

5. Schermature

Si è soliti riferirsi ad uno schermo come ad una copertura metallica che racchiude completamente un apparato elettronico o anche solo una sua parte. Uno schermo metallico può svolgere la duplice funzione di schermare il prodotto che racchiude dalle interferenze radiate che lo colpiscono (serve quindi a ridurre la suscettibilità dell'apparato) e ad evitare che l'apparato emetta dei disturbi rendendolo fuori norma (Fig. 5.1). La bontà di uno schermo si valuta numericamente con la cosiddetta efficacia di schermatura (*Shielding Effectiveness*) definita come il rapporto tra l'ampiezza del campo elettrico che si avrebbe in assenza dello schermo e l'ampiezza del campo elettrico che viene trasmesso attraverso lo schermo. Un'analoga definizione potrebbe essere data per i corrispondenti campi magnetici. Considerando il significato formale del campo incidente¹, si può interpretare questo parametro come il rapporto tra il campo elettrico incidente sull'apparato in assenza dello schermo e quello che effettivamente raggiunge il dispositivo una volta inserito lo schermo.

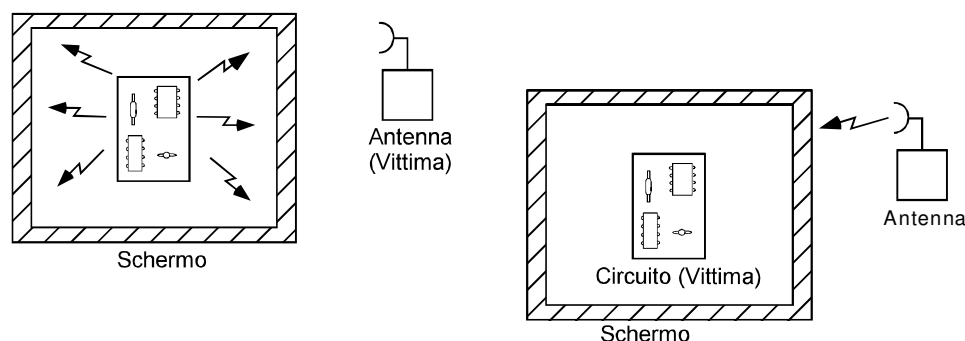


Fig.5.1 Uso dello schermo per le emissioni radiate e per la suscettibilità radiata.

Il problema può essere schematizzato come in Fig. 5.2. Nel primo mezzo (aria) esiste un campo incidente che viene in parte riflesso per la presenza dello schermo (mezzo 2 con caratteristiche elettriche ϵ_r , μ_r , σ) ed in parte trasmesso attraverso lo schermo. Quantitativamente la parte riflessa e trasmessa dipende a sua volta dallo spessore dello

¹Nei problemi di scattering si definisce infatti campo incidente il campo che esisterebbe senza la presenza dell'ostacolo.

schermo. Nel secondo mezzo ci sarà quindi la presenza di un'onda diretta ed una riflessa mentre nel terzo mezzo (aria) ci sarà solo l'onda diretta.

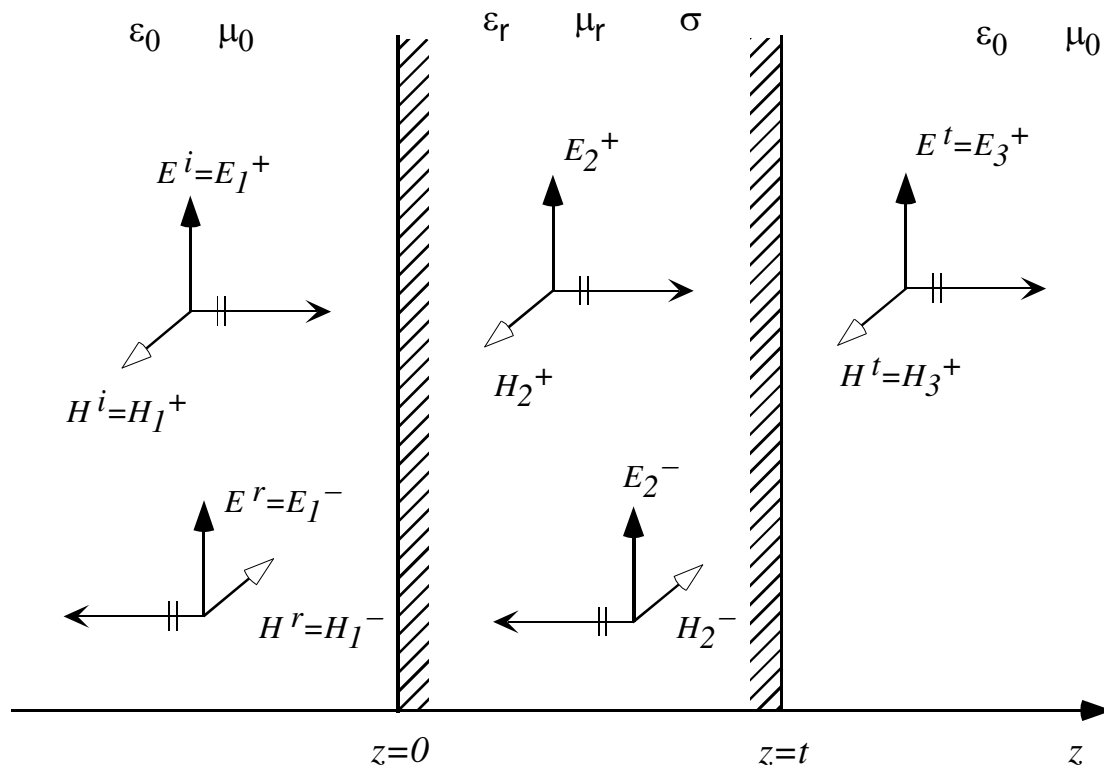


Fig. 5.2 Scomposizione dell'onda incidente su uno schermo metallico.

Definiamo allora "efficacia di schermatura" SE (*shielding effectiveness*) il rapporto:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{E^i}{E^t} \right| \quad (5.1)$$

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{H^i}{H^t} \right| \quad (5.2)$$

Se il campo incidente è un'onda piana e il mezzo è lo stesso a destra e a sinistra dello schermo allora le due definizioni coincidono, altrimenti no.

Al valore numerico della SE contribuiscono vari fenomeni. Il primo è quello della riflessione alla prima discontinuità (singola riflessione) aria-metallo; il secondo è l'effetto di assorbimento del metallo che presenta conducibilità finita (mezzo con perdite); il terzo effetto deriva dal fenomeno delle riflessioni multiple all'interno dello schermo, che hanno come effetto finale un aumento del campo a destra dell'interfaccia.

In formule:

$$SE_{dB} = R_{dB} + A_{dB} + M_{dB} \quad (5.3)$$

Per quanto detto M è un valore negativo in dB e riduce in generale la SE .

5.1 Sorgenti in campo lontano

In caso di sorgente lontana l'onda incidente può essere considerata localmente piana; definiamo le caratteristiche elettriche associate all'onda:

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad \text{costante di propagazione del vuoto}$$

$$\zeta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \quad \text{impedenza caratteristica del vuoto}$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0 (\epsilon_r - j \sigma / \omega \epsilon_0)} \quad \text{costante di propagazione (complessa) del mezzo conduttore}$$

$$\zeta_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_0 \left(\epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right)}} \quad \text{impedenza caratteristica (complessa) del mezzo conduttore}$$

con $\mu = \mu_0 \mu_r$. Nel caso di buon conduttore, cioè per $\sigma / (\epsilon_0 \epsilon_r \omega) \gg 1$, la costante di propagazione del secondo mezzo può essere approssimata da:

$$k_2 \cong \frac{1}{\delta} (1 - j) \quad (5.4)$$

Analogamente, l'impedenza del mezzo conduttore diventa

$$\zeta_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_0 \epsilon_r \omega - j \sigma}} \cong \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma}} (1 + j) = \frac{1}{\sigma \delta} (1 + j) \quad (5.5)$$

dove si è introdotta la profondità di penetrazione $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$.

Ricaviamo nel seguito il campo nel terzo mezzo, noto il campo incidente nel mezzo 1.

Nel primo mezzo il campo elettromagnetico può esprimersi come:

$$\underline{E}_1 = E_1^+ e^{-jk_0 z} \underline{i}_x + E_1^- e^{jk_0 z} \underline{i}_x \quad \underline{H}_1 = \frac{E_1^+}{\zeta_0} e^{-jk_0 z} \underline{i}_y - \frac{E_1^-}{\zeta_0} e^{jk_0 z} \underline{i}_y$$

Nel mezzo 2 si avrà:

$$\underline{E}_2 = E_2^+ e^{-jk_2 z} \underline{i}_x + E_2^- e^{jk_2 z} \underline{i}_x \quad \underline{H}_2 = \frac{E_2^+}{\zeta_2} e^{-jk_2 z} \underline{i}_y - \frac{E_2^-}{\zeta_2} e^{jk_2 z} \underline{i}_y$$

Nel mezzo 3 si ha solo campo trasmesso per cui:

$$\underline{E}_3 = E_3^+ e^{-jk_0 z} \underline{i}_x \quad \underline{H}_3 = \frac{E_3^+}{\zeta_0} e^{-jk_0 z} \underline{i}_y$$

Imponendo le condizioni di continuità all'interfaccia, e cioè che le componenti tangenziali del campo elettrico e del campo magnetico siano uguali si ottiene:

$$\begin{aligned} E_1|_{z=0} &= E_2|_{z=0} & \text{da cui} & & E_1^+ + E_1^- &= E_2^+ + E_2^- \\ H_1|_{z=0} &= H_2|_{z=0} & \text{da cui} & & \frac{E_1^+}{\zeta_0} - \frac{E_1^-}{\zeta_0} &= \frac{E_2^+}{\zeta_2} - \frac{E_2^-}{\zeta_2} \\ E_2|_{z=t} &= E_3|_{z=t} & \text{da cui} & & E_2^+ e^{-jk_2 t} + E_2^- e^{jk_2 t} &= E_3^+ e^{-jk_0 t} \\ H_2|_{z=t} &= H_3|_{z=t} & \text{da cui} & & \frac{E_2^+}{\zeta_2} e^{-jk_2 t} - \frac{E_2^-}{\zeta_2} e^{jk_2 t} &= \frac{E_3^+}{\zeta_0} e^{-jk_0 t} \end{aligned}$$

Omettendo per brevità tutti i passaggi analitici, si perviene alla seguente espressione:

$$\frac{E^{inc}}{E^t} = \frac{E_1^+}{E_3^+} = \frac{(\zeta_0 + \zeta_2)^2}{4\zeta_0\zeta_2} \left[1 - \left(\frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \right)^2 e^{-2t/\delta} e^{-j2t/\delta} \right] e^{t/\delta} e^{jt/\delta} e^{-jk_0 t} \quad (5.6)$$

$R_{dB} \qquad \qquad \qquad M_{dB} \qquad \qquad \qquad A_{dB}$

dove si è assunto $k_2 = \frac{1}{\delta}(1-j) [m^{-1}]$, e $\zeta_2 = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}(1+j) = \frac{1}{\sigma\delta}(1+j) [\Omega]$

($e^{-jk_0 t}$ è il termine della fase dovuta alla propagazione che si avrebbe in spazio libero nel tratto riempito dallo schermo spesso).

Se lo schermo è costruito con un buon conduttore risulta $\zeta_2 \ll \zeta_0$, conseguentemente $(\zeta_0 - \zeta_2)/(\zeta_0 + \zeta_2) \cong 1$.

Inoltre si può assumere che $t \gg \delta$ così che: $|e^{-jk_2 t}| = |e^{-\alpha t} e^{-j\beta t}| = |e^{-t/\delta} e^{-jt/\delta}| \ll 1$.

Dalla (5.6) risulta quindi:

$$\frac{|E_1^+|}{|E_3^+|} = \left| \frac{(\zeta_0 + \zeta_2)^2}{4\zeta_0\zeta_2} \right| e^{\frac{t}{\delta}} \cong \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta_2} \right| e^{\frac{t}{\delta}} \quad (5.7)$$

Prendendo il logaritmo della quantità (5.7), si nota come la SE possa essere scissa nella somma di tre termini $SE_{dB} \cong R_{dB} + A_{dB} + M_{dB}$ con $R_{dB} = 20\log_{10}|\zeta_0/4\zeta_2|$ e $A_{dB} = 20\log_{10}e^{t/\delta}$.

Il termine dovuto alle riflessioni multiple corrisponde a quello in parentesi quadra nella (5.6):

$$M_{dB} = 20\log_{10} \left| 1 - \left(\frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \right)^2 e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-j2\beta t} \right| \cong 20\log_{10} \left| 1 - e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-j\frac{2t}{\delta}} \right| \quad (5.8)$$

Se lo schermo è un buon conduttore e $t \gg \delta$, allora M_{dB} può essere trascurato. Inoltre se si osserva la formula (5.8), si vede che $1 - [(\zeta_0 - \zeta_2)/(\zeta_0 + \zeta_2)]^2 e^{-2jk_2t}$ è un termine del tipo $1 - \Gamma_{in}^2$ interpretando $\Gamma_{in} = [(\zeta_0 - \zeta_2)/(\zeta_0 + \zeta_2)] \cdot e^{-jk_2t}$ come il coefficiente di riflessione all'interfaccia destra, riportato sulla faccia sinistra.

Se $t \gg \delta$ allora $M_{dB} \cong 0 \Rightarrow$ fattore unitario nell'argomento del logaritmo.

Se $t \ll \delta$ allora $M_{dB} < 0 \Rightarrow$ le riflessioni multiple riducono l'efficacia di schermature della barriera

Per esempio se $t/\delta=0.1$ si ha $M_{dB} = -11,8$ dB.

