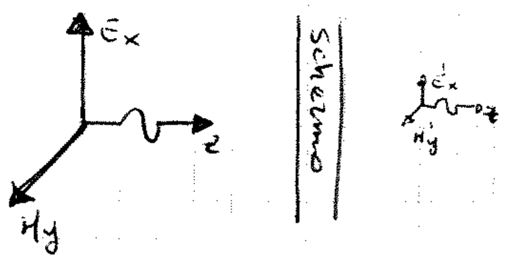
SCHERMATURA in alta frequenza.



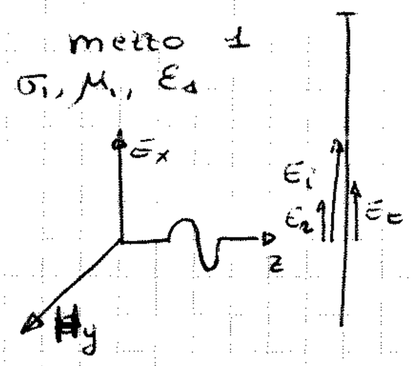
Ci aspettiamo onde piane con dimensioni decisamente minori.

Definiamo $S.E. = S.F. = \dfrac{|E_{incidente}|}{|E_{trasmesso}|} = \dfrac{|E_x|}{|E'_x|}$

shield effectiv. / shield factor

talvolta S.E. viene fornito in dB.

Vediamo cosa succede se ho due mezzi contigui separati da una superficie piana



Avremo un campo incidente, riflesso e trasmesso

in $z=0$ $\quad E_i + E_2 = E_t$ (condizione di continuità della comp. tg. di E)

$$E_i\, e^{-\gamma_1 z} + E_2^-\, e^{\gamma_1 z} = E_t^+ e^{-\gamma_2 z}, \quad \gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1\, j\omega\hat{\varepsilon}_1} \quad \gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_2\, j\omega\hat{\varepsilon}_2}$$

in $z=0$ $\quad E_i^+ + E_2^- = E_t^+$

Inoltre $\quad H_1^+ + H_2^- = H_t^+$

$$H_1^+ e^{-\gamma_1 z} + H_2^- e^{\gamma_1 z} = H_t^+ e^{-\gamma_2 z}$$

$$\frac{E_i}{\eta_1} - \frac{E_2}{\eta_2} = \frac{E_t}{\eta_2}$$

Con queste due equazioni posso ricavare i rapporti tra i campi.

$$\frac{1}{\eta_1}\begin{cases} E_1 + E_2 = E_t \\ \dfrac{E_1}{\eta_1} - \dfrac{E_2}{\eta_1} = \dfrac{E_t}{\eta_2} \end{cases} \Rightarrow \frac{2E_i}{\eta_1} = E_t\left(\frac{1}{\eta_1}+\frac{1}{\eta_2}\right) \cancel{\Rightarrow \frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{\eta_1}\left(\frac{1}{\eta_1}+\frac{1}{\eta_2}\right)}$$

$$\Downarrow$$

$$T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{\eta_1}\,\frac{1}{\frac{1}{\eta_1}+\frac{1}{\eta_2}} = \frac{2\eta_2}{\eta_1+\eta_2}$$

ora vogliamo trovare $\frac{E_2}{E_i}$

$$\frac{1}{\eta_2}\begin{cases} E_1 + E_2 = E_t \\ \dfrac{E_1}{\eta_1} - \dfrac{E_2}{\eta_1} = \dfrac{E_t}{\eta_2} \end{cases} \Rightarrow E_1\left(\frac{1}{\eta_2}-\frac{1}{\eta_1}\right) + E_2\left(\frac{1}{\eta_2}+\frac{1}{\eta_1}\right) = 0$$

$$R = \frac{E_2}{E_i} = -\frac{\dfrac{\eta_1-\eta_2}{\cancel{\eta_1\eta_2}}}{\dfrac{\eta_1+\eta_2}{\cancel{\eta_1\eta_2}}} = \frac{\eta_2-\eta_1}{\eta_2+\eta_1}$$

Se il materiale 2 è conduttore perfetto $(\sigma\to\infty)$ e se il materiale 1 è senza perdite $(\sigma_1 = 0)$

$$\eta_2 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_2}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_2}{\sigma_2\left(1+\frac{j\omega\varepsilon_2}{\sigma_2}\right)}} \cong \sqrt{\frac{j\omega\mu_2}{\sigma_2}} \quad \text{molto piccolo}$$

