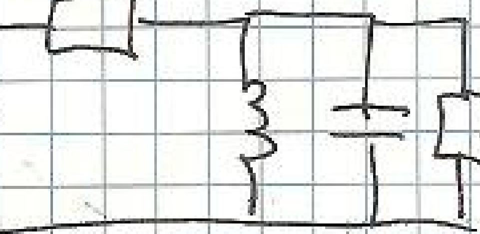
$$\frac{1}{j\omega \frac{C_m}{A_m^2}} \times \frac{r_s}{A_t^2}$$

ez kicsi ezért a tört nagy a replumból elhanyagolható

$$Z_m = \frac{A_m^2}{A_t^2} r_s$$

ahol r_s a tölcsér miatt $\varrho_0 \cdot c \cdot A_t$



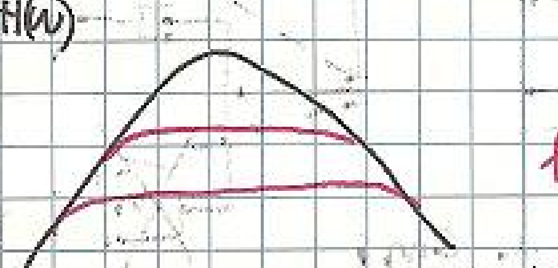


Nyomókamrás hangsugárzó helyettesítő

sávkorlátozott átvitel tud

biztosítani DE nagy hatásfok

20-30%



ha csillapítom szélesedik a frekvenci

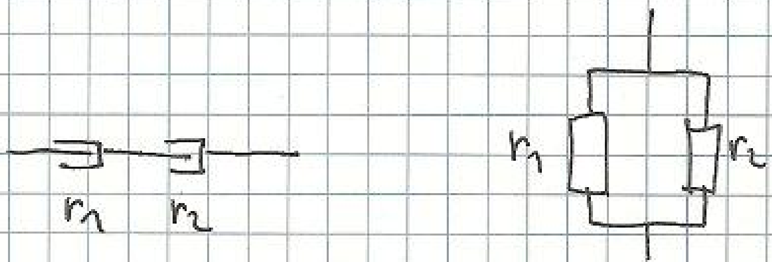
2008. 11. 28. #42

- mechanikai koncentrált paraméterű modellek
- elektrodinamikus hangszóró / átalakító
- méretezzen zárt dobozos hangszórót $V_{doboz} = \frac{V_{as}}{n^2-1}$
- 
  T transzformálási tényező
  és mit hogyan hova transzformál

$$Z_{egyik} = \frac{T^2}{Z_{másik}}$$

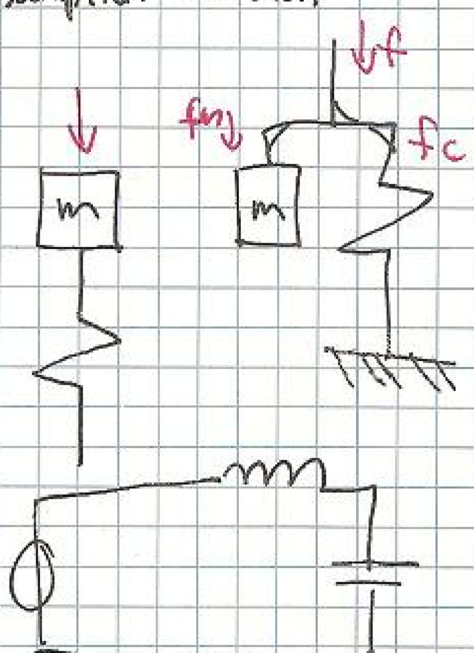
$c_e = c_1 + c_2$ az eredő nőtt

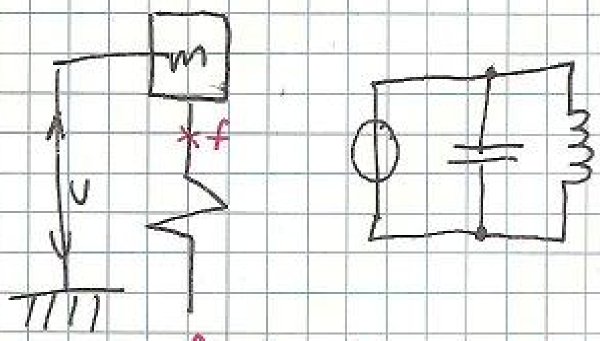
a rugóengedékenység nő



$r_e = r_1 \times r_2$ csökken!