5.1.1 Metodo approssimato per il calcolo di R_{dB}

Il metodo approssimato consiste nel considerare separatamente gli effetti delle due interfacce. Secondo l'equivalenza con le linee di trasmissione, l'impedenza del mezzo 3 andrebbe riportata all'ingresso della linea attraverso una linea con perdite. Tuttavia questo metodo, pur se rigoroso, in pratica può essere evitato ricorrendo all'approssimazione riportata in Fig. 5.3: i due problemi vengono cioè studiati separatamente considerando una prima interfaccia tra l'aria (mezzo 1) ed un mezzo conduttore infinito (mezzo 2) e successivamente l'interfaccia tra mezzo conduttore (mezzo 2) e aria (mezzo 3 infinito).

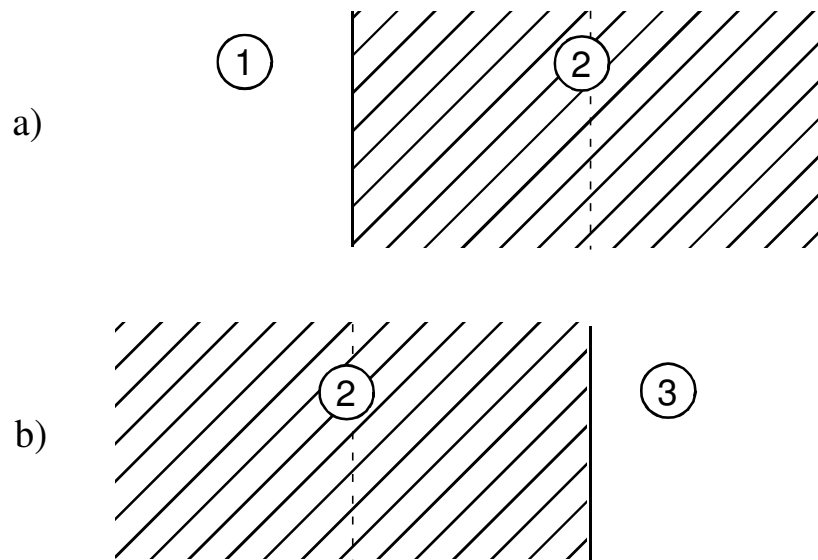


Fig. 5.3 Separazione delle due facce dello schermo.

Per quanto riguarda il primo problema si ha che:

$$\frac{E_2^+}{E_1^+} \cong \frac{2\zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \quad (5.9)$$

Per il secondo problema si ha invece:

$$\frac{E_3^+}{E_2^+} \cong \frac{2\zeta_0}{\zeta_0 + \zeta_2} \quad (5.10)$$

Moltiplicando la (5.9) e la (5.10) si ottiene il rapporto fra il campo trasmesso E_3^+ e il campo incidente E_1^+ , in assenza di attenuazione

$$\frac{E_3^+}{E_2^+} \frac{E_2^+}{E_1^+} = \frac{4\zeta_0\zeta_2}{(\zeta_0 + \zeta_2)^2} \quad (5.11)$$

Si può notare che, essendo $\zeta_2 \ll \zeta_0$, il rapporto (5.9) assume valori molto più piccoli di quello definito nella (5.10), cioè il coefficiente di trasmissione è molto piccolo alla prima interfaccia mentre è circa 2 alla seconda.

Il coefficiente di riflessione alla prima interfaccia è:

$$\Gamma_1 = \frac{\zeta_2 - \zeta_0}{\zeta_2 + \zeta_0} \cong -1$$

ed il campo elettrico risulta in effetti come “corto circuitato” dallo schermo. Il coefficiente di riflessione alla seconda interfaccia risulta invece:

$$\Gamma_2 = \frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \cong 1$$

In particolare la prima interfaccia si comporta come un corto circuito, mentre la seconda come una linea aperta. In ogni caso la quasi totalità del campo elettrico che incide su ogni interfaccia è riflessa. Tuttavia, siccome solo una piccola frazione del campo elettrico penetra oltre la prima interfaccia, non ha molta importanza che il secondo coefficiente di riflessione sia $\cong 1$. Risulta quindi:

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{E_1^+}{E_3^+} \right| = 20 \log_{10} \left| \frac{(\zeta_0 + \zeta_2)^2}{4\zeta_0\zeta_2} \right| \cong 20 \log_{10} \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta_2} \right| \quad (5.12)$$

dato che $\zeta_2 \ll \zeta_0$.

Per il campo magnetico si ha:

$$\frac{H_2^+}{H_1^+} = \frac{E_2^+ / \zeta_2}{E_1^+ / \zeta_0} = \frac{E_2^+}{E_1^+} \frac{\zeta_0}{\zeta_2} = 2 \frac{\zeta_0}{\zeta_0 + \zeta_2} \quad (5.13)$$

In modo simile si ottiene:

$$\frac{H_3^+}{H_2^+} = \frac{E_3^+ / \zeta_0}{E_2^+ / \zeta_2} = \frac{E_3^+}{E_2^+} \frac{\zeta_2}{\zeta_0} = 2 \frac{\zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \quad (5.14)$$

Facendo il prodotto delle due relazioni sopra scritte si ottiene:

$$\frac{H_3^+}{H_1^+} = \frac{4\zeta_0\zeta_2}{(\zeta_0 + \zeta_2)^2} \quad (5.15)$$

Il rapporto fra campo trasmesso e campo incidente è lo stesso sia per i campi elettrici che per i campi magnetici. La differenza è che il campo elettrico ha un coefficiente di trasmissione piccolo sulla prima interfaccia e circa pari a 2 sulla seconda. Per il campo magnetico la situazione si inverte dato che la trasmissione più forte si verifica sulla prima interfaccia.

Ne segue che uno schermo spesso ha più effetto per la schermatura del campo magnetico. Per i campi elettrici basta uno schermo molto sottile che ha l'effetto di cortocircuitare il campo elettrico.

5.1.2 Perdite per assorbimento

Per ottenere le relazioni approssimate viste precedentemente, abbiamo supposto lo spessore $t \gg \delta$ in modo da poter trascurare le riflessioni multiple. Abbiamo però anche assunto che E_2^+ avesse la stessa ampiezza sull'interfaccia sinistra e su quella destra. In realtà l'ampiezza di E_2^+ si riduce sostanzialmente sulla seconda interfaccia di un fattore $e^{-t/\delta}$. Questa attenuazione può essere facilmente tenuta in conto moltiplicando l'equazione 5.11 proprio per $e^{-t/\delta}$. Il fattore di attenuazione per assorbimento diventa quindi $A = e^{t/\delta}$ che, espresso in dB, diventa

$$A_{\text{dB}} = 20 \log_{10} e^{t/\delta} = 8,6859 \frac{t}{\delta}.$$

5.1.3 Perdite per riflessioni multiple

Nei conti approssimati precedenti abbiamo trascurato le riflessioni secondarie, osservando che esse sono soggette ad una doppia attenuazione (in avanti e indietro).

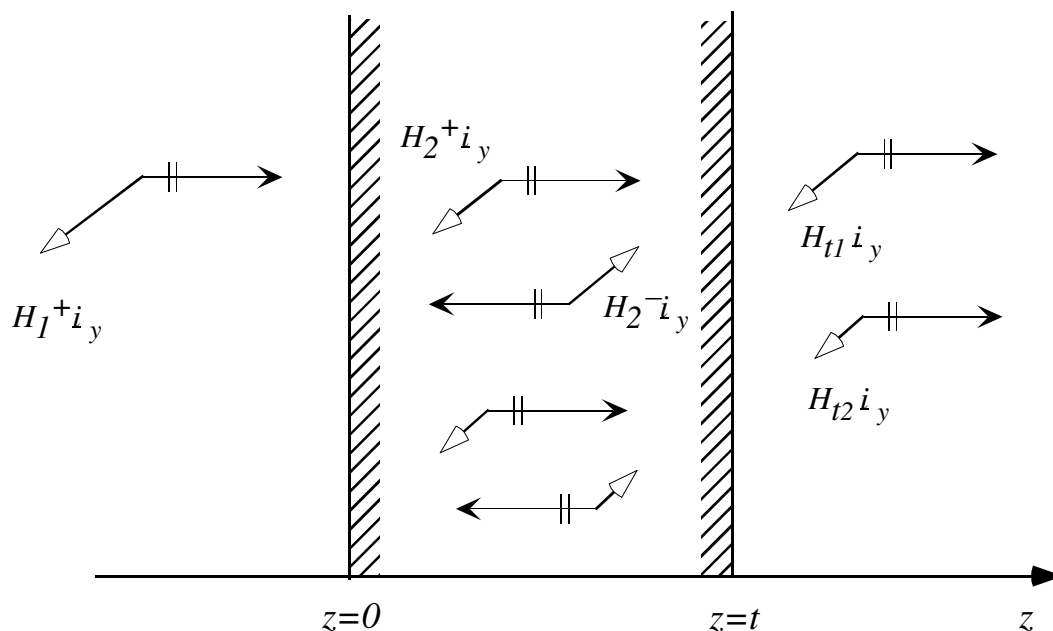


Fig. 5.4 Schematizzazione del fenomeno di multipla riflessione.

Se la condizione $t \gg \delta$ non è verificata le riflessioni multiple possono diventare rilevanti. Questo è particolarmente vero per i campi magnetici poiché la trasmissione

primaria si verifica sulla prima interfaccia; di conseguenza le riflessioni multiple possono avere più importanza sulla schermatura del campo magnetico. In base alla figura 5.4, che schematizza il meccanismo delle riflessioni multiple, si può scrivere il campo magnetico totale trasmesso come somma di infiniti contributi:

$$\underline{H}_t = H_{t_1} \underline{i}_y + H_{t_2} \underline{i}_y + H_{t_3} \underline{i}_y + \dots = H_{t_1} (1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots) \underline{i}_y.$$

Dove H_{t_1} è il campo magnetico trasmesso attraverso la seconda interfaccia, così come ricavato nei precedenti conti approssimati. L'efficacia di schermatura scritta in termini di campo magnetico vale:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \frac{|H_1^+|}{|H_t|} = -20 \log_{10} \frac{|H_t|}{|H_1^+|} = -20 \log_{10} \frac{|H_{t_1}|}{|H_1^+|} - 20 \log_{10} |1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots|$$

dove $M_{dB} = -20 \log_{10} |1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots|$

E' semplice dimostrare che il termine

$$M_{dB} = 20 \log_{10} \left| 1 - \left(\frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \right)^2 e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-2j\beta t} \right| \cong 20 \log_{10} \left| 1 - e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-2j\frac{t}{\delta}} \right| \quad (5.16)$$

è pari a quello indicato nella relazione precedente. Si ha infatti: $H_{t_1} = \tau_{H_2} H_{in}$ dove

$$\tau_{H_2} = \frac{2\zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2}$$

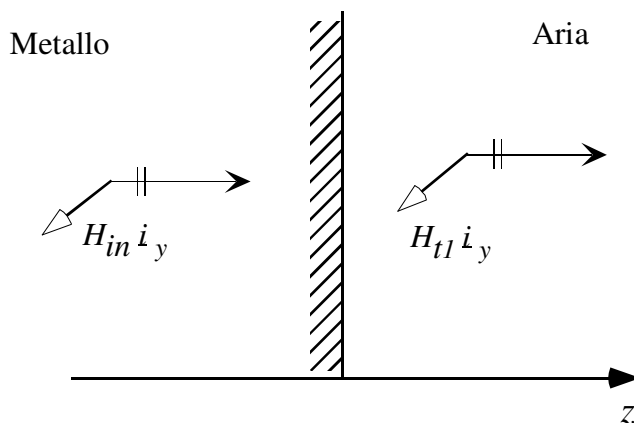


Fig. 5.5 Schematizzazione del fenomeno di riflessione e trasmissione alla seconda interfaccia.

La parte di H_{in} che viene riflessa vale:

$$-\Gamma_{E_2} H_{in} \quad \text{dove} \quad \Gamma_{E_2} = (\zeta_0 - \zeta_2) / (\zeta_0 + \zeta_2) \quad (\text{si veda Fig. 5.5}).$$

Il campo riflesso riattraversa lo schermo conduttore propagandosi da destra verso sinistra; esso viene attenuato in base al fattore di propagazione e^{-jk_2t} . Una parte del campo riflesso è di nuovo riflesso all'interfaccia sinistra tramite un coefficiente di riflessione $\Gamma_{H_2} = -\Gamma_{E_2} = -(\zeta_0 - \zeta_2)/(\zeta_0 + \zeta_2)$.

Il campo magnetico riflesso si propaga poi verso destra subendo la moltiplicazione per un ulteriore fattore e^{-jk_2t} .

La porzione di campo magnetico incidente per la seconda volta sull'interfaccia destra è

$$H_{in} \left(-\Gamma_E e^{-jk_2t} \right)^2.$$

Una parte di questo campo viene trasmessa e vale

$$H_{t_2} = H_{in} \left(-\Gamma_E e^{-jk_2t} \right)^2 \tau_{H_2} \quad \text{dove } H_{t_1} = H_{in} \tau_{H_2}.$$

Così Δ_2 nella relazione di partenza è pari a χ^2 con $\chi = \Gamma_E e^{-jk_2t} = \frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} e^{-jk_2t}$.

Dato che $H_{t_1} = H_{in} \tau_{H_2}$ si ottiene $H_{t_2} = H_{t_1} \chi^2$.

Procedendo in modo analogo si trova

$$H_t = H_{t_1} \left(1 + \chi^2 + \chi^4 + \chi^6 + \dots \right) = \frac{H_{t_1}}{1 - \chi^2} \quad (5.17)$$

con somma della serie valida se $|\chi| < 1$, come in effetti risulta.

