LEZIONE XI

ATTENUAZIONE IN GUIDA D'ONDA

Corso di
"Teoria e tecnica delle onde elettromagnetiche"

Prof. Giuseppe Pelosi
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni
Università di Firenze
E-mail: *giuseppe.pelosi@unifi.it*
URL: *http://www.cem.unifi.it/*

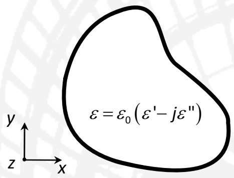
Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PERDITE NELLE STRUTTURE GUIDANTI

Nelle strutture guidanti ci possono essere due tipi di perdite:

1. Perdite nel dielettrico
2. Perdite nel conduttore a causa dell'imperfetta conducibilità delle pareti

Le perdite nel dielettrico sono dovute all'isteresi nel materiale.
Un parametro caratteristico è il cosiddetto angolo di perdita γ definito come:



$$\mathrm{tg}\gamma = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

con $\quad \varepsilon = \varepsilon_0 (\varepsilon' - j\varepsilon'')$

Per minimizzare le perdite l'angolo di perdita γ deve essere il più piccolo possibile

La costante di propagazione vale:

$$k_z = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu_0 - k_c^2} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \left(\varepsilon' - j\varepsilon''\right) - k_c^2}$$

Se non ci fossero perdite ($\varepsilon'' = 0$)

$$k_z = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon' - k_c^2}$$

Poniamo poi:

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'} \qquad k_c = \omega_c \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'}$$

Se $\dfrac{\varepsilon'' k^2}{\varepsilon'} \ll \left| k^2 - k_c^2 \right|$

la prima equazione può essere scritta:

$$k_z = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon' - k_c^2}\sqrt{1 - \frac{j\varepsilon'' k^2}{\left(\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon' - k_c^2\right)\varepsilon'}} \simeq \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon' - k_c^2}\left[1 - \frac{j\varepsilon'' k^2}{2\left(\omega^2 \varepsilon \mu_0 \varepsilon' - k_c^2\right)\varepsilon'}\right]$$

$$= \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'}\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} - j\frac{\varepsilon'' k^2}{2k\varepsilon'\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}} = \beta - j\alpha$$

La precedente espressione permette di scrivere la costante di fase come:

$$\beta = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon'}\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$$

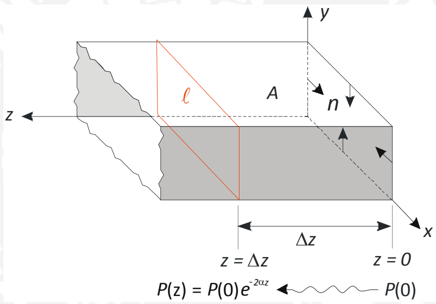
E la costante di attenuazione come:

$$\alpha = \frac{\varepsilon'' k}{2\varepsilon'\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$$

PERDITE SULLE PARETI

Consideriamo una struttura guidante ed indichiamo con:

$P(\Delta z)$	la potenza che transita nella guida all'ascissa Δz
$P(0)$	la potenza che transita nella guida all'ascissa 0
$\alpha = \mathrm{Im}\{k_z\}$	il coefficiente di attenuazione del campo elettrico
$\hat{n}$	normale interna



PERDITE SULLE PARETI

Per cui si può scrivere:

$$P(z) = P(0)e^{-2\alpha z}$$

$$P(\Delta z) = P(0) + \left.\frac{dP(z)}{dz}\right|_{z=0} \Delta z$$

Ovvero, sostituendo si ha:

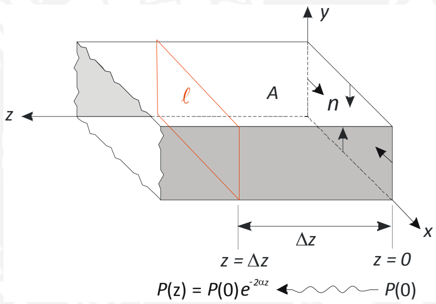
$$P(\Delta z) - P(0) = -2\alpha P(0)\Delta z$$

PERDITE SULLE PARETI

Cerchiamo di determinare la costante α.