a csillapítás csökken





f ↑ innen támadom erővel

ha lesz sugárzási példa akkor lesz képlet is a táblán

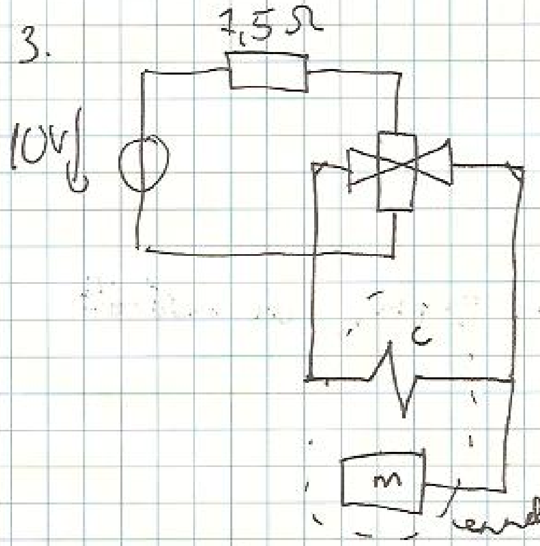
2008.11.5.

Ha dobozba tesszük, hogyan változik a c?

Tudjuk a doboznak a rezonanciáját hiszen megadták $f_0 = 70\,Hz$

kiszámoltuk a saját engedékenységet ⇒ csak a C_m hiányzik

3.

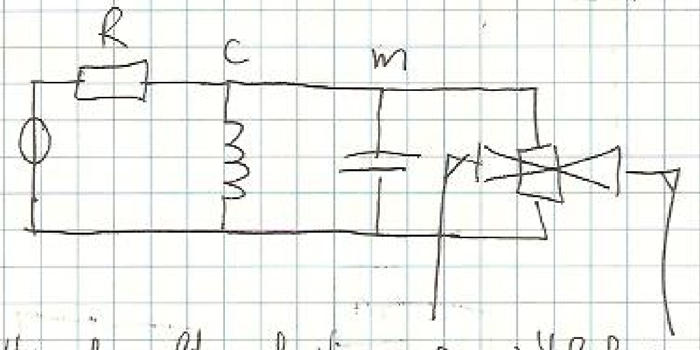


$c = 6 \cdot 10^{-4} \frac{m}{N}$

ennek van rezonanciája ez az 5 Hz

c = meg volt adva

a rezonanciából m értéke meghatározható



5 Hz-el volt meghajtva → sajátfrekvencia, sajátfrekvenciánál

van a párhuzamos rezgőkör —X— szakadás

T = 10 $\quad v = 1\ m/s$

$x = \frac{v}{\omega}$

2008. 11. 05 #43

Ha valahol $\frac{1}{1+jka}$ -van akkor ezt

k értékével játszva megpróbáljuk eltüntetni

$|p| = s_0 w$.

$jka = j\frac{w}{c} \cdot a$ ha c nagy akkor k.a ~~nagy~~ kicsi

és elhanyagolható

$$\left|\frac{1}{1+j}\right| = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

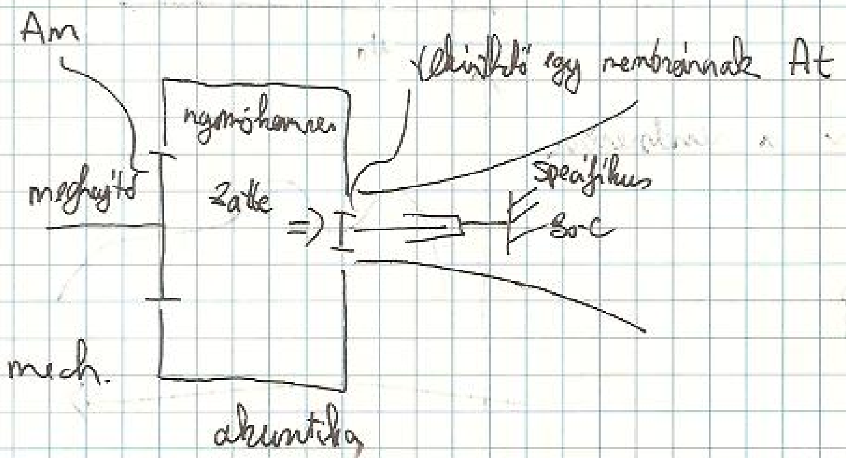
martin andrás PZH közel vagy, hogy meglegyen 17-én