Abbiamo quindi dimostrato che

$$\begin{aligned} M_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots} \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{1 + \chi^2 + \chi^4 + \chi^6 + \dots} \right| = 20 \log_{10} |1 - \chi^2| = \\ &= 20 \log_{10} \left| 1 - \left(\Gamma_E e^{-jk_2t} \right)^2 \right| = 20 \log_{10} \left| 1 - \left(\frac{\zeta_0 - \zeta_2}{\zeta_0 + \zeta_2} \right)^2 e^{-2\frac{t}{\delta}} e^{-2j\frac{t}{\delta}} \right| \end{aligned} \quad (5.18)$$

Il termine delle riflessioni multiple è trascurabile se è vero che $t/\delta \gg 1$.

Una regola per considerare o meno il termine delle riflessioni multiple è quello di confrontare il termine dovuto all'assorbimento: se A_{dB} è maggiore di 15 dB il termine dovuto alle riflessioni multiple può essere trascurato.

5.1.4 Analisi in frequenza dell'efficacia di schermatura

Sotto l'ipotesi di buon conduttore, abbiamo visto che l'espressione della SE si compone di soli due termini e quindi è:

$$SE_{dB} = R_{dB} + A_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta_2} \right| + 20 \log_{10} e^{\frac{t}{\delta}} \quad (5.19)$$

Elaboriamo R ed A in maniera da esplicitare la loro dipendenza dalla frequenza.

Considerando che $\zeta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, $\zeta_2 = \sqrt{\omega\mu_2/2\sigma(1+j)}$ e $|\zeta_2| = \sqrt{\omega\mu_2/\sigma}$ si ottiene:

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu_2}} = 20 \log_{10} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu_r\epsilon_0}} \quad (5.20)$$

Riferendo inoltre, come si è soliti fare, la conducibilità dei materiali a quella del rame ($\sigma_{cu} = 5,8 \cdot 10^7$ [S/m]) e introducendo la definizione di conducibilità relativa al rame σ_r (tale che $\sigma = \sigma_{cu}\sigma_r$), R_{dB} si modifica come di seguito:

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma_{cu}\sigma_r}{2\pi\mu_r\epsilon_0 f}} = 20 \log_{10} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma_{cu}}{2\pi\epsilon_0}} + 20 \log_{10} \sqrt{\frac{\sigma_r}{\mu_r f}} = \\ &= 168 + 10 \log_{10} \frac{\sigma_r}{\mu_r f} \end{aligned} \quad (5.21)$$

R_{dB} è più alta a bassa frequenza e per materiali ad elevata conducibilità; inoltre decresce a -10 dB/dec se rappresentata su un diagramma di Bode.

Per quanto riguarda le perdite per assorbimento si ha

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} = \frac{0,06609}{\sqrt{f \mu_r \sigma_r}} [m] \quad \text{con } \mu = \mu_0 \mu_r \text{ e } \sigma = \sigma_{Cu} \sigma_r.$$

$$A_{dB} = 20 \log_{10} e^{\frac{t}{\delta}} = 20 \frac{t}{\delta} \log_{10} e = 8,6859 \frac{t}{\delta} = 131,4t \sqrt{f \mu_r \sigma_r} \quad [t] = m$$

Si noti come sia importante lo spessore in termini di profondità di penetrazione. Infatti le perdite per assorbimento valgono

$$A_{dB} = 8,6859 \frac{t}{\delta} = 8,7dB \quad \text{per } \frac{t}{\delta} = 1.$$

$$A_{dB} = 8,6859 \frac{t}{\delta} = 17,4dB \quad \text{per } \frac{t}{\delta} = 2$$

Pertanto A_{dB} cresce come \sqrt{f} .

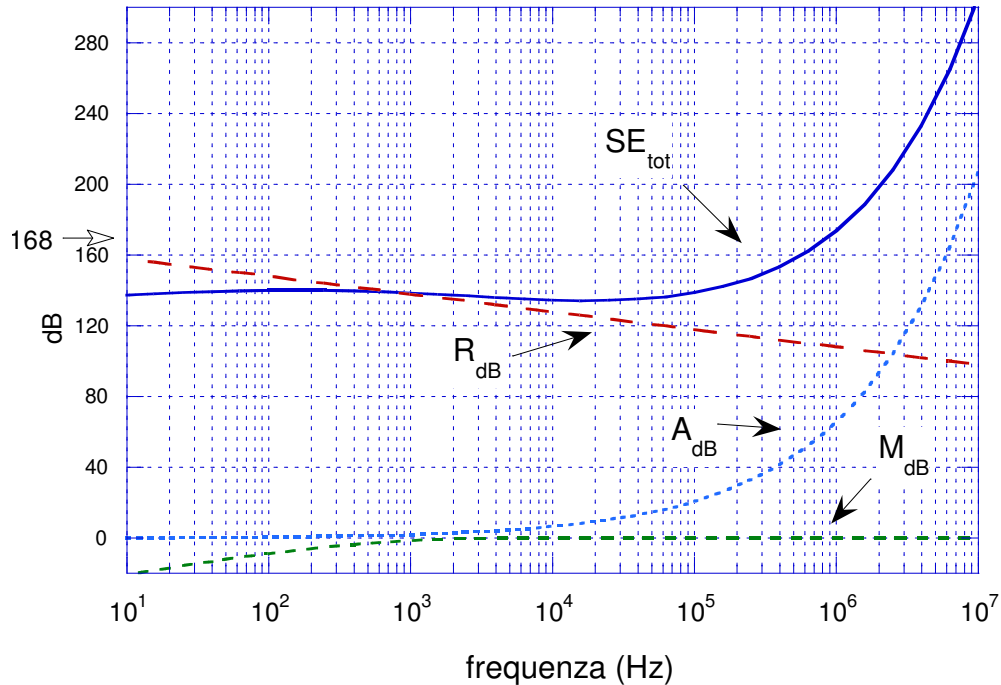


Fig. 5.6 Schermo di rame con spessore $t = 0,5$ mm.

Riportando in grafico l'andamento dei due termini (Fig. 5.6) si nota come in definitiva a bassa frequenza prevalgono le perdite per riflessione, mentre ad alta frequenza prevalgono quelle per assorbimento. In Fig. 5.7 viene riportato l'andamento della SE per uno schermo di acciaio sempre di spessore $t=0.5$ mm. Il termine di riflessione adesso è importante solo fino a 20 kHz. Questo indica che le perdite per riflessione sono importanti a bassa frequenza sia per materiali ferrosi che non ferrosi. Ad alta frequenza i materiali ferrosi presentano una perdita per assorbimento maggiore e quindi una SE globalmente migliore.

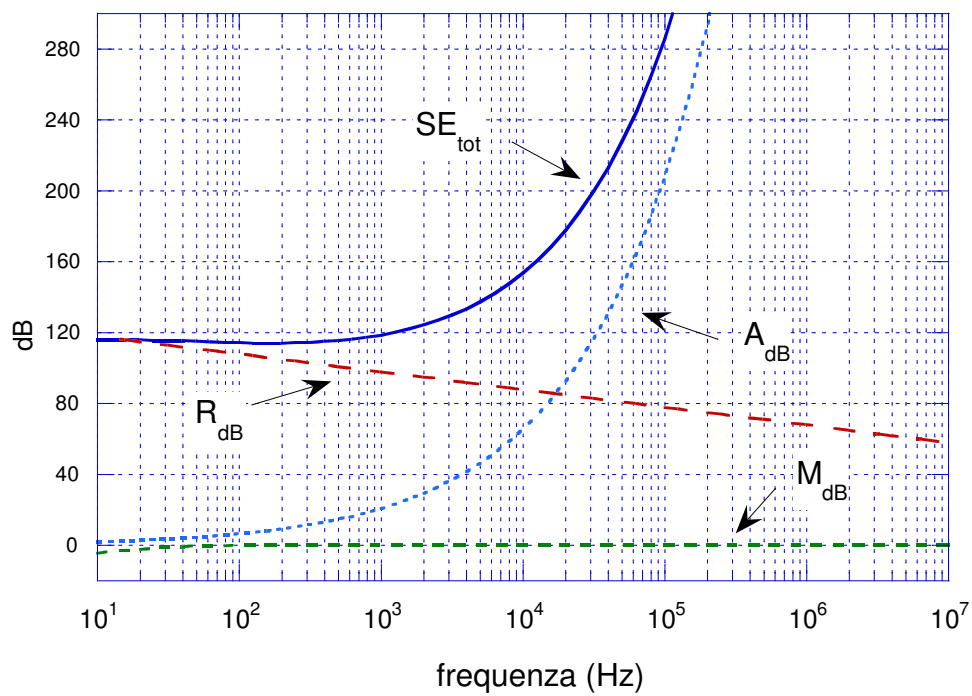


Fig. 5.7 Schermo di acciaio ($\sigma_r=0.1$, $\mu_r=1000$) con spessore $t = 0,5$ mm.

5.2 Schermi multilamina

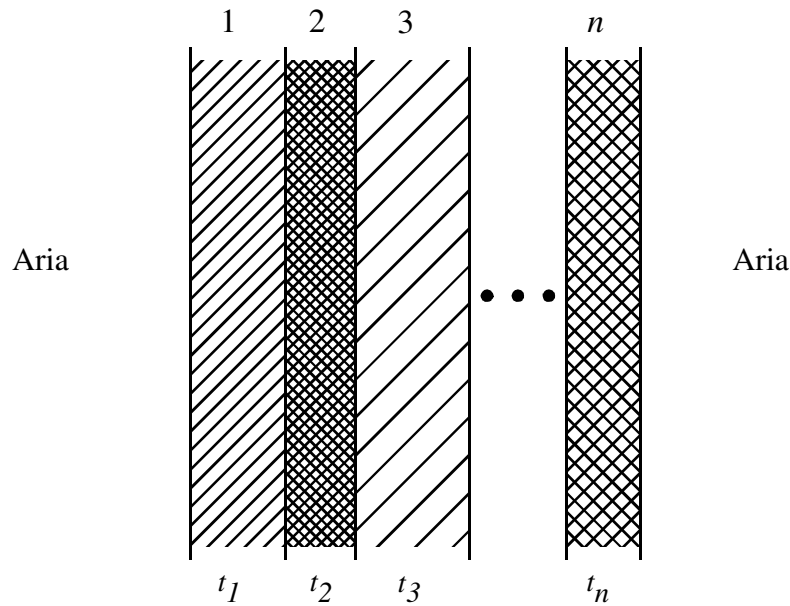


Fig. 5.8 Schermo multilamina

Consideriamo uno schermo formato da più lamine di materiale diverso di impedenza caratteristica $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_n$ di spessori t_1, t_2, \dots, t_n (Fig. 5.8). In questo caso è possibile ricavare l'efficacia di schermatura considerando sempre i tre contributi dovuti alle prime riflessioni, all'assorbimento e alle riflessioni multiple. In particolare il reciproco del termine delle prime riflessioni diventa:

$$\frac{E^t}{E^i} = \frac{2\zeta_0}{(\zeta_0 + \zeta_1)} \frac{2\zeta_1}{(\zeta_1 + \zeta_2)} \frac{2\zeta_2}{(\zeta_2 + \zeta_3)} \dots \frac{2\zeta_n}{(\zeta_n + \zeta_0)} \quad (5.22)$$

Il logaritmo del valore inverso rappresenta quindi il termine R_{dB} :

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2^{n+1}} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) \dots \left(1 + \frac{\zeta_n}{\zeta_{n-1}} \right) \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_n} \right) \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) \right| + \dots + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_n} \right) \right| \end{aligned} \quad (5.23)$$

Il termine dovuto all'assorbimento diventa:

$$A_{dB} = 8,6859 \left(\frac{t_1}{\delta_1} + \frac{t_2}{\delta_2} + \dots + \frac{t_n}{\delta_n} \right) \quad (5.24)$$

E' importante notare che le impedenze ζ_i dei materiali con cui sono realizzate le lamine variano con la radice quadrata della frequenza. Ne consegue che il termine di riflessione dovuto all'interfaccia metallo-metallo è indipendente dalla frequenza (c'è dipendenza solo dal termine di interfaccia aria-metallo). La SE totale può quindi essere aumentata agendo sull'impedenza dei materiali e sul loro spessore.

Il termine dovuto alle riflessioni multiple si modifica secondo la seguente equazione:

$$\begin{aligned} M_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \left(1 - v_1 e^{-2k_1 t_1}\right) \left(1 - v_2 e^{-2k_2 t_2}\right) \dots \left(1 - v_n e^{-2k_n t_n}\right) \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| 1 - v_1 e^{-2k_1 t_1} \right| + 20 \log_{10} \left| 1 - v_2 e^{-2k_2 t_2} \right| + \dots \\ &\dots + 20 \log_{10} \left| 1 - v_n e^{-2k_n t_n} \right| \end{aligned} \quad (5.25)$$

dove k_i è la costante di propagazione (complessa nel caso di mezzo con perdite) del mezzo i -simo e i termini v_i sono definiti come

$$v_i = \frac{\zeta_i - \zeta_{i-1}}{\zeta_i + \zeta_{i-1}} \cdot \frac{\zeta_i - \hat{\zeta}_i}{\zeta_i + \hat{\zeta}_i} \quad (5.26)$$

dove $\hat{\zeta}_i$ è l'impedenza vista dalla sezione i -esima verso destra. Il calcolo dell'impedenza vista alla destra della sezione i -esima può essere svolto tramite l'equivalenza con le linee di trasmissione considerando che siamo in presenza di linee con perdita; in particolare l'impedenza $\hat{\zeta}_i$ si può ricavare dalla seguente formula che generalizza l'equivalente formula della trasformazione di impedenza lungo una linea:

$$\hat{\zeta}_i = \zeta(t_i) = \zeta_{i+1} \frac{\hat{\zeta}_{i+1} + \zeta_{i+1} \tanh(k_{i+1} t_{i+1})}{\zeta_{i+1} + \hat{\zeta}_{i+1} \tanh(k_{i+1} t_{i+1})} \quad (5.27)$$

dove $\hat{\zeta}_{i+1} = \zeta(t_{i+1})$ rappresenta l'impedenza vista alla destra del materiale $i+1$ -esimo che si ricava iterando la formula precedente e k_i è il numero d'onda calcolato nel mezzo, in generale complesso se il mezzo è con perdite.

