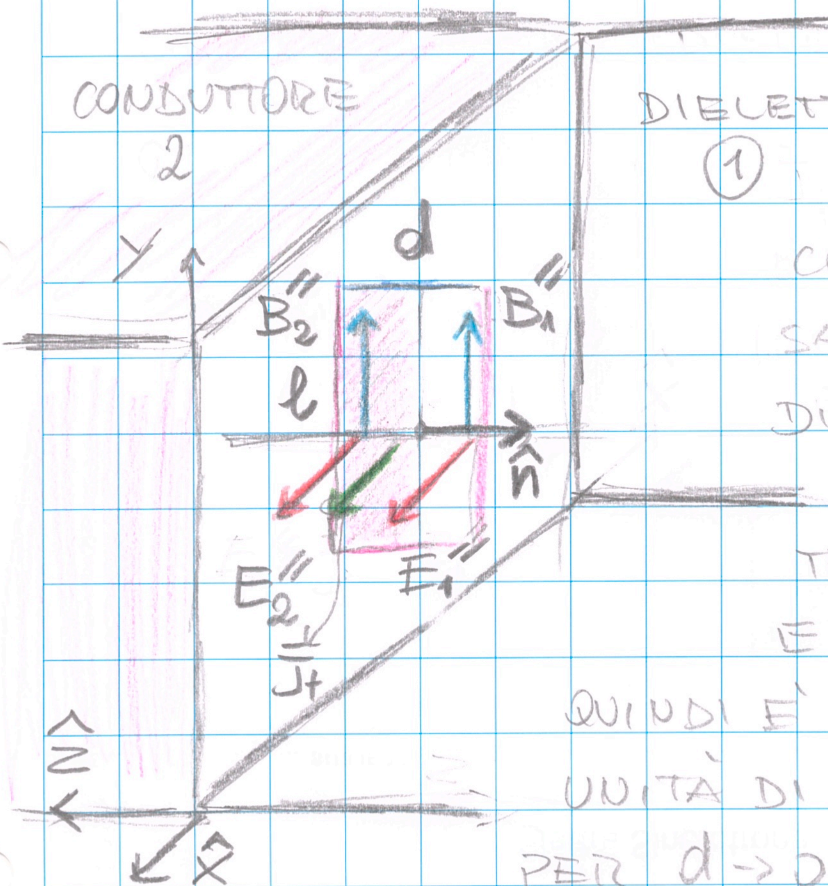
RIFLESSIONE SULLA SUPERFICIE DI UN CONDUTTORE

LE CONDIZIONI AL CONTORNO CHE ABBIAMO UTILIZZATO PER L'INTERFACCIA TRA DUE DIELETTRICI NON SONO PIÙ VALIDE QUANDO SIAMO IN PRESENZA DI CARICHE E CORRENTI. INVECE IN QUESTO CASO ABBIAMO

$$\boxed{\begin{array}{ll} \varepsilon_1 E_1^{\perp} - \varepsilon_2 E_2^{\perp} = \sigma_f & E_1^{\parallel} - E_2^{\parallel} = 0 \\ B_1^{\perp} - B_2^{\perp} = 0 & \frac{1}{\mu_1} B_1^{\parallel} - \frac{1}{\mu_2} B_2^{\parallel} = \bar{K}_f \times \hat{n} \end{array}}$$

DOVE $\bar{K}_f$ SONO LE CORRENTI LIBERE DI SUPERFICIE E $\hat{n}$ È IL VERSORE $\perp$ ALLA SUPERFICIE. PER CONDUTTORI OHMICI $\bar{J}_f = \sigma \bar{E}$ MENTRE $\bar{K}_f = 0$ PERCHÉ QUESTO IMPLICA UN CAMPO $\bar{E} = \infty$ ALLA SUPERFICIE. LA RAGIONE STA NEL FATTO CHE ALLA SUPERFICIE DI SEPARAZIONE DEI DUE MEZZI LA $\bar{J}_f$ È UNA CORRENTE PER UNITÀ D'AREA SE ORA SI TRACCIA UNA SUPERFICIE $\perp$ ALLA INTERFACCIA DI AREA $(d \times l) = S$ $\bar{J}_f$ È DATA DALLA CORRENTE I CHA ATTRAVERSA QUESTA AREA E È DIRETTA COME $\bar{E}$. $\bar{K}_f$ È LA DENSITÀ DI CORRENTE DI SUPERFICIE $\perp \hat{n}$ E $\perp B \Rightarrow \parallel \bar{J}_f \parallel \bar{E}$ E QUINDI È UNA CORRENTE PER UNITÀ DI LUNGHEZZA $\Rightarrow \bar{J}_f \to \bar{K}_f$ PER $d \to 0$ MA PER $\bar{J}_f$ FINITO