A fénysebesség nem hangsebesség :) $340\ m/s = c$

és nem $3 \cdot 10^8$

Ha rövid a tölcsér vagy hamar tágul ~~[illegible]~~ nagy a meredekség

e^{-mx} m a meredekség, magas lesz az alsó határfrekvencia



$$Z_{atle} = \frac{s_0 \cdot c}{A_t}$$

a meghajtó látja a tölcsér által képviselt $Z_{a t b e}$-t és az üreg kapacitást

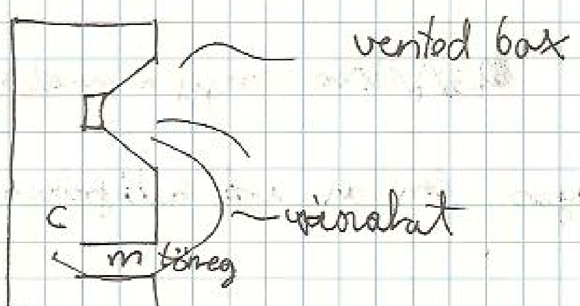
$$\frac{S_0 \cdot C}{A_t} \times \frac{1}{j\omega C_a} \cong \frac{S_0 \cdot C}{A_t}$$

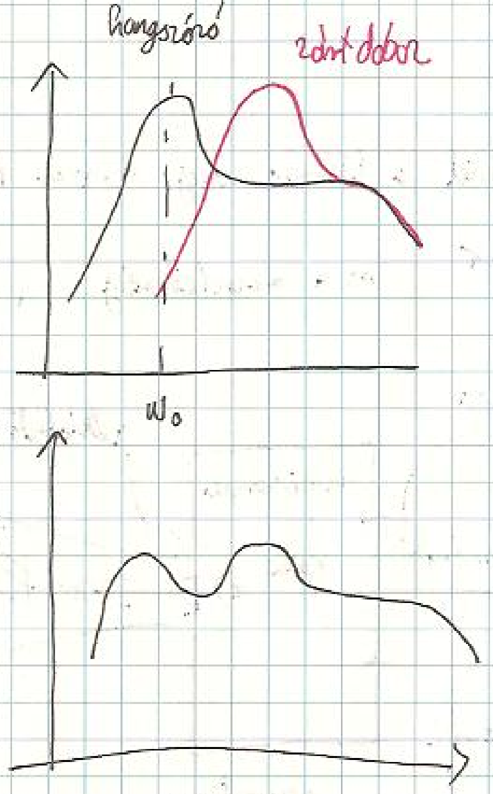
$$Z_{mech} = A_m^2 \quad \frac{S_0 \cdot C}{A_t^2} = \frac{A_m^2}{A_t^2} \cdot r_{s\,mech}$$