5.2.1 Confronto tra schermo singolo e schermi compositi

Prendiamo in esame il caso di uno schermo composito, formato cioè da due materiali con caratteristiche diverse (Fig. 5.9).

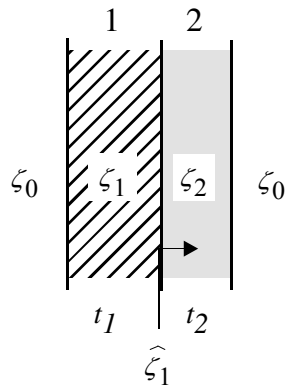


Fig. 5.9 Schermo composito

In questo caso il termine dovuto alle prime riflessioni diventa:

$$\frac{E^t}{E^i} = \frac{2\zeta_0}{(\zeta_0 + \zeta_1)} \frac{2\zeta_1}{(\zeta_1 + \zeta_2)} \frac{2\zeta_2}{(\zeta_2 + \zeta_0)} = \frac{8\zeta_0\zeta_1\zeta_2}{(\zeta_0 + \zeta_1)(\zeta_1 + \zeta_2)(\zeta_2 + \zeta_0)}$$

che, espresso in dB diventa

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{8} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_2} \right) \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_2} \right) \right| \end{aligned} \quad (5.28)$$

Quello dovuto alle riflessioni multiple è pari a

$$\begin{aligned} M_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \left(1 - v_1 e^{-2k_1 t_1} \right) \left(1 - v_2 e^{-2k_2 t_2} \right) \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| 1 - v_1 e^{-2k_1 t_1} \right| + 20 \log_{10} \left| 1 - v_2 e^{-2k_2 t_2} \right| \end{aligned} \quad (5.29)$$

$$\text{con } v_1 = \frac{\zeta_1 - \zeta_0}{\zeta_1 + \zeta_0} \cdot \frac{\zeta_1 - \hat{\zeta}_1}{\zeta_1 + \hat{\zeta}_1} \quad \text{e} \quad \hat{\zeta}_1 = \zeta(t_1) = \zeta_2 \frac{\zeta_0 + \zeta_2 \tanh(k_2 t_2)}{\zeta_2 + \zeta_0 \tanh(k_2 t_2)}$$

dove si è tenuto conto del fatto che adesso $\hat{\zeta}_2 = \zeta(t_2) = \zeta_0$. E' inoltre

$$v_2 = \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\zeta_2 + \zeta_1} \cdot \frac{\zeta_2 - \zeta_0}{\zeta_2 + \zeta_0}$$

Il termine di assorbimento è semplicemente pari alla somma dell'assorbimento in ogni singolo schermo

$$A = e^{-\alpha_1 t_1} e^{-\alpha_2 t_2} \Rightarrow A_{dB} = 8,6859(\alpha_1 t_1 + \alpha_2 t_2) = 8,6859 \left(\frac{t_1}{\delta_1} + \frac{t_2}{\delta_2} \right) \quad (5.30)$$

Si noti come le impedenze ζ_1 e ζ_2 varino entrambe con la radice quadrata della frequenza. Quindi la perdita per riflessione all'interfaccia metallo-metallo non varia con la frequenza. Infatti il secondo termine della (5.29) diventa pari a

$$20\log_{10}\left|\frac{1}{2}\left(1+\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right)\right|=20\log_{10}\left|\frac{1}{2}\left(1+\sqrt{\frac{\mu_1\sigma_2}{\mu_2\sigma_1}}\right)\right|$$

è quindi possibile scegliere opportunamente il rapporto $\mu_1\sigma_2/\mu_2\sigma_1$ per aumentare le proprietà schermanti.

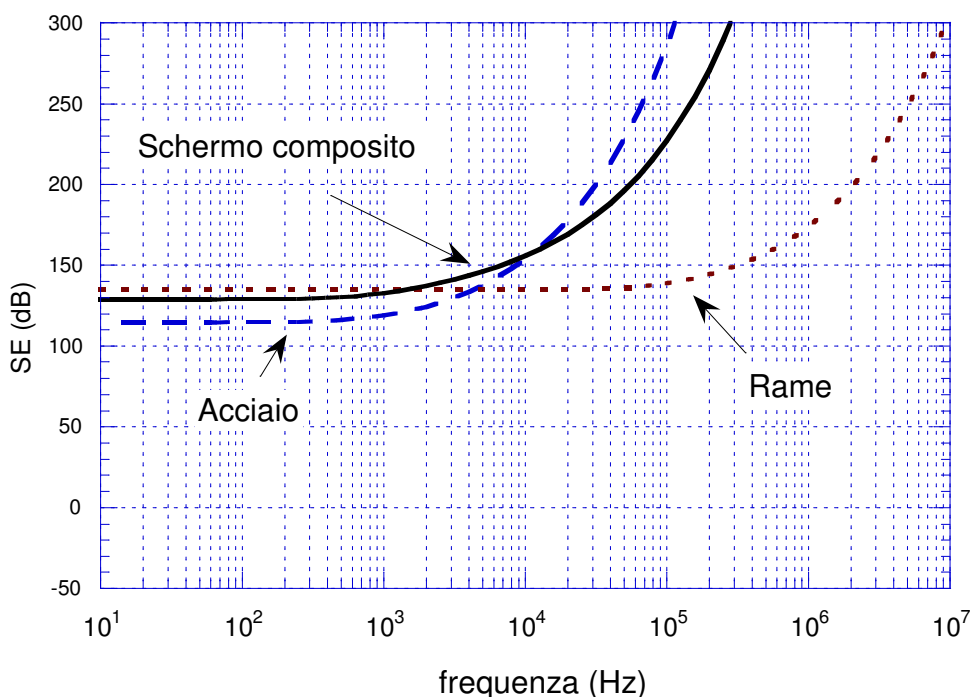


Fig. 5.10 Confronto dell'efficacia di schermatura per singolo schermo di rame di spessore 0.5 mm, singolo schermo di acciaio di spessore 0.5 mm e schermo composito di 0.5 mm di spessore totale (0.25 mm di acciaio e 0.25 mm di rame).

Nelle figure seguenti viene riportato il confronto di uno schermo composito formato da 0.25 mm di acciaio e 0.25 mm di rame per uno spessore complessivo di 0.5 mm confrontato con gli schermi formati da solo acciaio e da solo rame con lo stesso spessore complessivo. Lo schermo di rame presenta un'efficacia di schermatura maggiore a bassa frequenza rispetto a quelle dell'acciaio per la preponderanza del termine di prime riflessioni. Viceversa lo schermo di acciaio presenta un termine di assorbimento più elevato e quindi maggiori proprietà schermanti ad alta frequenza. Con

lo schermo composito si riescono ad ottenere delle proprietà schermanti globalmente migliori sia ad alta che a bassa frequenza rispetto ai due singoli (Fig. 5.10).

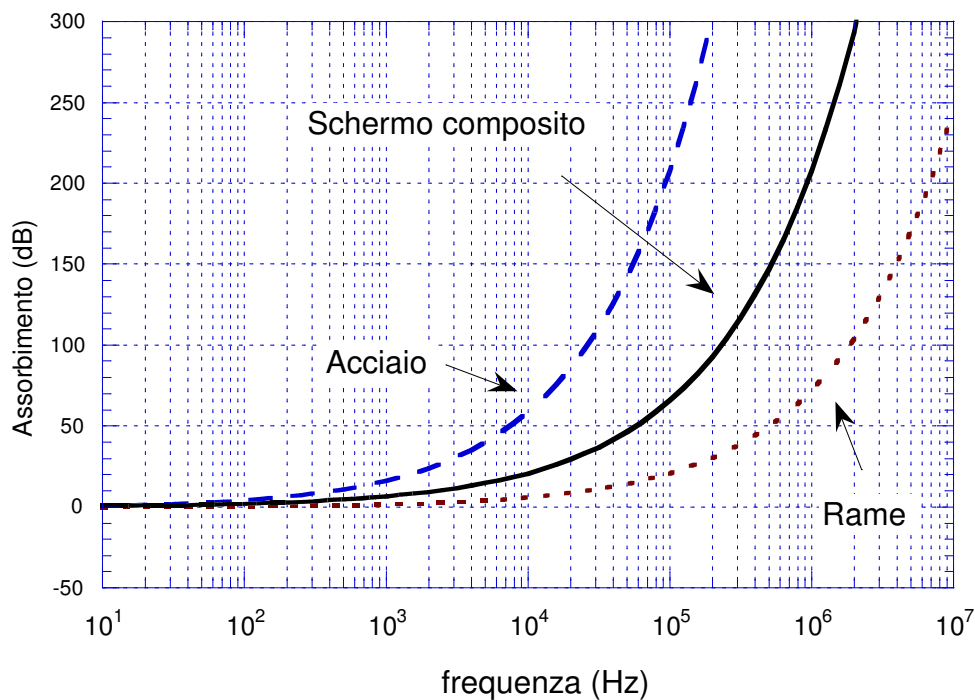


Fig.5.11 Confronto del termine di assorbimento.

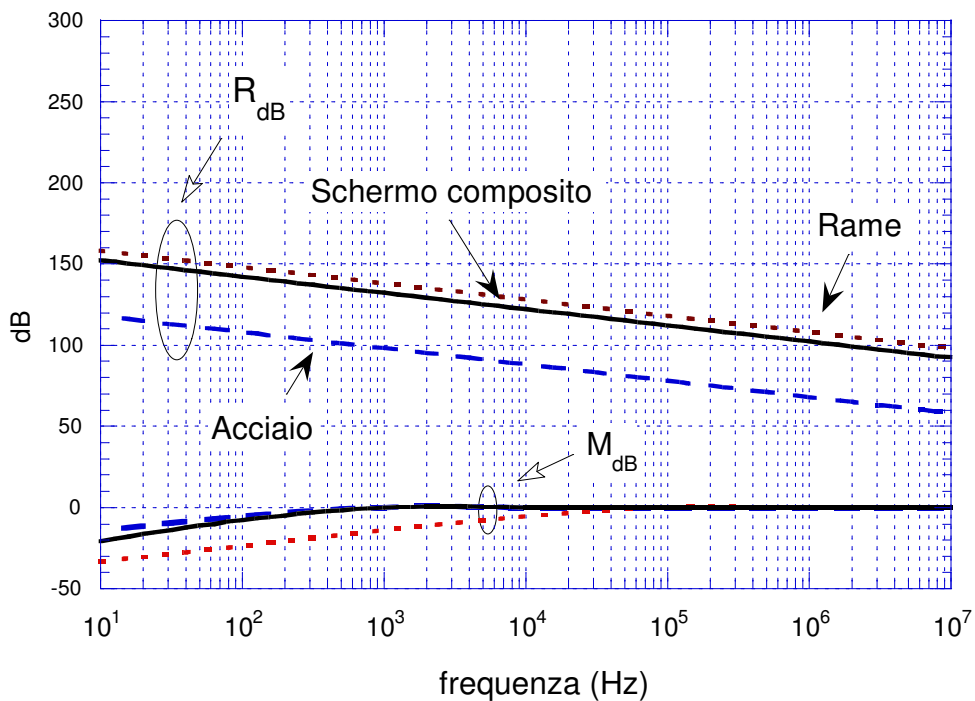


Fig.5.12 Confronto del termine di prime riflessioni e di riflessioni multiple.

Analizzando in dettaglio i singoli termini si nota come il termine dovuto all'assorbimento dello schermo composito si trovi ad un valore intermedio tra i due schermi singoli (Fig. 5.11). Per quanto riguarda i termini R_{dB} e M_{dB} , il loro andamento è riportato in Fig. 5.12; si noti come adesso il termine delle riflessioni multiple possa essere non trascurabile a bassa frequenza specialmente per lo schermo di rame.