La potenza perduta nel tratto Δz è data da:

$$P(0)-P(\Delta z)=\frac{1}{2}\Re\iint_A(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*)\cdot(-\hat{n})dA$$



Lezione XI
Guide d'onda

PERDITE SULLE PARETI

Supponiamo che i campi sulla superficie obbediscano alla condizione:

$$\mathbf{E}-(\mathbf{E}\cdot\hat{n})\hat{n}=Z_s\hat{n}_n\times\mathbf{H}$$

condizione di impedenza di Leontovich
(vale in particolare per i materiali RAM, *Radar Absorbing Materials*)

O equivalentemente

$$\hat{n}\times\mathbf{E}=Z_s\hat{n}\times\mathbf{H}\times\hat{n}$$

Dove la grandezza

$$Z_s\simeq\sqrt{\frac{j\mu_0\omega}{\sigma}}=R_s(1+j)$$

Z_s è un'impedenza per unità di superficie

PERDITE SULLE PARETI

In particolare non è possibile conciliare la condizione di impedenza con l'esistenza dei modi TE e TM. In particolare $\mathbf{H}\times\hat{i}_n$ è una corrente di tipo longitudinale e ad essa corrisponde, per la condizione di impedenza, una corrente secondo z e dunque un modo TE che non può esistere poiché dovrebbe essere $E_z = 0$. Analogamente alla componente trasversale del campo elettrico $\mathbf{E}_t$ è associata per la condizione di impedenza una componente H_z per cui non può esistere un modo TM

Di conseguenza:

1. I modi si accoppiano
2. Non è più assicurata la completezza

Ne segue che:

$$P(0)-P(\Delta z)=\frac{1}{2}\Re\iint_A(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*)\cdot(-\hat{n})dA$$

$$=\frac{1}{2}\Re\iint_A Z_s\left(\mathbf{H}\times\hat{i}_n\times\mathbf{H}^*\right)\cdot(-\hat{n})dA=\frac{1}{2}\iint_A R_s\left(\mathbf{H}\times\hat{i}_n\times\mathbf{H}^*\right)\cdot(-\hat{n})dA$$

PERDITE SULLE PARETI

Dall'ultima espressione e ponendo:

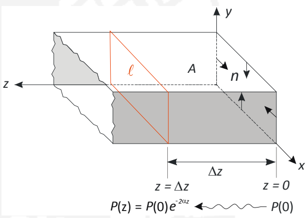
$$\mathbf{a}=\mathbf{H}\times\hat{n}\qquad \mathbf{b}=\mathbf{H}^*\qquad \mathbf{c}=\hat{n}$$

$$(\mathbf{a}\times\mathbf{b})\cdot\mathbf{c}=\mathbf{a}\cdot(\mathbf{b}\times\mathbf{c})$$

$$P(0)-P(\Delta z)=-\frac{1}{2}\iint_A R_s(\mathbf{H}\times\hat{n})\cdot(\mathbf{H}^*\times\hat{n})dA=-\frac{1}{2}\iint_A R_s J_s\cdot J_s^* dA=-\frac{1}{2}\iint_A R_s|J_s|^2 dA$$

Ora poiché $A=\ell\cdot\Delta z$

$$P(0)-P(\Delta z)=-\frac{1}{2}\iint_A R_s|J_s|^2 dA=-\frac{1}{2}R_s\Delta z\int_l|J_s|^2 d\ell=-2\alpha P(0)\Delta z$$



Si ha che:

$$\alpha=\frac{P_d}{2P_t}=\frac{\frac{1}{2}R_s\oint_L|\mathbf{H}\times\hat{n}|^2 d\ell}{2\frac{1}{2}\iint_S(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*)\cdot\hat{z}dS}$$

PERDITE SULLE PARETI

$$\alpha = \frac{P_d}{2P_t} = \frac{\frac{1}{2}R_s \oint_L |\mathbf{H}\times\hat{n}|^2 \, d\ell}{2\frac{1}{2}\iint_S (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*)\cdot\hat{z}\, dS}$$

In quest'ultima espressione si ha:
P_d è la potenza dissipata
P_t è la potenza trasmessa

I campi **E** e **H** che compaiono all'interno della precedente espressione risultano essere i campi all'interno della guida con pareti non perfettamente conduttrici.