PER $d \to 0$ $\bar{J}_f \to 0 \Rightarrow \bar{K}_f \to 0$ OVVERO PER

AVERE $\bar{K}_f \neq 0 \Rightarrow \bar{J}_f \to \infty \Rightarrow \bar{E}_{//} \to \infty$. QUI MI CORRE L'OBBLIGO DI CHIARIRE CHE UNA DENSITÀ DI CORRENTE $\bar{J}$ SI RIFERISCHE A UN CORRENTE IN UN VOLUME (3D) MA LA DENSITÀ È PER UNITÀ DI AREA (3D→2D). UNA DENSITÀ DI CORRENTE DI SUPERFICIALE $\bar{K}$ SI RIFERISCE A UNA SUPERFICIE (2D) MA SI MISURA PER UNITÀ DI LUNGHEZZA (1D). NEL CASO RAPPRESENTATO IN FIG.

$$\begin{cases} \tilde{E}_I(z,t) = \tilde{E}_{0I}\, e^{i(k_1 z - \omega t)}\, \hat{x} \\ \tilde{B}_I(z,t) = \tilde{B}_{0I}\, e^{i(k_1 z - \omega t)}\, \hat{y} = \frac{1}{V_1} \tilde{E}_{0I}\, e^{i(k_1 z - \omega t)}\, \hat{y} \end{cases}$$

I CAMPI RIFLESSI E TRASMESSI SONO

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0R}(z,t) = \tilde{E}_{0R}\, e^{i(-k_1 z - \omega t)}\, \hat{x} \\ \tilde{B}_{0R}(z,t) = -\frac{1}{V_1} \tilde{E}_{0R}\, e^{i(-k_1 z - \omega t)}\, \hat{y} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0T}(z,t) = \tilde{E}_{0T}\, e^{i(\tilde{k}_2 z - \omega t)}\, \hat{x} \\ \tilde{B}_{0T}(z,t) = \frac{\tilde{k}_2}{\omega} \tilde{E}_{0T}\, e^{i(\tilde{k}_2 z - \omega t)}\, \hat{y} \end{cases}$$

A $z=0$ L'ONDA INCIDENTE, L'ONDA RIFLESSA E L'ONDA TRASMESSA HANNO CAMPI CHE DEVONO SODDISFARE LE CONDIZIONI AL CONTORNO. DATO CHE $E^\perp$ È $\emptyset$ SIA IN NEL MEZZO (1) CHE NEL MEZZO (2) $\sigma_f = 0$. ANCHE $B^\perp = 0$ QUINDI LE CONDIZIONI AL CONTORNO SI RIDUCONO A $\tilde{E}_{0I} + \tilde{E}_{0R} = \tilde{E}_{0T}$ E CON $\bar{K}_f = 0$ LA CONTINUITÀ DELLA COMPONENTE // DEI CAMPI MAGNETICI ESPRESSA IN TERMINI DI $\tilde{E}$ RISULTA:

$$\frac{1}{\mu_1 v_1}\left(\tilde{E}_{0I}-\tilde{E}_{0R}\right)-\frac{\tilde{k}_2}{\mu_2\omega}\tilde{E}_{0T}=0$$ CHE NELLA SCRITTURA DEL GRIFFITHS DIVENTA $\tilde{E}_{0I}-\tilde{E}_{0R}=\tilde{\beta}\tilde{E}_{0T}$ CON