5.2.2 Confronto tra schermo singolo e schermo doppio

Consideriamo adesso il caso di uno schermo doppio, uno schermo formato cioè da due schermi con aria in mezzo (Fig. 5.13)

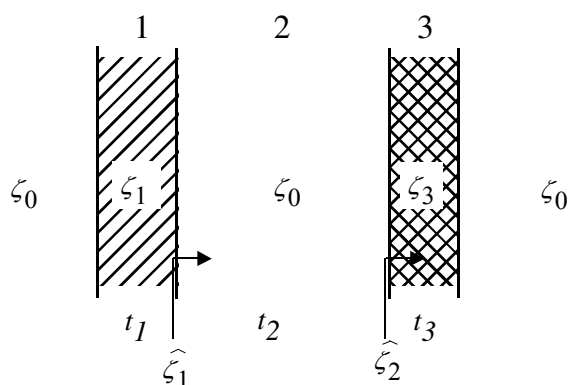


Fig.5.13 Doppio schermo

Applichiamo le formule viste precedentemente:

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_3}{\zeta_2} \right) \right| + 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_3} \right) \right|$$

considerando che $\zeta_2 = \zeta_0$ allora si ha:

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2^4} \left(1 + \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_1} \right) \left(1 + \frac{\zeta_3}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta_3} \right) \right|$$

Nel termine dovuto all'assorbimento non bisogna considerare l'assorbimento dovuto all'aria presente nell'intercapedine per cui si ha:

$$A_{dB} = 8,6859(\alpha_1 t_1 + \alpha_3 t_3)$$

Il termine di riflessioni multiple è pari a:

$$M_{dB} = 20 \log_{10} |1 - v_1 e^{-2k_1 t_1}| + 20 \log_{10} |1 - v_2 e^{-2j\beta_0 t_2}| + 20 \log_{10} |1 - v_3 e^{-2k_3 t_3}|$$

$$\text{con } v_1 = \frac{\zeta_1 - \zeta_0}{\zeta_1 + \zeta_0} \cdot \frac{\zeta_1 - \hat{\zeta}_1}{\zeta_1 + \hat{\zeta}_1} \quad \text{e} \quad \hat{\zeta}_1 = \zeta(t_1) = \zeta_0 \frac{\hat{\zeta}_2 + j\zeta_0 \tan(\beta_0 t_2)}{\zeta_0 + j\hat{\zeta}_2 \tan(\beta_0 t_2)}$$

dove si è tenuto conto del fatto che $\zeta_2 = \zeta_0$. E' inoltre

$$v_2 = \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\zeta_2 + \zeta_1} \cdot \frac{\zeta_2 - \hat{\zeta}_2}{\zeta_2 + \hat{\zeta}_2} = \frac{\zeta_0 - \zeta_1}{\zeta_0 + \zeta_1} \cdot \frac{\zeta_0 - \hat{\zeta}_2}{\zeta_0 + \hat{\zeta}_2},$$

$$\text{dove } \hat{\zeta}_2 = \zeta(t_2) = \zeta_3 \frac{\zeta_0 + \zeta_3 \tanh(k_3 t_3)}{\zeta_3 + \zeta_0 \tanh(k_3 t_3)}$$

Consideriamo adesso il caso in cui il materiale dei due schermi sia identico e lo spessore sia uguale cioè $\zeta_1 = \zeta_3 = \zeta$ e $t_1 = t_3 = t$, sia inoltre d la distanza tra gli schermi ($t_2 = d$). I contributi alla SE totale diventano:

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2^4} \left(1 + \frac{\zeta}{\zeta_0}\right)^2 \left(1 + \frac{\zeta_0}{\zeta}\right)^2 \right| = 20 \log_{10} \left| \frac{1}{16} \left(\frac{\zeta_0 + \zeta}{\zeta_0}\right)^2 \left(\frac{\zeta + \zeta_0}{\zeta}\right)^2 \right| = \\ &= 20 \log_{10} \left| \frac{1}{16} \frac{(\zeta_0 + \zeta)^4}{\zeta_0^2 \zeta^2} \right| = 40 \log_{10} \left| \frac{(\zeta_0 + \zeta)^2}{4\zeta_0 \zeta} \right| \cong 40 \log_{10} \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta} \right| \end{aligned}$$

$$A_{dB} = 2 \cdot 8,6859 \alpha t$$

$$M_{dB} = 20 \log_{10} |1 - v_1 e^{-2kt}| + 20 \log_{10} |1 - v_2 e^{-2j\beta_0 d}| + 20 \log_{10} |1 - v_3 e^{-2kt}|$$

Adesso il secondo termine delle riflessioni multiple potrebbe essere significativo rispetto agli altri due essendo $\beta_0 \ll |k|$, per cui

$$M_{dB} \cong 20 \log_{10} |1 - v_2 e^{-2j\beta_0 d}|$$

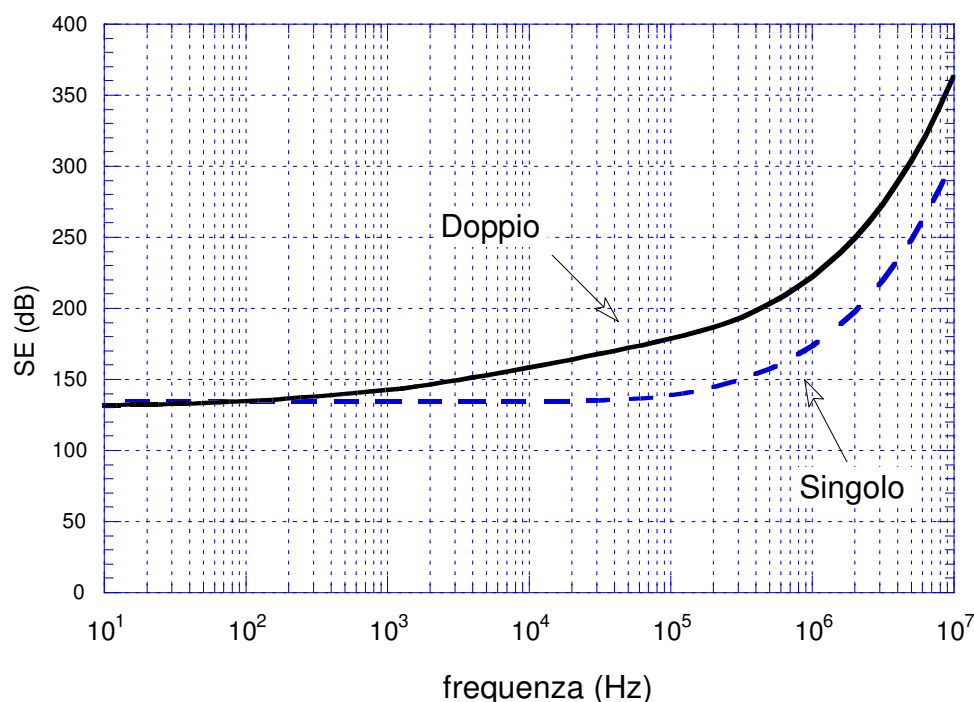


Fig. 5.14 Confronto dell'efficacia di schermatura per singolo schermo di rame di spessore 0.5 mm e doppio schermo di 0.25 mm distanziati di 2.5 cm.

Riportiamo nel seguito il caso del confronto tra un singolo schermo di rame di spessore pari a 0.5 mm e un doppio schermo di rame formato da due fogli di rame di 0.25 mm distanziati di 2.5 cm. Dall'esame della SE totale si nota come il doppio schermo presenti una SE totale ben maggiore del singolo schermo ad alte frequenze (Fig. 5.14). A bassa frequenza invece il doppio schermo presenta le stesse prestazioni del singolo schermo se non leggermente peggiori. I motivi vanno ricercati nell'analisi dei vari termini. Nella figura successiva 5.15 vengono riportati i vari termini dovuti alle prime riflessioni, all'assorbimento e alle riflessioni multiple. Si nota, innanzitutto, come il termine dovuto all'assorbimento rimanga lo stesso nei due casi. Per quanto riguarda gli altri due termini possiamo concludere che il termine dovuto alle prime riflessioni è molto maggiore nel doppio schermo rispetto al singolo sia a bassa che ad alta frequenza. Il termine dovuto alle riflessioni multiple è preponderante nel doppio schermo a bassa frequenza. Sommando i due termini il risultato netto è un innalzamento della SE totale ad alta frequenza mentre a basse frequenze le prestazioni non cambiano rispetto al singolo schermo.

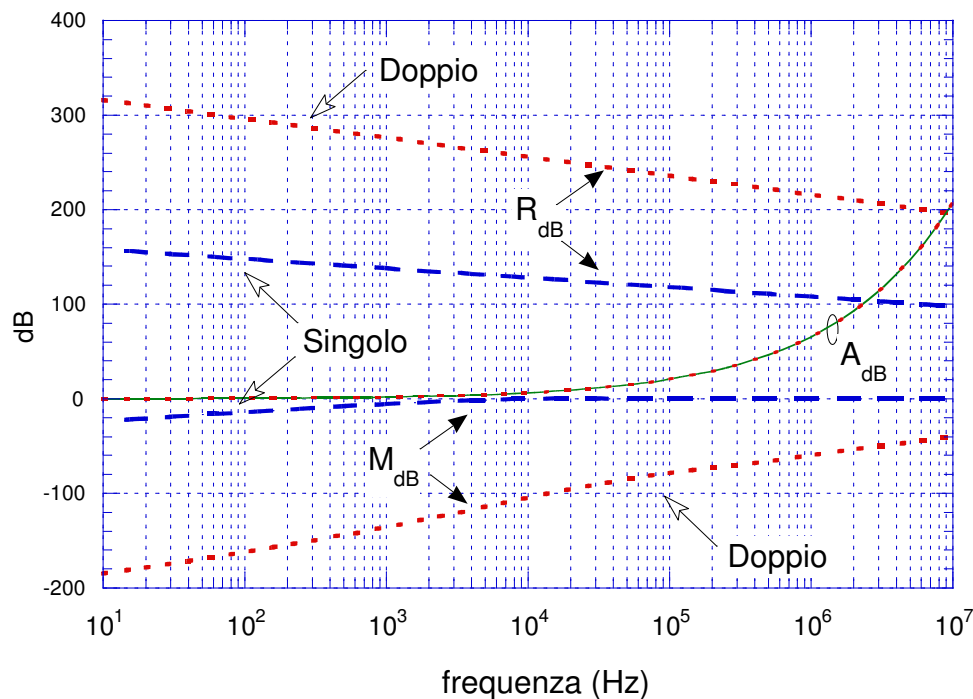


Fig.5.15 Confronto dei vari termini che contribuiscono alla *SE*.

Facciamo dei calcoli per evidenziare gli aspetti ora discussi. Consideriamo dei metalli alle frequenze per cui essi possano essere considerati sufficientemente spessi; nei calcoli sopra svolti ciò equivale ad approssimare $\hat{\zeta}_2 = \zeta(t_2) \cong \zeta_3 = \zeta$. Il termine v_2 diventa allora:

$$v_2 = \frac{\zeta_0 - \zeta_1}{\zeta_0 + \zeta_1} \cdot \frac{\zeta_0 - \zeta_3}{\zeta_0 + \zeta_3} = \left(\frac{\zeta_0 - \zeta}{\zeta_0 + \zeta} \right)^2 = \frac{\left(1 - \frac{\zeta}{\zeta_0} \right)^2}{\left(1 + \frac{\zeta}{\zeta_0} \right)^2}$$

Sfruttiamo adesso l'ipotesi che sia $\zeta \ll \zeta_0$, allora

$$v_2 = \frac{\left(1 - 2\frac{\zeta}{\zeta_0} + \frac{\zeta^2}{\zeta_0^2} \right)}{\left(1 + 2\frac{\zeta}{\zeta_0} + \frac{\zeta^2}{\zeta_0^2} \right)} \cong \frac{1 - 2\frac{\zeta}{\zeta_0}}{1 + 2\frac{\zeta}{\zeta_0}}$$

espandendo in serie il termine $\frac{1}{1 + 2\frac{\zeta}{\zeta_0}} \cong 1 - 2\frac{\zeta}{\zeta_0} + \dots$ e prendendo solo il primo ordine

si ha in definitiva: $v_2 \cong 1 - 4\frac{\zeta}{\zeta_0}$

Quindi il termine delle riflessioni multiple diventa:

$$M_{dB} \cong 20 \log_{10} \left| 1 - \left(1 - 4\frac{\zeta}{\zeta_0} \right) e^{-2j\beta_0 d} \right| = 20 \log_{10} \left| 1 - \left(1 - 4\frac{\zeta}{\zeta_0} \right) \left(\cos \frac{4\pi d}{\lambda_0} - j \sin \frac{4\pi d}{\lambda_0} \right) \right|$$

alle frequenze per cui la distanza elettrica d è minore di $1/8$ cioè $d/\lambda_0 \ll 1/8$, allora si approssima il coseno ad 1 e si confonde il seno con il suo argomento per cui

$$M_{dB} \cong 20 \log_{10} \left| 4\frac{\zeta}{\zeta_0} + 2j\beta_0 d \right| = 20 \log_{10} \left| 4\frac{\zeta}{\zeta_0} + j\frac{4\pi d}{\lambda_0} \right|$$

Il termine di riflessioni multiple può adesso assumere un valore significativo. Nell'esempio prima riportato, cioè per un doppio schermo di rame con interstizio di 2.5 cm di aria, alla frequenza di 1 MHz quel valore vale:

$$4\frac{\zeta}{\zeta_0} = (1+j)2.77 \cdot 10^{-6}, \quad 4\pi\frac{d}{\lambda_0} = 1.047 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{per cui } M_{dB} = 20 \log_{10} \left| 4\frac{\zeta}{\zeta_0} + j\frac{4\pi d}{\lambda_0} \right| \cong 20 \log_{10} \left| 1.047 \cdot 10^{-3} \right| = -59.6 \text{ dB}$$

Occorre anche considerare però che alle frequenze di risonanza, quelle cioè per cui si ha

$$d = (2n-1)\frac{\lambda_0}{4}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

allora $-2j\beta_0 d = -\pi$, per cui $\exp(-2j\beta_0 d) = -1$ e quindi

$$M_{dB} = 20 \log_{10} \left| 1 - v_2 e^{-2j\beta_0 d} \right| = 20 \log_{10} \left| 1 + v_2 \right| \cong 20 \log_{10} 2 = 6 \text{ dB}$$

cioè il termine di riflessioni multiple diventa positivo aumentando l'efficacia di schermatura di 6 dB.