Per materiali comunemente utilizzati, come rame, ottone, alluminio e le loro leghe, materiali che possono essere considerati buoni conduttori anche alle frequenze delle microonde, la costante di attenuazione assume valori piccoli la quale può essere calcolato con un metodo perturbativo al primo ordine.

Concludendo, è possibile ricavare la costante di attenuazione approssimando i campi all'interno della struttura con quello che si avrebbe nella struttura ideale in assenza di perdite.

COSTANTE DI ATTENUAZIONE PER I MODI TEmn IN GUIDA RETTANGOLARE

I campi possono essere espressi per il modo TE_{10} come segue:

$$E_x = jB\frac{\zeta_0\omega}{(\omega_{cH})_{mn}}\frac{k_y}{(k_{cH})_{mn}}\cos(k_x x)\sin(k_y y)$$

$$E_y = -jB\frac{\zeta_0\omega}{(\omega_{cH})_{mn}}\frac{k_x}{(k_{cH})_{mn}}\sin(k_x x)\cos(k_y y)$$

$$E_z = 0$$

$$H_x = -\frac{E_y}{Z_{oH}}$$

$$H_y = \frac{E_x}{Z_{oH}}$$

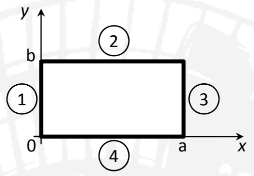
$$H_z = B\cos(k_x x)\cos(k_y y)$$

Dove

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \qquad k_y = \frac{n\pi}{b} \qquad (k_{cH})_{mn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

COSTANTE DI ATTENUAZIONE PER I MODI TEmn IN GUIDA RETTANGOLARE

Per la densità di corrente a cui sono associate le perdite vale:



1 $[x=0;\quad 0\le y\le b],\qquad \hat{n}=\hat{x}$

3 $[x=a;\quad 0\le y\le b],\qquad \hat{n}=-\hat{x}$

$$|H_z|=|J_x|=B\cos(k_x x)\qquad |H_x|=|J_z|=B\frac{\zeta_0\omega}{Z_{oH}(\omega_{tH})_{mn}(k_{tH})_{mn}}k_x\sin(k_x x)$$

2 $[y=b;\quad 0\le x\le a],\qquad \hat{n}=-\hat{y}$

4 $[y=0;\quad 0\le x\le a],\qquad \hat{n}=\hat{y}$

$$|H_z|=|J_y|=B\cos(k_y x)\qquad |H_y|=|J_z|=B\frac{\zeta_0\omega}{Z_{oH}(\omega_{tH})_{mn}(k_{tH})_{mn}}k_y\sin(k_y y)$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze
Lezione XI
Guide d'onda

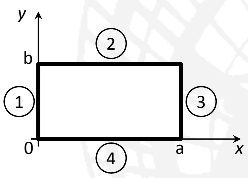
COSTANTE DI ATTENUAZIONE PER I MODI TEmn IN GUIDA RETTANGOLARE

La potenza dissipata nelle pareti per effetto Joule si scrive come segue:

$$P_d=\frac{1}{2}R_s\oint_L |J_s|^2\,dl=R_s\left(\int_0^a |J_x|^2\,dx+\int_0^a |J_z|^2\,dx+\int_0^b |J_y|^2\,dy+\int_0^b |J_z|^2\,dy\right)$$

