EXTREMO ABIERTO:

AQUÍ FLUCTÚA ALR. DE P_0

P_0

LA P. EN EL EXT. NO ES CERO.

LA ENTRADA A LA HABITACIÓN (SALIDA DEL TUBO) NO OFRECE RESISTENCIA

$\Rightarrow$ $Z_{salida} = 0$ $\longrightarrow$ CORRIMIENTO EFECTIVO DEL BORDE DEL TUBO $\longrightarrow$ ~~[illegible]~~ EL AIRE ENCUENTRA COMO RESISTENCIA A SALIR

$\rightarrow$ EXP. $\equiv$ DET. LA FRECUENCIA HACIENDO RESONAR EL TUBO Y CONV. EN LONG. DE ONDA. $\rightarrow$ LEVEMENTE MAYOR A LA DEL TUBO.

ONDAS CON PÉRDIDAS: NO DAR

Vimos q' se puede plantear una versión simple de una onda con pérdidas como:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}(x,t) = c^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \gamma \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

Proponemos una solución propagante al igual que en los casos anteriores:

$$\psi(x,t) = A e^{i(\omega t + kx)}$$

(es la misma forma planteada antes)

y reemp. en la ec. de onda obtenemos

$$\omega^2 - i\gamma\omega = c^2 k^2$$

La única dif. respecto a lo q' vimos en ese caso son las cond. de borde.

Antes: modos normales sinusoidales en el espacio ⟹ k real

⟹ dada la relac. de disp. obtenida $\omega \in \mathbb{C}$ y esto da lugar al decaimiento de la amplitud en el t.

Ahora: la cond. de borde (por ej. una discontinuidad) nos dice que el borde oscila a = frecuencia que la onda inmediatamente cercana, el decaimiento estará dado por "el viaje" de la onda pero no es parte de la dinámica. ⟶ $\omega \in \mathbb{R}$ (es como un "forzado" por la onda incidente)

y eso nos conduce a que $k \in \mathbb{C}$, reemplazando:

$$k = \pm \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \frac{i\gamma}{\omega}} \underset{\gamma \ll \omega}{\approx} \pm \frac{\omega}{c}\left(1 - \frac{i\gamma}{2\omega}\right)$$

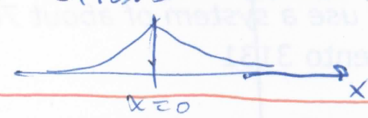
En cuyo caso, las soluciones son 2 ondas, una con $k > 0$ (a der.) y otra con $k < 0$ (a izq.) dadas por:

der. $$\psi^-(x,t) = e^{-\frac{\gamma}{2c}x}\, e^{i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)}$$

izq. $$\psi^+(x,t) = e^{\frac{\gamma}{2c}x}\, e^{i\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)}$$

Tomando $x = 0$ en la discont.

⟹ en ambas, la amplitud decae exponencialmente si me alejo de la discontinuidad. $(x=0)$



⟶ la ecuación que nos daba soluciones en las que la A decaía con t para ondas estac., también da ondas viajeras cuya energía se disipa a medida que la onda avanza.

En este último caso estoy "forzando" al punto de la discontinuidad a propagar una onda viajera, convirtiéndolo así en una fuente

Analicemos una cuerda con borde fijo (x=0) y con un forzado (x=L) en términos de ondas viajeras

En $x=0$ ψ^- y ψ^+ deben anularse

Esto puede verse pensando q'

$$\left.\begin{aligned}\psi^-(x=0,t) &= A e^{i\omega t}\\ \psi^+(x=0,t) &= B e^{i\omega t}\end{aligned}\right\} \Rightarrow A=-B$$

y en el extremo "forzado", $x=L$ pedimos que la soga se mueva con amplitud fija "A_0": siendo $\omega = ck$,

$$\Rightarrow \psi(L,t) = \cancel{A_0 e^{i}} \left[A e^{\frac{\gamma L}{2c}} e^{i\frac{\omega L}{c}} + B e^{-\frac{\gamma L}{2c}} e^{-i\frac{\omega L}{c}}\right] e^{i\omega t}$$

$$= A_0 e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow A\left[e^{\frac{\gamma L}{2c}} e^{i\frac{\omega L}{c}} - e^{-\frac{\gamma L}{2c}} e^{-i\frac{\omega L}{c}}\right] = A_0$$

Vemos que $\exists$ solución para A para cualquier frecuencia

En part. A es periódica y tiene máximos en múltiplos enteros de

$\omega_0 = \frac{\pi c}{L}$ (ver Martínez pág. 104)

En términos de ondas viajeras: el forzante inyecta una onda hacia la izquierda que se refleja en contrafase y anula ψ en $x=0$ $\forall t$

la onda reflejada viaja a la derecha hasta el forzante. Al llegar ahí es reflejada por la discontinuidad, al reflejarse sufre otro salto en $\pi \Rightarrow$ su fase coincide con la onda inyectada y se suman constructivamente

Este incremento de amplitud compensa las pérdidas por disipación y mantiene la onda estacionaria. La situac. óptima para esto ocurre en la resonancia cuando la onda refl. en el forzante coincide exactamente en fase con la inyectada.