Vediamo adesso di quantificare la differenza tra doppio schermo e schermo singolo di uguale spessore complessivo. Le perdite per assorbimento sono uguali nei due casi. La differenza si trova solo nei termini per riflessioni prime e riflessioni multiple, in particolare si ha, nell'ipotesi che $\zeta \ll \zeta_0$:

$$\Delta = SE_{doppio} - SE_{sing} = 40 \log_{10} \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta} \right| - 20 \log_{10} \left| \frac{\zeta_0}{4\zeta} \right| + 20 \log_{10} \left| 1 - v_2 e^{-2j\beta_0 d} \right| \quad (5.31)$$

supponiamo adesso che sia $d/\lambda_0 \ll 1/8$ allora la differenza (5.31) vale

$$\Delta = -20 \log_{10} \left| \frac{4\zeta}{\zeta_0} \right| + 20 \log_{10} \left| 4 \frac{\zeta}{\zeta_0} + j \frac{4\pi d}{\lambda_0} \right| = 20 \log_{10} \left| 1 + j \frac{\pi d / \lambda_0}{\zeta / \zeta_0} \right|$$

da quanto ora ricavato è chiaro come a frequenze estremamente basse dove cioè $\pi d / \lambda_0 \ll \zeta / \zeta_0$, il Δ è pari a 0 per cui non si ha alcun vantaggio ad usare il doppio schermo. A frequenze più elevate dove $\pi d / \lambda_0 \gg \zeta / \zeta_0$ allora

$$\Delta \cong 20 \log_{10} \left| \frac{\pi d / \lambda_0}{\zeta / \zeta_0} \right| \quad (5.32)$$

Facendo il calcolo ad 1 MHz per il doppio schermo di rame dell'esempio precedente risulta:

$$|\zeta| = \sqrt{\frac{\omega \mu}{\sigma}} = 3.688 \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta \cong 20 \log_{10} \left| \frac{\pi d / \lambda_0}{\zeta / \zeta_0} \right| = 48.55 \text{ dB}$$

Quindi si ha un aumento globale della SE di quasi 50 dB rispetto al singolo schermo!

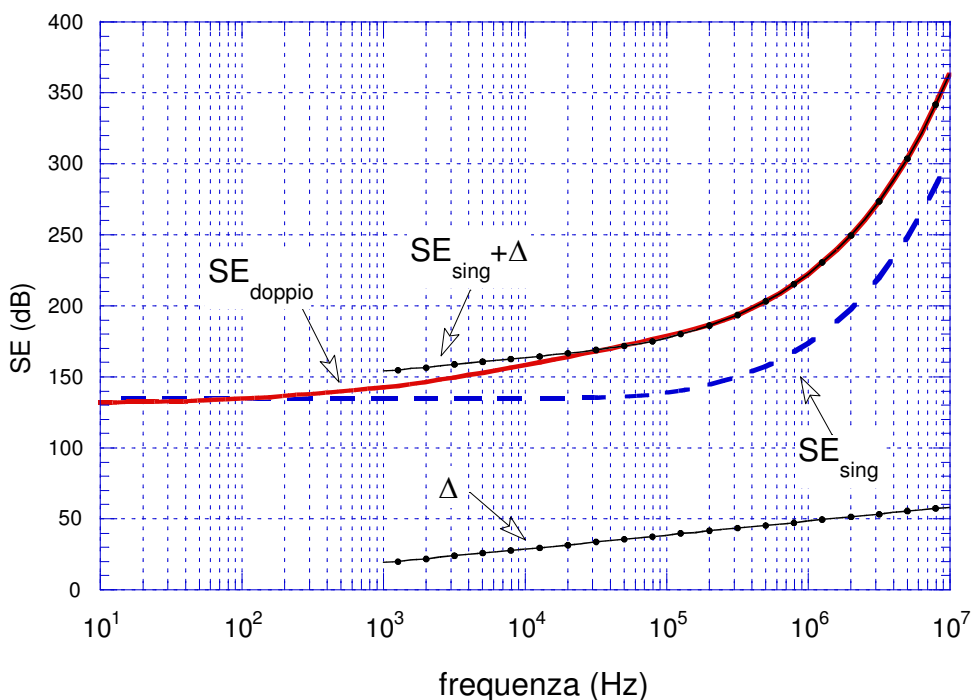


Fig.5.16 Confronto fra SE esatta e approssimata .

5.3 Efficacia di schermatura: sorgenti in campo vicino.

L'analisi precedente sull'efficacia di schermatura si basava sul caso di un'onda piana incidente normalmente sullo schermo stesso, cioè sul caso dell'illuminazione da parte di una sorgente posta molto lontana dallo schermo. Analizzeremo ora il caso di sorgenti vicine; in particolare troveremo che il modo più opportuno per schermare dipende dal tipo di sorgente: elettrica o magnetica.

5.3.1 Sorgenti a bassa e ad alta impedenza.

Consideriamo un dipolo elettrico elementare. Abbiamo visto che a grande distanza dal dipolo i campi irradiati hanno la struttura di un'onda localmente piana. In particolare le componenti di campo lontano (E_θ , H_ϕ) sono perpendicolari fra di loro. Campo elettrico, campo magnetico e direzione radiale formano una terna destrorsa, inoltre il rapporto tra campo elettrico e magnetico vale

$$\frac{E_\theta}{H_\phi} = \zeta_0 \cong 377 \Omega$$

dove ζ_0 è l'impedenza caratteristica dello spazio libero.

In campo vicino queste condizioni non sono verificate. Le componenti di campo prodotte dal dipolo elettrico elementare posto all'origine di un sistema di coordinate sferico sono le seguenti:

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \zeta_0 \frac{I\Delta z}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right) \cos \theta e^{-jk_0 r} & H_r &= 0 \\ E_\theta &= \zeta_0 \frac{I\Delta z}{4\pi} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right) \sin \theta e^{-jk_0 r} & H_\theta &= 0 \\ E_\phi &= 0 & H_\phi &= \frac{I\Delta z}{4\pi} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta e^{-jk_0 r} \end{aligned} \right|$$

Sappiamo che i termini di tipo $1/r$ uguagliano in ampiezza i termini di tipo $1/r^2$ a distanza $r = \lambda_0/2\pi$, cioè a una distanza pari circa a $\lambda_0/6$. In generale si può dire di

essere in campo lontano ad una distanza di circa $3\lambda_0$ dal dipolo², dove il rapporto fra E_θ ed H_ϕ risulta circa uguale a ζ_0 .

Definiamo “impedenza d’onda” il rapporto: $Z_w \stackrel{\Delta}{=} \frac{E_\theta}{H_\phi}$.

In campo lontano l’impedenza d’onda diventa pari all’impedenza caratteristica del mezzo. In campo vicino invece occorre considerare il rapporto fra le espressioni complete delle due componenti di campo:

$$Z_w = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \zeta_0 \frac{\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3}}{\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2}} = \zeta_0 \frac{\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right)}{\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} \right)} = \zeta_0 \frac{\frac{j}{k_0 r} + \frac{1}{(k_0 r)^2} - \frac{j}{(k_0 r)^3}}{\frac{j}{k_0 r} + \frac{1}{(k_0 r)^2}}$$

Per distanze piccole ($r \rightarrow 0$) risulta $k_0 r \ll 1$ per cui l’espressione precedente si riduce a

$$Z_w \cong \zeta_0 \left(\frac{-j}{k_0 r} \right) = \frac{\zeta_0}{k_0 r} \angle -90^\circ$$

Infatti, in campo vicino il campo elettrico e magnetico per il dipolo elettrico elementare risultano proporzionali a

$$E_\theta \sim \frac{1}{r^3}, \quad H_\phi \sim \frac{1}{r^2}$$

e quindi il campo elettrico è predominante e l’impedenza d’onda assume valori piuttosto elevati, da cui il nome di sorgente ad alta impedenza. L’andamento del modulo dell’impedenza d’onda è riportato in figura 5.17.

² Si ricorda che nel caso di antenne di forma qualsiasi, il campo lontano è individuato dall’ulteriore condizione $r > 2D^2/\lambda$, dove D è la dimensione maggiore dell’antenna.

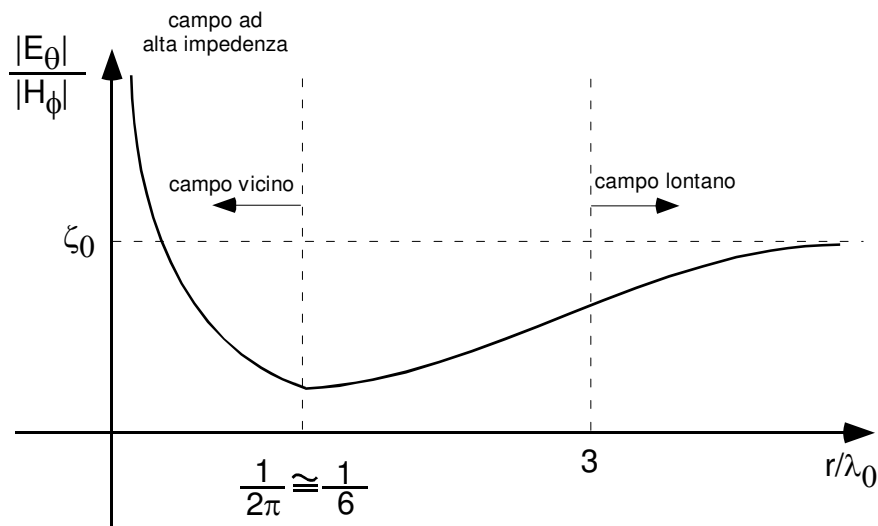


Fig. 5.17 Andamento del modulo dell'impedenza d'onda per sorgente elettrica

Si osserva che in campo vicino l'impedenza d'onda è maggiore di quella caratteristica del mezzo. Conseguentemente il dipolo elettrico elementare viene classificato come una sorgente ad alta impedenza.

Per quanto riguarda una spira elementare si sa che questa può essere ricondotta, dal punto di vista dell'irradiazione, ad un dipolo magnetico elementare. I campi del dipolo magnetico elementare possono essere ricavati da quelli del dipolo elettrico elementare semplicemente applicando il teorema di dualità.

$$H_r^{(m)} = \frac{1}{\zeta_0} \frac{I_m \Delta z}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right) \cos \theta e^{-jk_0 r}$$

$$H_\theta^{(m)} = \frac{1}{\zeta_0} \frac{I_m \Delta z}{4\pi} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right) \sin \theta e^{-jk_0 r}$$

$$H_\phi^{(m)} = 0$$

$$E_r^{(m)} = 0$$

$$E_\theta^{(m)} = 0$$

$$E_\phi^{(m)} = -\frac{I_m \Delta z}{4\pi} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta e^{-jk_0 r}$$

Le componenti di campo lontano sono in questo caso H_θ e E_ϕ . L'impedenza d'onda è definita come:

$$Z_w = \frac{E_\phi}{H_\theta}$$

In campo vicino si ha

$$Z_w = \frac{E_\phi}{H_\theta} = -\zeta_0 \frac{\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2}}{\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3}} = -\zeta_0 \frac{\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} \right)}{\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{jk_0}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jk_0 r^3} \right)} = -\zeta_0 \frac{\frac{j}{k_0 r} + \frac{1}{(k_0 r)^2}}{\frac{j}{k_0 r} + \frac{1}{(k_0 r)^2} - \frac{j}{(k_0 r)^3}}$$

Nel limite per $r \rightarrow 0$ si ha

$$Z_w \cong -\zeta_0 \left(\frac{1}{-j \frac{1}{k_0 r}} \right) = -j \zeta_0 k_0 r = \zeta_0 k_0 r \angle +90^\circ$$

In campo vicino il campo magnetico H_θ è proporzionale a $\frac{1}{r^3}$, mentre il campo elettrico E_ϕ è proporzionale a $\frac{1}{r^2}$:

$$H_\theta \sim \frac{1}{r^3} \quad E_\phi \sim \frac{1}{r^2}$$

Riportando il modulo dell'impedenza d'onda su un diagramma si ottiene il grafico di Fig. 5.18.

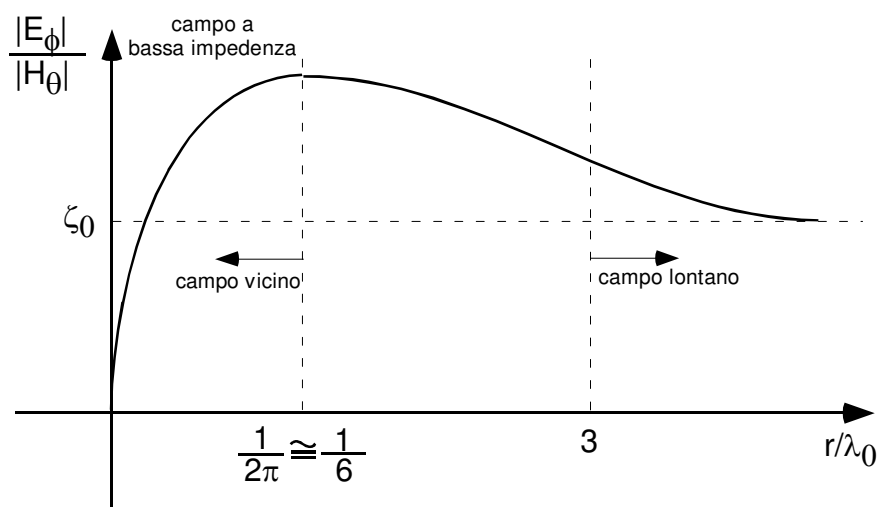


Fig. 5.18 Andamento del modulo dell'impedenza d'onda per sorgente magnetica

Si vede che in campo vicino predomina H_θ , quindi l'impedenza d'onda assume valori piccoli. Si parla in questo caso di sorgente a bassa impedenza per la spira elementare. Considerando degli esempi pratici, i trasformatori possono essere catalogati come sorgenti a bassa impedenza, mentre possono essere considerate sorgenti ad alta impedenza gli archi e le scariche prodotti dall'accensione di un motore a scoppio o sulle spazzole di un motore elettrico in continua.