E in particolare il contributo delle pareti 2 (y = b) e 4 (y = 0) vale:

$$\int_0^a |J_x|^2\,dx+\int_0^a |J_z|^2\,dx=$$



$$=B^2\int_0^a \cos^2(k_x x)\,dx+\frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}k_x^2\int_0^a \sin^2(k_x x)\,dx$$

$$=B^2\left[1+\frac{\omega^2\zeta_0^2 k_x^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\right]\frac{a}{2}$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

Dove:

$$\int \cos^2(u)\,du = \frac{u}{2} + \frac{\sin(2u)}{4} \qquad \Rightarrow \qquad \int_0^a \cos^2(k_x x)\,dx = \frac{1}{k_x}\left[\frac{u}{2} + \frac{\sin(2u)}{4}\right]_0^{k_x a} = \frac{a}{2}$$

$$\int \sin^2(u)\,du = \frac{u}{2} - \frac{\sin(2u)}{4} \qquad \Rightarrow \qquad \int_0^a \sin^2(k_x x)\,dx = \frac{1}{k_x}\left[\frac{u}{2} - \frac{\sin(2u)}{4}\right]_0^{k_x a} = \frac{a}{2}$$

Un procedimento analogo si esegue anche per le pareti 1 ($x = 0$) e 3 ($x = a$), ottenendo:

$$\int_0^b |J_y|^2\,dy + \int_0^b |J_z|^2\,dy = B^2\left[1 + \frac{\omega^2 \zeta_0^2 k_y^2}{Z_{oH}^2 (\omega_{cH})_{mn}^2 (k_{cH})_{mn}^2}\right]\frac{b}{2}$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

In definitiva si ha che la potenza dissipata vale:

$$P_d = \frac{1}{2} R_s B^2 \left[1 + \frac{\omega^2 \zeta_0^2 k_x^2}{Z_{oH}^2 (\omega_{cH})_{mn}^2 (k_{cH})_{mn}^2}\right]\frac{a}{2} + \frac{1}{2} R_s B^2 \left[1 + \frac{\omega^2 \zeta_0^2 k_y^2}{Z_{oH}^2 (\omega_{cH})_{mn}^2 (k_{cH})_{mn}^2}\right]\frac{b}{2}$$

$$= \frac{1}{2} R_s B^2 \left(\frac{a}{2} + \frac{b}{2}\right) + \frac{1}{2} R_s B^2 \frac{\omega^2 \zeta_0^2}{Z_{oH}^2 (\omega_{cH})_{mn}^2 (k_{cH})_{mn}^2}\left(k_x^2 \frac{a}{2} + k_y^2 \frac{b}{2}\right)$$

Che per i modi con n = 0 si ha:

$$(k_{cH})_{m0} = k_x \qquad k_y = 0$$

Per il modo fondamentale TE_{10} (m = 1, n = 0)

$$\boxed{P_d = R_s B^2 \left[\left(1 + \frac{\omega^2 \zeta_0^2}{Z_{oH}^2 (\omega_{cH})_{10}^2}\right)\frac{a}{2} + b\right]}$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

La potenza trasmessa può essere scritta come segue:

$$P_t = \frac{1}{2} R_s \oint_L \left|\mathbf{H}\times\hat{n}\right|^2 dl = \frac{1}{2}\int_0^a\int_0^b \left(E_x H_y^* - E_y H_x^*\right) dxdy = \frac{Z_{oH}}{2}\int_0^a\int_0^b \left(\left|H_x\right|^2 + \left|H_y\right|^2\right) dxdy$$

$$= \frac{1}{2}\frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}\left(\omega_{cH}\right)_{mn}^2\left(k_{cH}\right)_{mn}^2}\int_0^a\int_0^b \left[k_y^2\cos^2\left(k_x x\right)\sin^2\left(k_y y\right) + k_x^2\sin^2\left(k_x x\right)\cos^2\left(k_y y\right)\right] dxdy$$