Délután a 110-ben leszünk

tölcsér hossza min 2-3 λ legyen

MÉLYREFLEX DOBOZ





c és m új rezgőkör a rendszerben

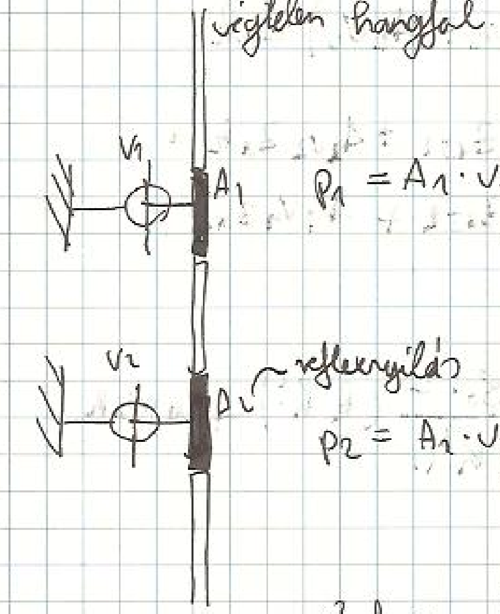
intenzitás

$$I = \frac{1}{2} Re\{p \cdot v^*\}$$

$$I = \frac{1}{2}(v)^2 Re\{z\}$$

2008.11.5 #44

$Z_{a\,kölcsönös}$ = két hangszóróra vonatkozik

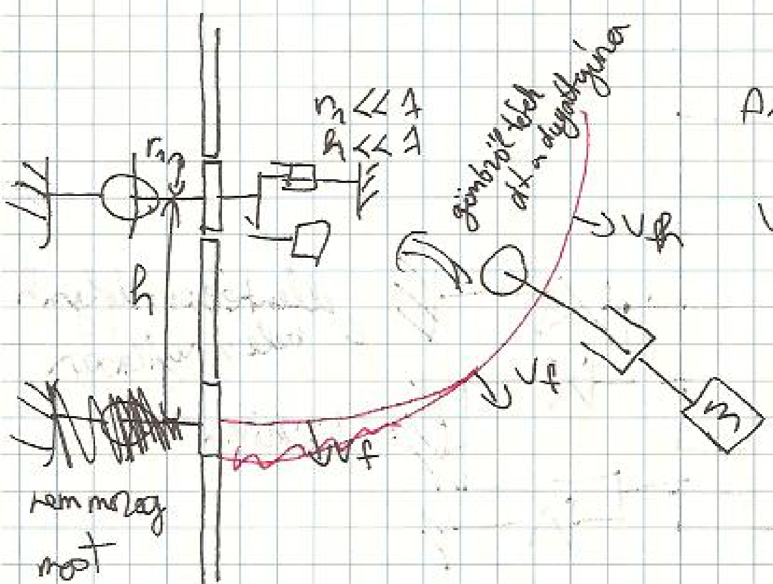


$p_1 = A_1 \cdot v_1 \cdot Z_{as1} + A_2 \cdot v_2 \cdot Z_{ak}$

$p_2 = A_2 \cdot v_2 \; Z_{as2} + A_1 \, v_1 \cdot Z_{ak} \Big|_{v_2 \equiv 0} = A_1 v_1 \cdot Z_{ak}$

$$Z_{ak} = \frac{p_2}{A_1 \cdot v_1} = r_s + j\omega M_{ak}$$

ez a fontos, ő szól bele a teljesítményébe



$$A_1 \cdot v_1 = A_{félgömb} \cdot v_h = 2h^2\pi v_f$$

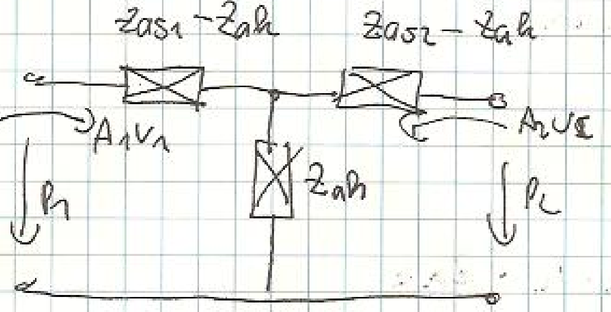
$$v_h = \frac{A_1 \cdot v_1}{2h^2\pi}$$

$$Z_{as1} = \frac{Z_{ma1}}{A^2} = \frac{1}{2}\frac{\rho_0 \cdot c}{A}(k \cdot r_1)^2 + 0{,}85\frac{\rho_0 \cdot r_1}{A_1} j\omega$$

$$\frac{p_2}{v_h} =$$

$$Z_{ak} = \frac{\rho_0 \cdot c}{2h^2\pi}(k \cdot r_1)^2 + j\omega\frac{\rho}{2h\pi} = r_{ak} + j\omega M_{ak}$$