5.3.2 Sorgenti di tipo elettrico (ad alta impedenza)

Abbiamo visto che in campo lontano l'efficacia di schermatura può essere espressa come il prodotto di tre termini: le perdite per riflessione, assorbimento e riflessioni multiple. Si può in questo caso riprendere i risultati per il caso di campi lontani, sostituendo l'impedenza caratteristica dello spazio libero con l'impedenza d'onda Z_w . Il termine di assorbimento non dipende dal tipo di sorgente. Il termine per riflessione si ottiene sostituendo ζ_0 con Z_w :

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{(\zeta_0 + \zeta_2)^2}{4\zeta_0\zeta_2} \right| = 20 \log_{10} \left| \frac{(Z_w + \zeta_2)^2}{4Z_w\zeta_2} \right| \cong 20 \log_{10} \left| \frac{Z_w}{4\zeta_2} \right| \quad (5.33)$$

Dato che per una sorgente ad alta impedenza:

$$|Z_w| = \frac{\zeta_0}{k_0 r} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_0}{2\pi r} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{2\pi f r} = \frac{1}{2\pi \epsilon_0 f r} \quad (5.34)$$

si ha:

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \frac{1}{4 \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \mu_r}{2\sigma}} \sqrt{2}} = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{2\pi \epsilon_0 f r} \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\sigma_{cu} \sigma_r}}{\sqrt{2\pi f \mu_0 \mu_r}} \right) = \\ &= 20 \log_{10} \left(\frac{\sqrt{\sigma_{cu}}}{8\pi \epsilon_0 \sqrt{\mu_0} \sqrt{2\pi}} \right) + 10 \log_{10} \left(\frac{\sigma_r}{\mu_r f^3 r^2} \right) = 322 + 10 \log_{10} \left(\frac{\sigma_r}{\mu_r f^3 r^2} \right) \end{aligned} \quad (5.35)$$

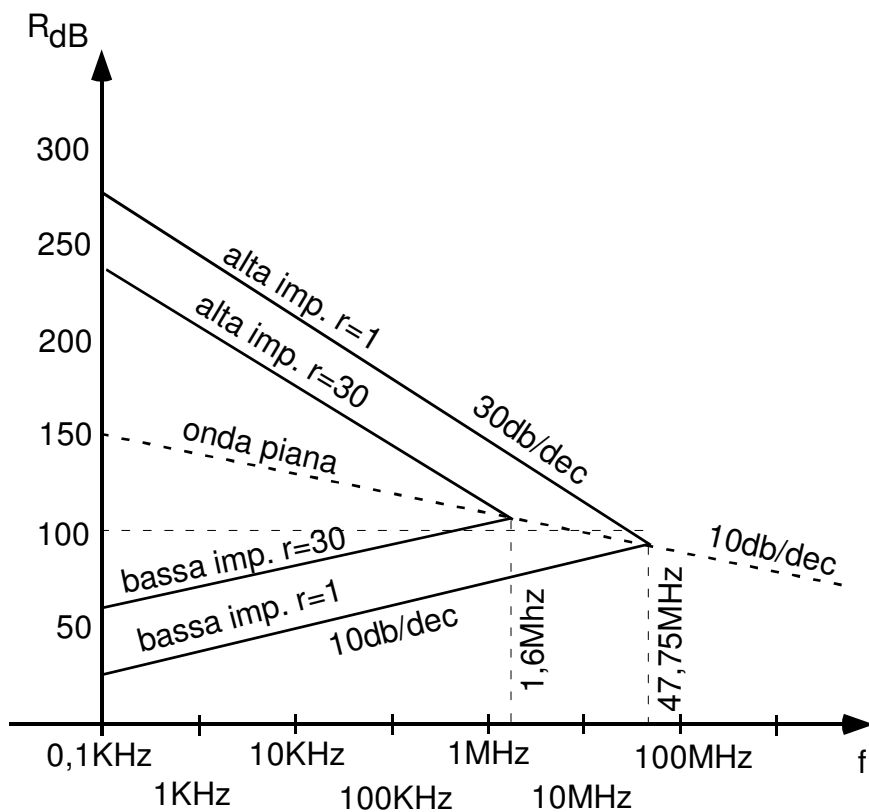


Fig. 5.19 R_{dB} per schermo di rame

Le perdite per riflessione sono riportate in figura 5.19 per diverse distanze della sorgente dallo schermo. Viene riportata anche la curva per il caso di onda piana incidente, per mostrare che nel limite per r tendente a valori elevati in effetti si tende a tale curva asintoticamente. Si può osservare che R_{db} per una sorgente elettrica vicina è molto maggiore che per un'onda piana. Il fattore aumenta per valori di r piccoli. Nel grafico è possibile ricavare la frequenza alla quale si ritrova il comportamento di tipo onda piana; infatti da $r_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi} = \frac{c}{2\pi f}$ si ricava $f_0 = \frac{c}{2\pi r_0}$ che per $r=30$ m fornisce $f_0=1.6$ MHz, mentre per $r=1$ m fornisce $f_0=47.75$ MHz.

Per schermare sorgenti ad alta impedenza come pure sorgenti in campo lontano, la scelta dei materiali dovrebbe essere indirizzata verso quei materiali con elevata conducibilità. Lo spessore dovrebbe essere maggiore della profondità di penetrazione valutata alla più bassa frequenza di interesse.

5.3.3 Sorgenti magnetiche (a bassa impedenza)

La perdita per assorbimento è anche in questo caso equivalente a quelle valide per l'onda piana incidente. Valutiamo il termine di prime riflessioni R_{dB} . Per far questo occorre utilizzare l'espressione di Z_w :

$$|Z_w| = \zeta_0 k_0 r = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{2\pi}{\lambda_0} r = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} 2\pi f r = 2\mu_0 \pi f r \quad (5.36)$$

Sostituendo:

$$\begin{aligned} R_{dB} &= 20 \log_{10} \left(\frac{2\pi f \mu_0 r}{4 \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \mu_r}{2\sigma_{cu} \sigma_r}} \sqrt{2}} \right) = 20 \log_{10} \left(\frac{\pi f \sqrt{\mu_0} \sqrt{\sigma_{cu} \sigma_r} r}{2 \sqrt{2\pi f \mu_r}} \right) = \\ &= 20 \log_{10} \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\mu_r} \frac{\sqrt{\sigma_{cu}}}{2} \right) + 20 \log_{10} \sqrt{\frac{f \sigma_r r^2}{\mu_r}} = 14,57 + 10 \log_{10} \left(\frac{f r^2 \sigma_r}{\mu_r} \right) \end{aligned} \quad (5.37)$$

L'andamento di R_{dB} per sorgenti a bassa impedenza è riportato nella figura precedente (Fig. 5.19). Si nota che al diminuire della frequenza le perdite per riflessione diminuiscono e sono inferiori a quelle del caso onda piana incidente. Si nota inoltre che R_{dB} è trascurabile a frequenze basse. Ma anche le perdite per assorbimento sono basse a bassa frequenza: ne consegue che occorre individuare altre tecniche per schermare sorgenti magnetiche vicine (a bassa impedenza) per frequenze basse.

5.3.4 Schermatura di sorgenti a bassa impedenza a bassa frequenza

Per sorgenti a bassa impedenza, ossia sorgenti di tipo magnetico in campo vicino, l'effetto schermante di una schermatura è principalmente dovuto alle perdite per assorbimento. Queste perdite non sono molto elevate quando si lavora a bassa frequenza per cui occorre usare altre tecniche per schermare il campo magnetico. Esistono due metodi principali: il primo consiste nel cosiddetto metodo della spira chiusa in corto circuito mentre il secondo consiste nell'uso di materiali ad alta permeabilità ($\mu_r \gg 1$). Consideriamo una spira attraversata da un campo magnetico incidente variabile: per la legge di Faraday verrà indotta nella spira una corrente I_{ind} a cui sarà associato un flusso

magnetico Ψ_{ind} (Fig. 5.20). Il flusso magnetico indotto sarà di polarità e direzione opposta a quello incidente così che in prossimità del loop il campo magnetico netto risulterà ridotto.

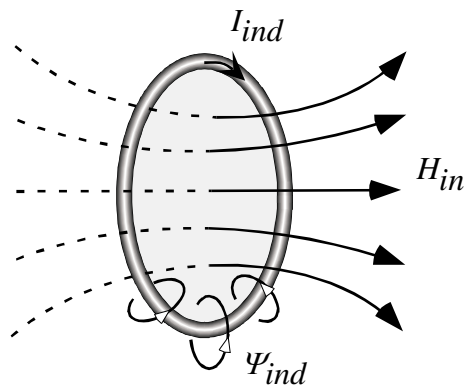


Fig. 5.20 Il campo magnetico netto viene ridotto vicino al loop

Questa tecnica viene usata ad esempio per schermare i trasformatori degli alimentatori che rappresentano uno dei problemi maggiori quando si misurano gli apparati. Si usa quindi una fascia metallica intorno al trasformatore come in figura 5.21. L'inconveniente principale di questa soluzione consiste nel fatto che è necessario conoscere a priori la distribuzione del campo magnetico.

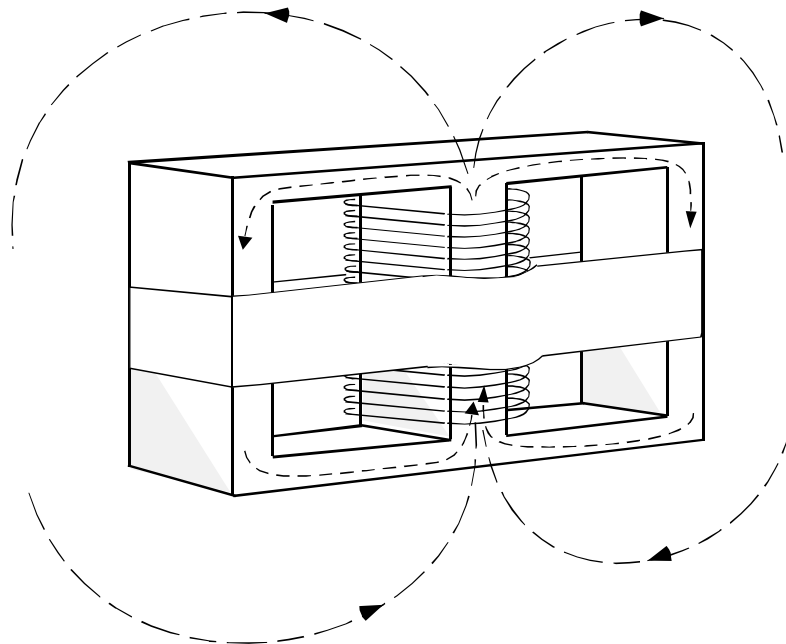


Fig. 5.21 Fascia metallica avvolta intorno ad un trasformatore.

L'idea del metodo di utilizzo di materiali ad alta permeabilità è quella di far deviare le linee di campo magnetico dal percorso originale inserendo un materiale a $\mu_r \gg 1$, cioè a bassa riluttanza (Fig. 5.22).

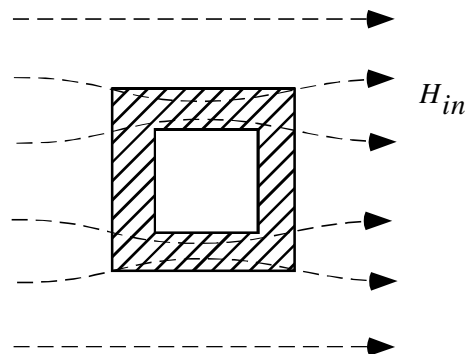


Fig. 5.22 Materiale ferromagnetico con $\mu_r \gg 1$

Ci sono però due fattori che limitano l'uso di questa tecnica:

1. la permeabilità dei materiali ferromagnetici diminuisce all'aumentare della frequenza;
2. diminuisce altresì all'aumentare dell'intensità del campo magnetico, tende cioè a saturare.

I produttori di materiali ferromagnetici di solito specificano il valore di μ_r a frequenze basse (tipicamente 1 kHz).

Ad esempio il Mumetal presenta le seguenti caratteristiche:

$$\mu_r = 10000 \text{ per frequenze tra } 0 \div 1 \text{ kHz}$$

μ_r diminuisce tra 1 kHz e 20 kHz

μ_r è comparabile a quello di certe leghe metalliche meno costose da 20 kHz in poi (ad esempio l'acciaio laminato a freddo).

Se poi si usa un materiale ferromagnetico per schermare la frequenza di rete (50-60 Hz) bisogna considerare che i campi sono intensi e si verifica il fenomeno della saturazione.

5.4 Effetto di aperture e di discontinuità

Per realizzare i valori ideali ed estremamente alti della SE precedentemente calcolati, lo schermo deve racchiudere completamente i componenti elettronici e non deve far passare il campo attraverso buchi, giunture, fessure o cavi. Qualsiasi penetrazione non voluta nello schermo può ridurre drasticamente l'efficacia dello schermo stesso. Evidentemente questa rappresenta una situazione ideale: in realtà gli involucri devono prevedere dei punti di passaggio per i cavi, delle chiusure con guarnizioni e delle aperture per la ventilazione. Tutti questi fattori riducono, come è prevedibile, l'efficacia di schermatura reale. Occorre anche considerare che, specialmente a bassa frequenza, diventa importante la forma dello schermo ovvero dell'involucro e l'analisi approssimata precedentemente sviluppata non è più valida. Inoltre è necessario considerare anche l'interno dell'involucro che si comporta da cavità risonante con frequenze di risonanza dipendenti da quello che si trova all'interno. Un'analisi completa potrebbe, in via teorica, essere svolta con dei modelli numerici; tuttavia da una comprensione dei fenomeni coinvolti è possibile ricavare delle indicazioni generali utili per le contromisure del caso.