Quando m ≠ 0 e n ≠ 0 si ha:

$$I_3 = \int_0^a\int_0^b \cos^2\left(k_x x\right)\sin^2\left(k_y y\right) dxdy = \frac{ab}{4} \qquad I_4 = \int_0^a\int_0^b \sin^2\left(k_x x\right)\cos^2\left(k_y y\right) dxdy = \frac{ab}{4}$$

Mentre quando m = 0 o n = 0 si ha:

$$I_3 = \frac{ab}{2} \qquad I_4 = \frac{ab}{2}$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

Tenendo conto delle precedenti espressioni per il caso m ≠ 0 e n ≠ 0 si ha:

$$P_t = \frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}\left(\omega_{cH}\right)_{mn}^2\left(k_{cH}\right)_{mn}^2}\frac{ab}{4}$$

Che per il caso m = 1 e n = 0 (Modo TE_{10}) diviene:

$$P_t = \frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}\left(\omega_{cH}\right)_{10}^2 k_x^2}\frac{ab}{2}$$

Riepilogando i risultati ottenuti si ha:

$$\alpha = \frac{P_d}{2P_t}$$

$$P_d = \frac{1}{2}R_s B^2\left(\frac{a}{2}+\frac{b}{2}\right)+\frac{1}{2}R_s B^2\frac{\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\left(k_x^2\frac{a}{2}+k_y^2\frac{b}{2}\right)$$

$$P_t = \frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\frac{ab}{4}$$

In definitiva la costante di attenuazione α, per m ≠ 0 e n ≠ 0 diviene:

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2}R_s B^2\left[\frac{a+b}{2}+\frac{\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\frac{k_x^2 a+k_y^2 b}{2}\right]}{2\frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\frac{ab}{4}}$$

COSTANTE DI ATTENUAZIONE PER I MODI TEmn IN GUIDA RETTANGOLARE
Lezione XI
Guide d'onda

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2}R_s B^2\left[\frac{a+b}{2}+\frac{\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\frac{k_x^2 a+k_y^2 b}{2}\right]}{2\frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}(\omega_{cH})_{mn}^2(k_{cH})_{mn}^2}\frac{ab}{4}}$$

Semplificando la precedente espressione si ottiene:

$$\alpha = \frac{2R_s}{bZ_{oH}}\left[\frac{k_x^2 a+k_y^2 b}{a(k_{cH})_{mn}^2}+\frac{(\omega_{cH})_{mn}^2 Z_{oH}^2}{\omega^2\zeta_0^2}\left(\frac{a+b}{a}\right)\right]$$

Esplicitando il termine:

$$\frac{k_x^2 a+k_y^2 b}{a(k_{cH})_{mn}^2} = \frac{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 a+\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 b}{a\left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right]} = \frac{\frac{m^2}{a}+\frac{n^2}{b}}{\frac{m^2}{a}+\frac{n^2 a}{b^2}} = \frac{\frac{b}{a}\left(\frac{b}{a}m^2+n^2\right)}{\frac{a^2}{b^2}m^2+n^2}$$

La costante di attenuazione α si scrive come:

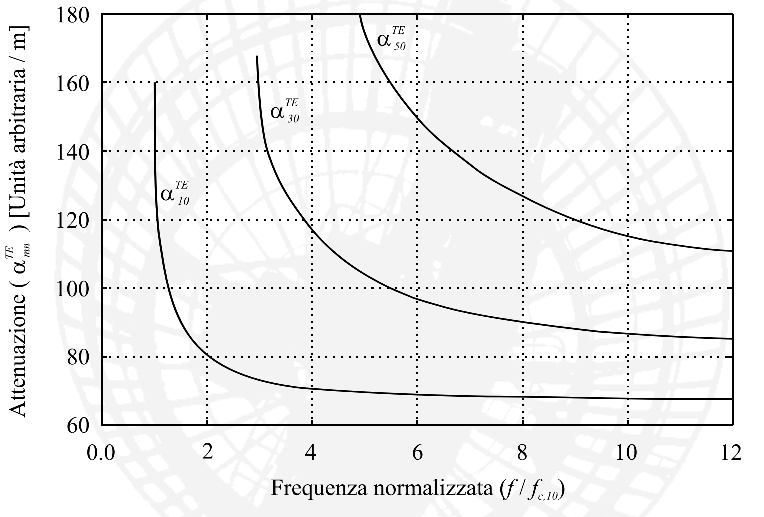
$$\alpha = \frac{2R_s}{b\zeta_0}\frac{1}{\sqrt{1+\frac{(\omega_{cH})^2_{mn}}{\omega^2}}}\left[\left(1-\frac{(\omega_{cH})^2_{mn}}{\omega^2}\right)\frac{\frac{b}{a}\left(\frac{b}{a}m^2+n^2\right)}{\frac{a^2}{b^2}m^2+n^2}+\frac{(\omega_{cH})^2_{mn}}{\omega^2}\left(1+\frac{b}{a}\right)\right]$$