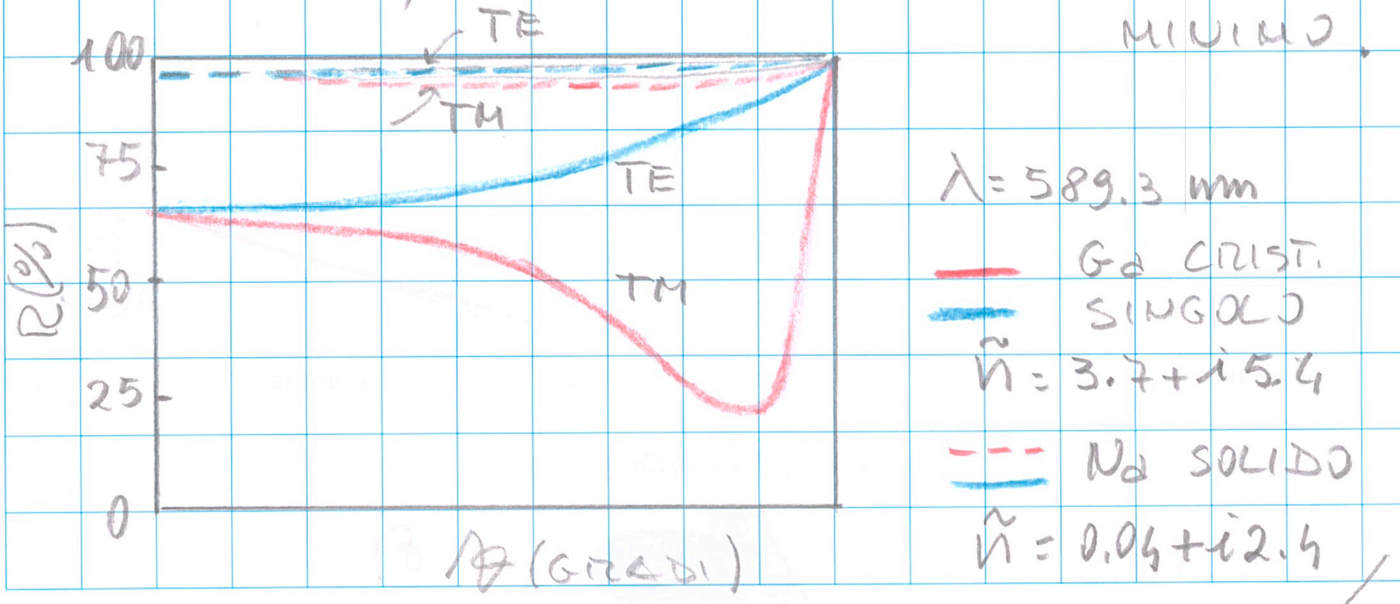
$$\tilde{\beta}=\frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 v_2}\tilde{k}_2 \Rightarrow \tilde{E}_{0R}=\left(\frac{1-\tilde{\beta}}{1+\tilde{\beta}}\right)\tilde{E}_{0I};\ \tilde{E}_{0T}=\left(\frac{2}{1+\tilde{\beta}}\right)\hat{E}_{0I}$$

PER UN CONDUTTORE PERFETTO $\sigma\to\infty \Rightarrow \tilde{k}_2\to\infty \Rightarrow$ $\tilde{\beta}\to\infty \Rightarrow \tilde{E}_{0R}=-\tilde{E}_{0I}$; $\tilde{E}_{0T}=\emptyset$. NEL CASO DI INCIDENZA OBLIQUA SI USANO LE FORMULE DI FRESNEL DOVE COMPARE n E SI SOSTITUISCE CON $\tilde{n}=n_R+i n_I$ • ESEMPIO

$$TE:\ \frac{E_R}{E_I}=\frac{\cos\theta-\sqrt{\tilde{n}^2-\sin^2\theta}}{\cos\theta+\sqrt{\tilde{n}^2-\sin^2\theta}}$$

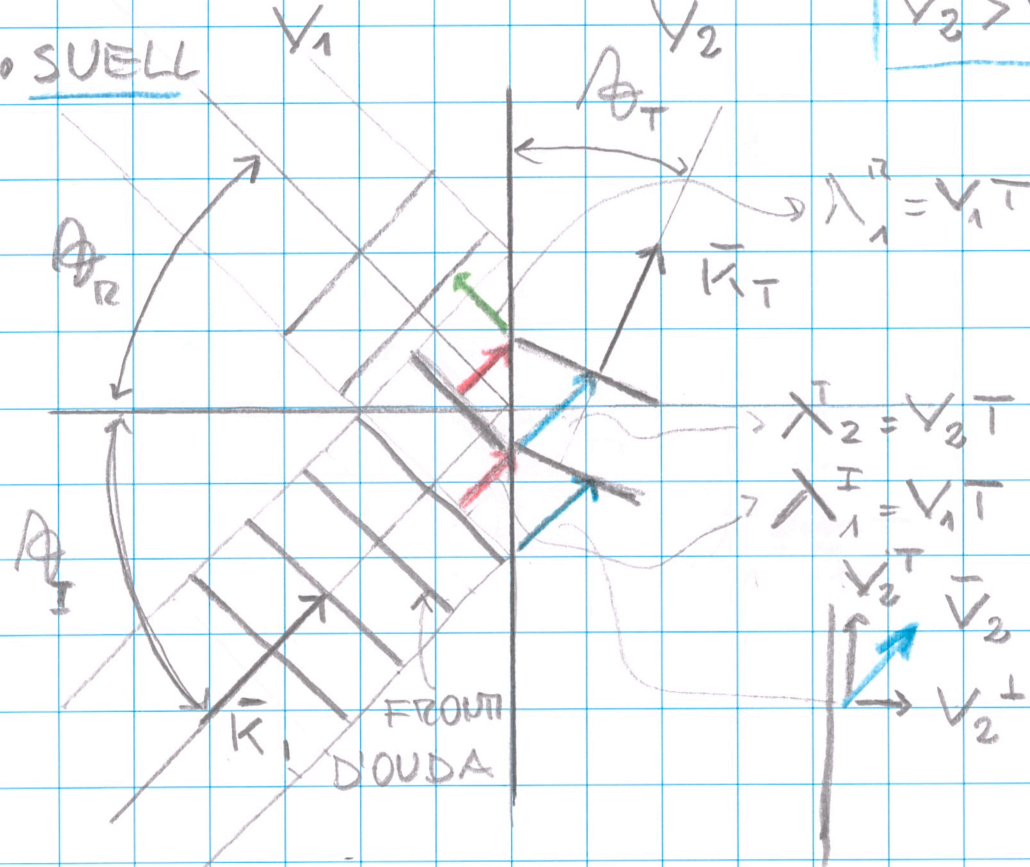
$$TM=\frac{E_T}{E_I}=\frac{-\tilde{n}^2\cos\theta+\sqrt{\tilde{n}^2-\sin^2\theta}}{\tilde{n}^2\cos\theta+\sqrt{\tilde{n}^2-\sin^2\theta}}$$