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}$$

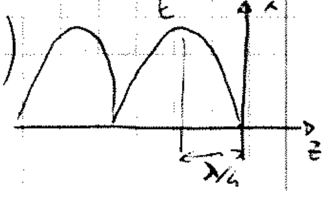
$$R \cong \frac{0-\eta_1}{0+\eta_1} = -1$$ campo riflesso è uguale, ma di segno opposto, al campo incidente

$$T \simeq 0$$

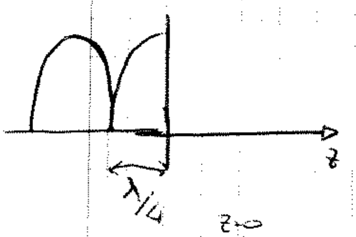
$$\begin{cases} E_i \\ E_r = -E_i \\ E_t = 0 \end{cases} \Rightarrow \text{onda: } E_i e^{-\gamma_1 z} - E_i e^{\gamma_1 z} = E_{tot}$$

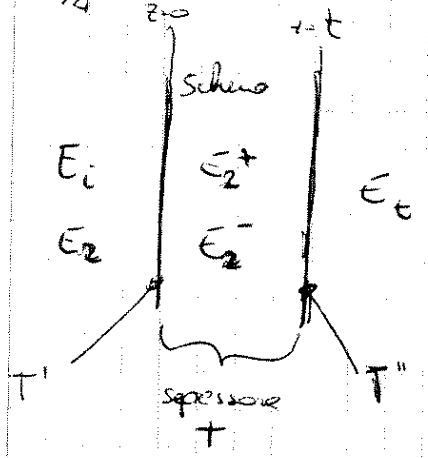
$$\gamma_1^2 = j\omega\varepsilon\, j\omega\mu \Rightarrow \gamma_1 = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} = \frac{j\omega}{c} = j\frac{2\pi}{\lambda}$$

$$E_{tot} = E_i\left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}z} - e^{j\frac{2\pi}{\lambda}z}\right) = E_i\, 2j\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right)$$



$$H_{tot} = H_1 e^{-\gamma_1 z} + H_2 e^{\gamma_1 z} = \frac{E_i}{\eta_1} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}z} + \frac{E_i}{\eta_1} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}z} = 2\frac{E_i}{\eta_1}\cos\frac{2\pi z}{\lambda}$$





Contributi analoghi si hanno anche per H

Noi dobbiamo trovare le 5 componenti di E. Le componenti di H sono subito individuate.

Dobbiamo quindi trovare 5 incognite con 4 relazioni:

$$\left.\begin{aligned} E_i + E_2 &= E_2^+ + E_2^- \\ \frac{E_i}{\eta_0} - \frac{E_2}{\eta_0} &= \frac{E_2^+}{\eta} - \frac{E_2^-}{\eta} \end{aligned}\right\} z=0$$

$$E_2^+ e^{-\gamma t} - E_2^- e^{\gamma t} = E_t e^{-\gamma_0 t}$$

$$\frac{E_2^+}{\eta} e^{-\gamma t} + \frac{E_2^-}{\eta} e^{+\gamma t} = \frac{E_t}{\eta_0} e^{-\gamma_0 t}$$

$$\frac{E_i}{E_t} = \frac{(\eta_0+\eta)^2}{4\eta_0\eta}\left[1 - \frac{(\eta_0-\eta)^2}{(\eta_0+\eta)} e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-j2\beta t}\right] e^{\frac{t}{\delta}} e^{j\beta t} e^{-j\beta_0 t}$$

$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$ spessore di penetrazione

se materiale isolante $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ $\gamma_0 = \sqrt{j\omega\mu_0 j\omega\varepsilon_0} = \frac{j\omega}{c}$ $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$

se materiale conduttore $\eta = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma(1+\frac{j\omega\varepsilon}{\sigma})}}$

se σ molto grande $\eta = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}}$

$\gamma = \alpha + j\beta$ $\gamma_0 = 0 + j\beta_0$

fattore 1: $\dfrac{(\eta_0-\eta)^2}{4\eta_0\eta}$ effetto della riflessione

fattore 2: $[\quad]$ riflessione multipla

fattore 3: $e^{\frac{t}{\delta}}(\quad)$ assorbimento

otteniamo i valori $T' = \dfrac{2\eta_0}{\eta+\eta_0}$ e $T'' = \dfrac{2\eta}{\eta+\eta_0}$

$T' \cdot T''$ tiene conto dei diversi materiali $\eta_0 = 120\pi\ \Omega$

$\eta \ll \eta_0$

$$\frac{(\eta_0+\eta)^2}{4\eta_0\eta} = \frac{\eta_0^2\left(1+\cancel{\frac{\eta}{\eta_0}}\right)^2}{4\eta_0\eta} = \frac{\eta_0}{4\eta} \qquad |\eta| = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$$