ezt szeretnénk alkalmazni a dinamikus hangszóróra



$$p_1 = A_1 v_1 (Z_{as1} - Z_{ak}) + (A_1 v_1 + A_2 v_2) Z_{ak}$$

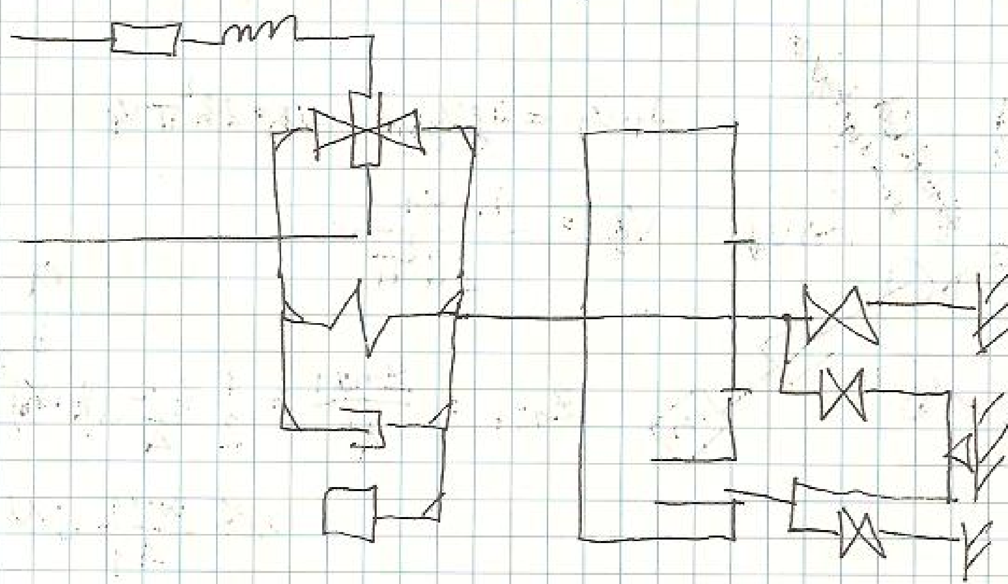
$$p_1 = A_1 v_1 Z_{as1} + A_2 v_2 Z_{ak}$$

$$p_2 = A_2 v_2 Z_{as2} + A_1 v_1 Z_{ak}$$

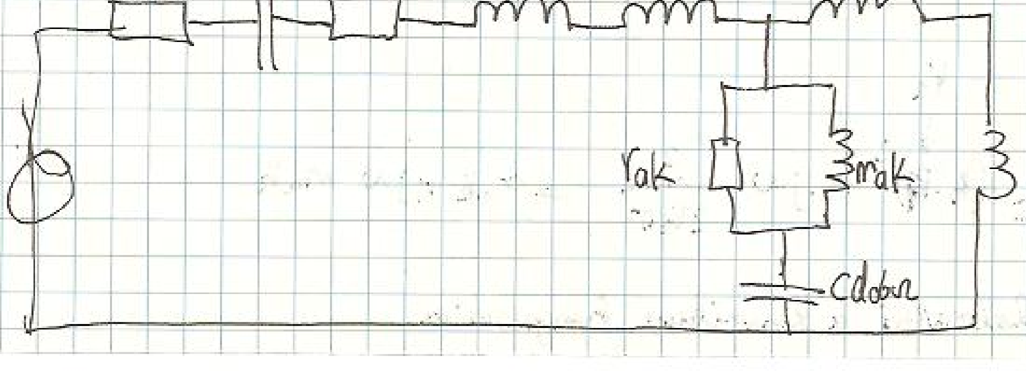
$$Z_{as1} - Z_{ak} = \frac{1}{2} \frac{\rho_0 \cdot c}{A_1} (k r_1)^2 + j\omega\, m_{as1} - \frac{\rho_0 \cdot c}{2 h^2 \pi} (k h^2) - j\omega\, m_{ak}$$