Ponendo m = 1 e n = 0 (modo TE_{10}), la costante di attenuazione diviene:

$$\alpha = \frac{R_s B^2\left[\left(1+\frac{\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})^2_{10}}\right)\frac{a}{2}+b\right]}{\frac{B^2\omega^2\zeta_0^2}{Z_{oH}^2(\omega_{cH})^2_{10}}\frac{ab}{2}} = \frac{\left(1+\frac{2b}{a}\right)R_s Z_{oH}}{\zeta_0^2 b}\frac{(\omega_{cH})^2_{10}}{\omega^2}+\frac{R_s}{bZ_{oH}} = \frac{R_s}{b\zeta_0}\frac{k}{k_z}\left[\left(1+\frac{2b}{a}\right)\frac{(\omega_{cH})^2_{10}}{\omega^2}+\frac{k_z^2}{k^2}\right]$$

$$\alpha = \frac{R_s}{b\zeta_0}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{(\omega_{cH})^2_{10}}{\omega^2}}}\left(1+\frac{2b}{a}\frac{(\omega_{cH})^2_{10}}{\omega^2}\right)$$

Attenuazione di guida per i modi TE_{10}, TE_{30} e TE_{50} con frequenze di cutoff normalizzate al modo TE_{10} (rispettivamente 1, 3 e 5).



COSTANTE DI ATTENUAZIONE PER I MODI TEmn IN GUIDA RETTANGOLARE

Un procedimento analogo a quello visto per i modi TE permette di ricavare le perdite nelle pareti per i modi TM la cui espressione generale diviene:

$$\alpha = 2\frac{R_s}{\zeta_0\sqrt{1-\frac{(\omega_{cH})^2_{10}}{\omega^2}}}\frac{n^2+\left(\frac{b}{a}\right)^3 m^2}{n^2+\left(\frac{b}{a}\right)^2 m^2}$$

Teoria e Tecnica delle Onde Elettromagnetiche - Propagazione radiata e propagazione guidata
Prof. G. Pelosi, Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

ESERCIZIO: ATTENUAZIONE SULLA GUIDA WR 90

Lezione XI
Guide d'onda

Calcoliamo la costante di attenuazione α (dB/100 *ft*) per una guida rettangolare standart con pareti in alluminio (σ= 3.51 107 Ω/m) avente dimensioni *a* = 0.9 inc, *b* = 0.4 inc, alla frequenza *f* = 8.2 GHz

Convertiamo le dimensioni della guida da pollici in metri (1 inc = 0.0254 m)

$$a = 0.9 \cdot 0.0254 = 0.0228m \qquad b = 0.4 \cdot 0.0254 = 0.0101m$$

Per cui la guida risulta leggermente ribassata e i primi due modi che si propagano soni il TE_{10} e il TE_{20} con le rispettive frequenze di taglio:

$$f_{c,10} = \frac{c}{\lambda_{c,10}} = \frac{c}{2a} = 6.557GHz, \qquad f_{c,20} = \frac{c}{\lambda_{c,20}} = \frac{c}{a} = 13.114GHz$$

Alla frequenza di 8.2 GHz siamo in regime mono-modale