E' INTERESSANTE NOTARE CHE NEL CASO DI $\tilde{n}$ COMPL. NON SI OSSERVA PIÙ L'ANGOLO DI BREWSTER OPPURE LA RIFLETTIVITÀ DI CAMPO r_{TM} PRESENTA SOLO UN MINIMO, MA NON VA A $\emptyset \Rightarrow R=|r|^2$ HA UN MINIMO.



AFORISMI OTTICI

- **SNELL**



$\boxed{V_2 > V_1} \Rightarrow \frac{c}{v} = n$

$V = \frac{c}{n} \Rightarrow$

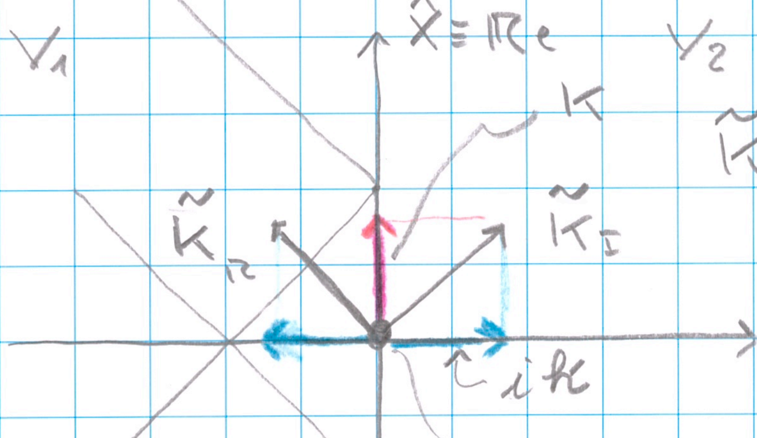
$\boxed{n_1 > n_2}$

$\omega_1 = \omega_2 \Rightarrow T_1 = T_2$

$\theta_I \to \theta_c$

$\Rightarrow V_2^\perp \to 0$

- **ANGOLO CRITICO - ONDA EVANESCENTE**



$\tilde{K} = K + ik$

A $z=0$ L'ONDA SI TROVA IN UNA CONDIZIONE DI DOPPIO STATO CON $\tilde{K}_I$ E $\tilde{K}_R$, CON LE COMPONENTI REALI DI $\tilde{K}$ // $\hat{x}$ E QUELLE IMMAGINARIE // $\hat{z}$. E UGUALI E CONTRARIE $ik_I = -ik_R$. PER OSSERVARE L'ONDA EVANESCENTE È NECESSARIO AVVICINARE UN MEZZO OTTICO, PER

ESEMPIO UN PRISMA FACENDO PRECIPITARE IL SISTEMA IN UN CONDIZIONE "OSSERVABILE" MA NELLO STESSO TEMPO ROMPENDO L'AMBIGUITÀ DI "DOPPIO STATO" DELL'ONDA INCIDENTE-RIFLESSA A $z = 0$.

- <u>INTERFERENZA</u>

- **OSSERVAZIONE** ABBIAMO UTILIZZATO LA RAPPRESENTAZIONE DEL VETTORE $\tilde{K}$ IN DUE CASI: PER L'ONDA EVANESCENTE E PER UN MEZZO DISSIPATIVO. NEL PRIMO CASO $\tilde{K} = K + i\kappa$ LA PARTE IMMAGINARIA NON È DISSIPATIVA $\Rightarrow \bar{\nabla} \cdot \langle \bar{S} \rangle = 0$ MENTRE NEL SECONDO CASO LO È. QUESTO CI INDUCE A PENSARE AL PARTICOLARE SIGNIFICATO CHE $i\kappa$ HA PER L'ONDA EVANESCENTE.

- **LEZIONE #21**