$$= j\omega (m_{as1} - m_{ak})$$

Mélyreflex doboz eredő helyettesítő képe

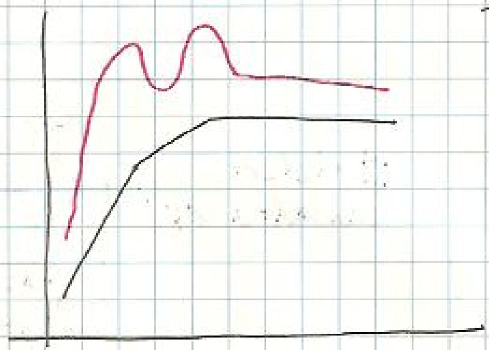


Mélyreflex doboz villamos helyettesítő képe



2008.11.05 #45

$$H(s) = K \cdot \frac{s^4}{s^4 + b_3 s^3 + b_2 s^2 + b_1 s + b_0}$$

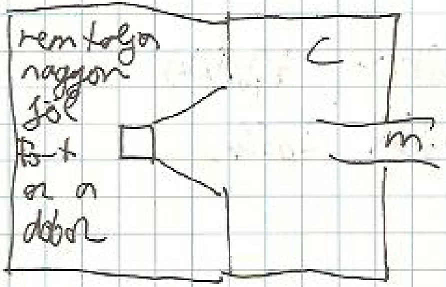


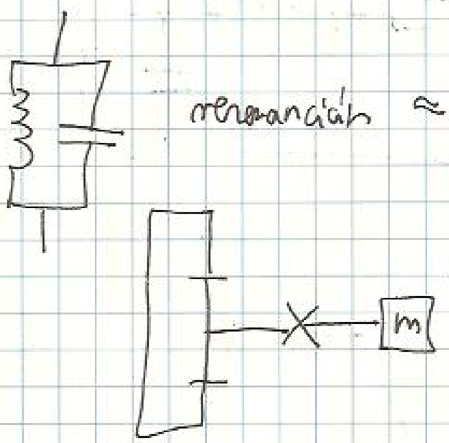
a hangszóró rezonanciáját nem tudjuk lejjebb tolni, csak a $V_{doboz} = \frac{V_{as}}{n^2-1}$

el nem toljuk nagyon fel. Fs Fs marad ∞ dobozban.

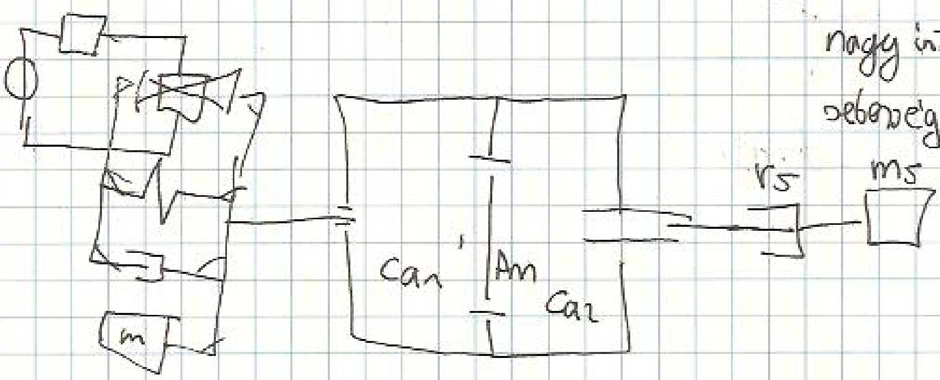
Hogyan megyünk Fs-alá? Reflex doboz, hangolt rezgőkör ⇒ lesz.

sávelnyomó rezgőkör

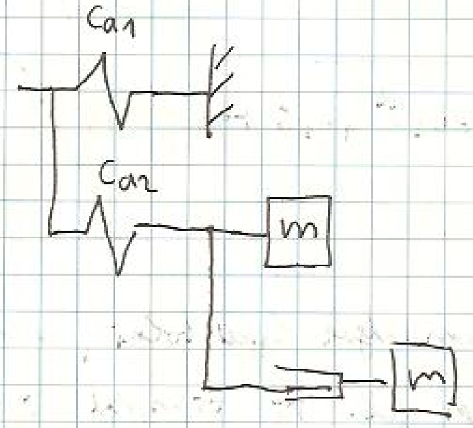


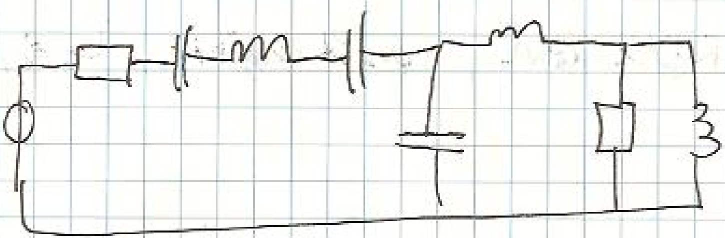


nagy intenzitás kis sebesség esetén



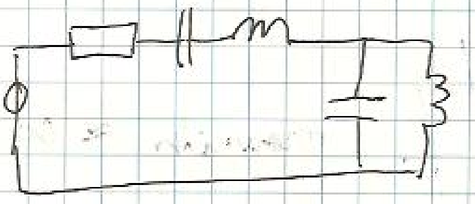
ami akusztikus elem vagy elektromos volt az mechanikaival teszem itt minden maradt a régi





elektromos helyettesítő kép

egyszerűsítve



két rezgőkör, 4 pólus
4 szabadságfok 2 pólus

2008.11.10 #46

TEREMAKUSZTIKA

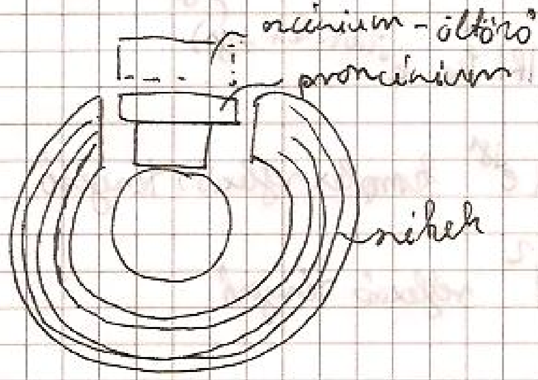
színház- görög színház NYITOTT

templomok - ZÁRT rengeteg tapasztalati infó gyűlt fel

bálteremek - keskeny hosszú terem

20. században kezdődött a teremakusztikai kutatás

W. C. Sabine Collected Papers on Acoustics ~1920-30



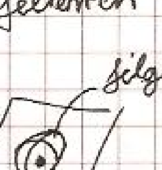
GÖRÖG SZÍNHÁZ

PONTFORRÁS SZABAD TÉRBEN

$$p^2 \approx \rho_0 c \frac{P_a}{4\pi r^2}$$

-6dB a távolság kétszeresődésével

pontforrás féltérben

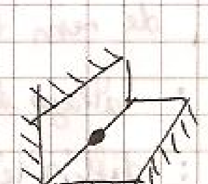


$\Rightarrow$ a $D_\Theta = 2$

$$p^2 \approx \rho_0 c \frac{D_\Theta P_a}{4\pi r}$$

D_Θ - iránytényező

negyed térbe sugároz

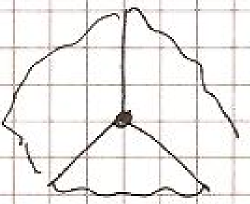


$D_\Theta = 4$

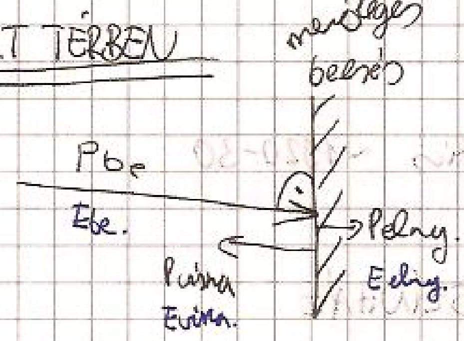
sarokban

$D\Theta = 8$

szabad térben $D\Theta = 1$



ZÁRT TÉRBEN



egy része elnyelődik

$E_{be} = E_{vissza} + E_{elny.}$

$P_{be} = \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}$

$P_{vissza} = |R|\, \hat{P}_{be}\, e^{j(\omega t - kx + \gamma\pi)}$ — fázis változik

$R = |R|\, e^{j\gamma\pi}$ komplex reflexiós tényező

$r = |R|^2$ reflexiós tényező

$E_{vissza} = E_{be} \cdot r$

$E_{elnyelt} = (1-r)\, E_{be} = \alpha \cdot E_{be}$ $\qquad \alpha$ = elnyelési tényező $= (1-r)$

α-t mérni vagy számolni lehet

Merev felületről

$$R = \frac{Z - \rho_0 \cdot c}{Z + \rho_0 \cdot c}$$ Z = fal impedanciája

$$\alpha = \frac{4\,\mathrm{Re}(\xi)}{|\xi|^2 + 2\,\mathrm{Re}(\xi) + 1} \qquad R = \frac{\xi - 1}{\xi + 1}$$

$$\alpha(\Theta) = \frac{4\,\mathrm{Re}(\xi)\cos\Theta}{(|\xi| \cdot \cos\Theta)^2 + 2\,\mathrm{Re}(\xi)\cos\Theta + 1}$$

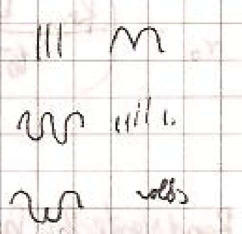
az elnyelési tényező irányfüggő, de nem tudjuk, hogy milyen szögben esik be $\Rightarrow$ $\alpha_{átlag} = \bar{\alpha}$: átlagos elnyelési tényező

: <u>diffúz</u> téri elnyelési tényező

2008.12.10 #47

diffúz tér = egyenletes a hangnyomáseloszlás

véletlenszerű és azonos a hangtér a szobában



Sabine képlet

$A_S = A \cdot \bar{\alpha}$ elnyelési szám, elnyelési képesség [sabine]

$P_d = \frac{c}{4} A_S \bar{w}$ $\bar{w}$ energiasűrűség

utózengési idő: RT; T_{60}; RT_{60} azonnyi idő alatt a kezdeti energia egy milliomod részére csökken

$$T_{60} = 0,161 \frac{V}{\underbrace{\sum \alpha_i A_i}_{A_S}}$$

csak diffúz térben igaz és ahol $\alpha < 0,3$

exponenciális elhalást feltételezve

$\tau = \frac{4V}{c \cdot A_S}$ $T_{60} = (6 \ln 10)\,\tau$ $\left(\frac{3l}{c} < \tau\right)$

Annak a feltétele, hogy kialakuljon a diffúz tér. l a terem egy jellemző mérete

Ha a feltételeink nem teljesülnek (nincs diffúz tér) akkor:

Norris - Eyring

$$T_{60} = 13,82 \frac{4V}{c \cdot A(-\ln(1-\bar{\alpha}))}$$

R_{RC} room-constant

$$R_{RC} = \frac{\bar{\alpha} A}{1-\bar{\alpha}}$$

pontforrás zárt térben

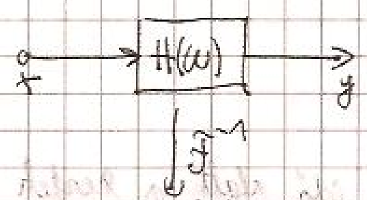
$$p^2 = \rho_0 \cdot c \, P_a \left(\underbrace{\frac{D(\theta)}{4\pi r^2}}_{\text{közvetlen direkt}} + \underbrace{\frac{4}{R_{RC}}}_{\text{diffúz}} \right)$$

ahol a direkt és a diffúz megegyeznek a KRITIKUS SUGÁR

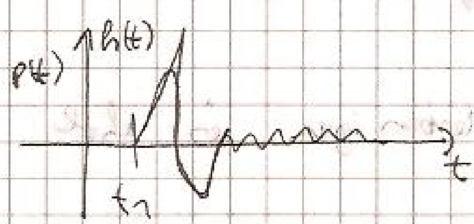
$$r_0 = \left(\frac{f r_c \; D(\Theta)}{16\pi}\right)^{1/2}$$ ettől kezdve már a diffúz tér dominál

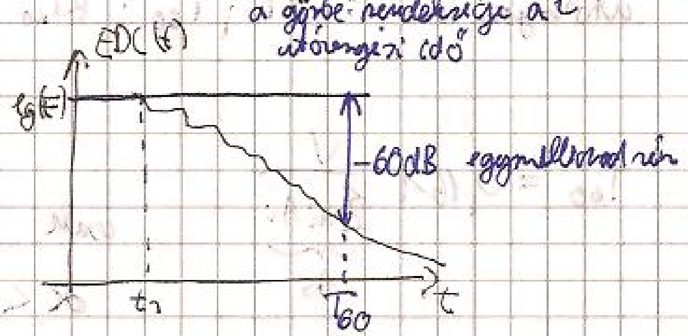
Rendszertechnikai szempontból

MIMO



h(t) impulzusválasz





$$\int_0^\infty h^2(t)\,dt$$

Energia lecsengési görbe

Energy Decay Curve

EDC

$$EDC(t) = \frac{\int_t^\infty h^2(t)\,dt}{\int_0^\infty h^2(t)\,dt}$$

mikrofon			
O	Hangtisztaság	Clarity C_{80}/C_{50}	korai és késői energia viszonya
O + ∞	Oldalhatás	Lateral Efficiency LE, LF, LEF	
műfejes	IACC	Inter Aural Cross Correlation	

GEOMETRIAI AKUSZTIKA

sugárkövetés