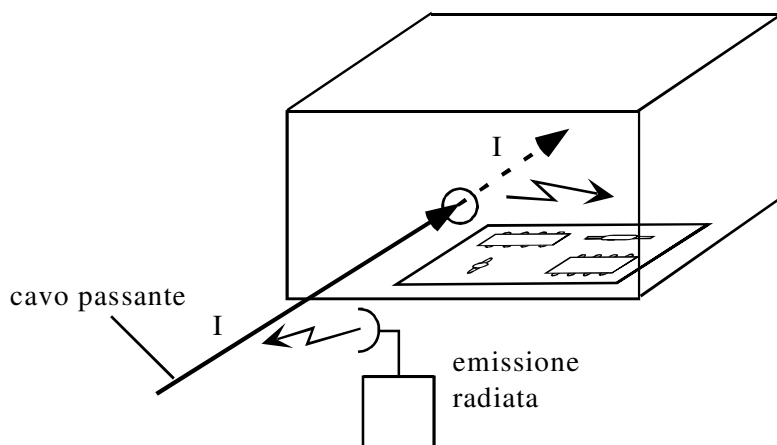


Fig.5.25 Cavo passante attraverso un'apertura.

Consideriamo dapprima il caso dei cavi passanti attraverso le aperture. Un segnale irradiato proveniente da una sorgente vicina potrebbe essere captato dal filo che funge da antenna e potrebbe quindi trovare la sua via verso l'interno dell'apparato (Fig. 5.25). Potrebbe altresì succedere la cosa opposta, cioè che un segnale si accoppia con il

filo passante che farebbe quindi da via per l'emissione esterna indesiderata. In questi casi l'effetto dello schermo verrebbe annullato completamente. Schermare il cavo passante potrebbe non essere la soluzione migliore. Infatti, a meno di non saldare il cavo per tutta la sua circonferenza (Fig. 5.26a), usando dei semplici punti di saldatura, le correnti che si richiudono attraverso il punto di contatto (*pigtail*) potrebbero irradiare all'interno del sistema (Fig. 5.26c).

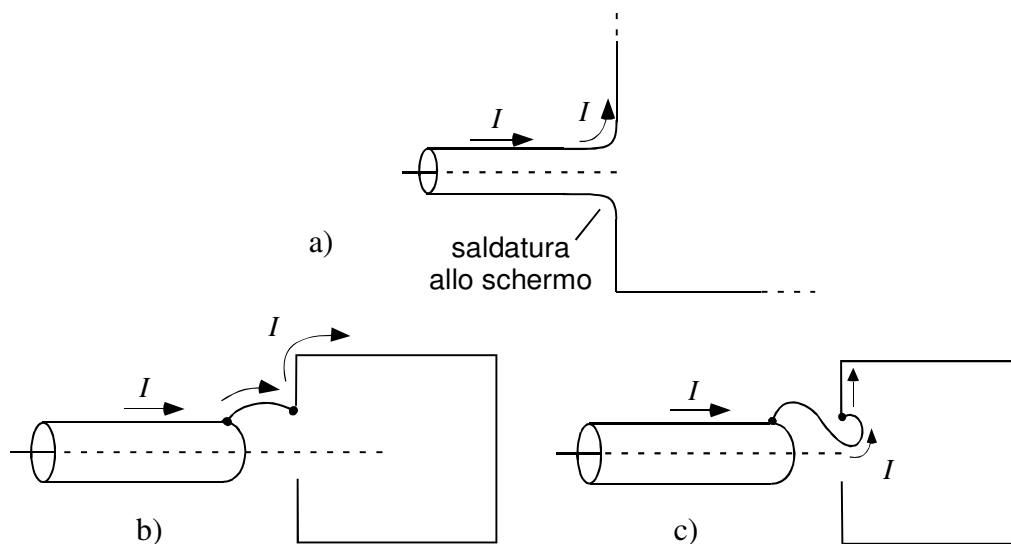


Fig. 5.26 Possibili soluzioni per limitare l'irradiazione all'interno del dispositivo.

D'altra parte potrebbe capitare che correnti indesiderate all'interno dell'apparecchio vengano irradiate proprio dallo schermo del cavo. Infatti, lo schermo del cavo (calza) dovrebbe essere collegato a terra (potenziale nullo) per il suo corretto funzionamento; potrebbe capitare però che la massa dell'apparato presenti un potenziale non nullo rispetto all'involucro esterno (Fig. 5.27). In questo modo si crea un'antenna a monopolo; se la lunghezza della calza è pari a $\lambda/4$ allora l'antenna è anche efficiente. Solitamente i cavi periferici dei computer hanno lunghezze dell'ordine di 1.5 m (corrispondente a $1/4$ di lunghezza d'onda a 50 MHz), è per questo che le emissioni radiate dovute a questo fenomeno vengono di solito osservate tra i 50 e i 100 MHz.

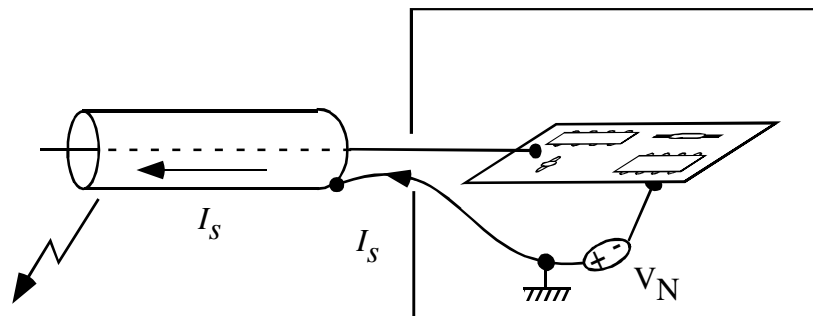


Fig.5.27 Collegamento a terra della calza.

5.4.1 Aperture su schermi metallici

Discutiamo nel seguito l'effetto delle aperture sull'efficacia di schermatura. Tale effetto può diventare importante specialmente ad alta frequenza. Supponiamo di avere uno schermo continuo sul quale vengono indotte delle correnti superficiali (Fig. 5.28).

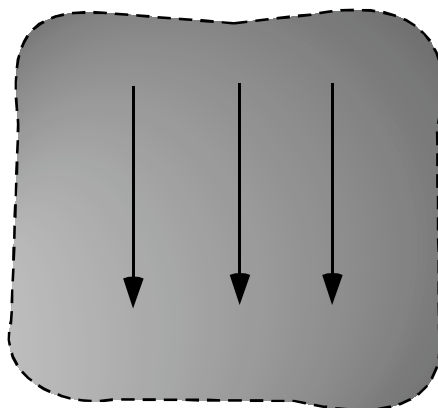


Fig. 5.28 Correnti superficiali sullo schermo continuo.

Se su questo schermo viene praticata un'apertura in maniera tale da "tagliare" le correnti, queste ultime cercheranno una via per richiudersi e si richiuderanno nello spazio circostante irradiando (Fig. 5.29). Con questo principio funzionano le antenne slot.

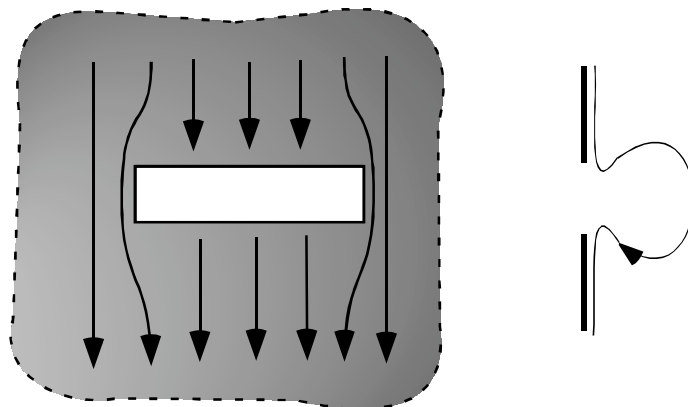


Fig. 5.29 Apertura perpendicolare alle correnti.

Più formalmente dobbiamo riferirci ad un teorema noto come principio di Babinet secondo il quale una slot aperta su un piano metallico irradierà un campo elettromagnetico pari a quello irradiato da un'antenna con struttura complementare e i cui campi sono legati dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}
 E_{\theta_S} &= H_{\theta_C} & H_{\theta_S} &= -\frac{E_{\theta_C}}{\zeta_0^2} \\
 E_{\phi_S} &= H_{\phi_C} & H_{\phi_S} &= -\frac{E_{\phi_C}}{\zeta_0^2}
 \end{aligned}
 \tag{5.38}$$

dove con il pedice S si indicano le grandezze relative alla configurazione di Fig 5.30a, mentre con il pedice C si identifica la struttura complementare di Fig. 5.30b.

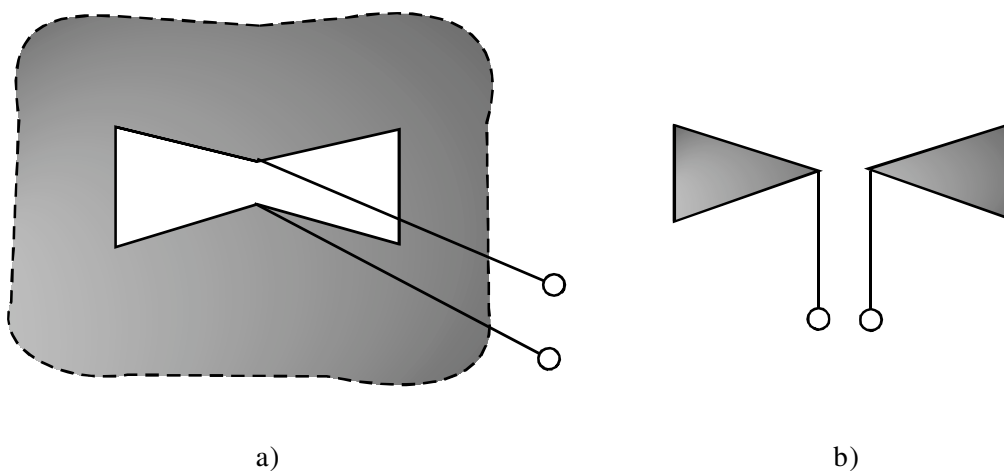


Fig. 5.30 Apertura su uno schermo e struttura complementare.

Dal punto di vista EMC conviene quindi evitare al massimo i tagli di corrente (Fig. 5.33a). Poichè è difficile conoscere a priori la distribuzione di corrente, si cerca di realizzare fori piccoli e distribuiti facendo trovare un percorso più facile alle correnti sullo schermo (Fig. 5.33b).

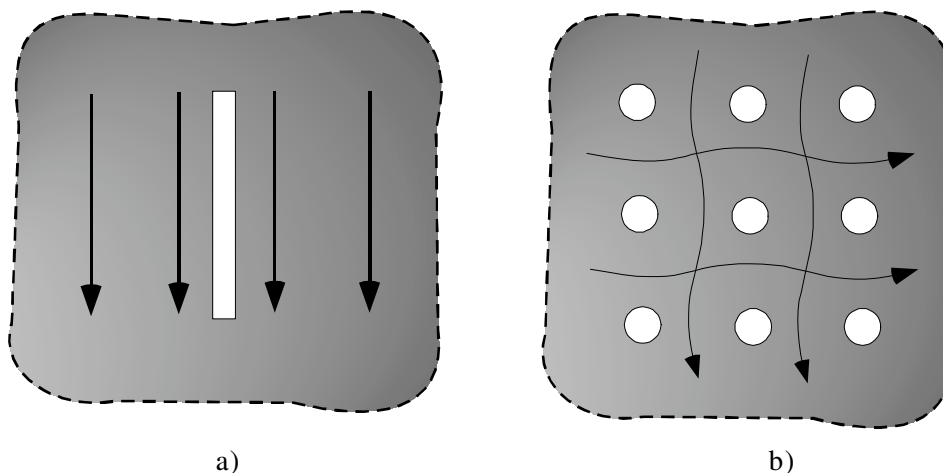


Fig. 5.31 Fori di piccola dimensione distribuiti sullo schermo b) e slot verticale a).

La stessa cosa si fa per le chiusure. Si preferisce usare più viti (Fig. 5.34) per rendere le slot più piccole e alzare la frequenza di lavoro delle potenziali antenne. Si usano anche dei rivetti di metallo che fungono da guarnizione elettromagnetica in modo da cortocircuitare il più possibile le fessure.

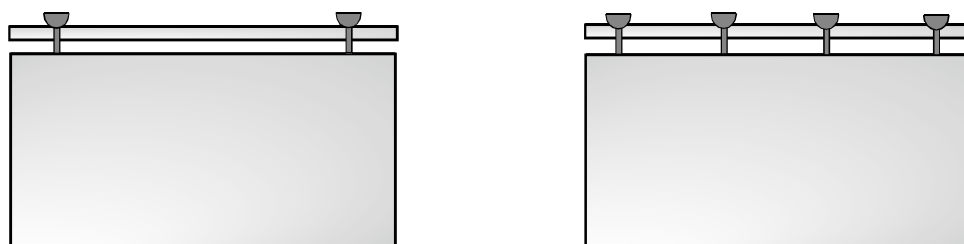


Fig. 5.32 La chiusura di destra è preferibile da un punto di vista EMC.

5.4.2 Efficacia di schermatura per aperture su schermo sottile

Nel caso di un'apertura praticata su schermo sottile di spessore t , l'efficacia di schermatura è approssimabile con l'espressione:

$$SE_{dB} = 20 \text{Log}_{10} \left(\frac{\lambda}{2d} \right) \quad \text{con } d > t \text{ che rappresenta la dimensione massima del foro.}$$

Nel caso si considerino più aperture della stessa dimensione distanziate (Fig. 5.36a) di un valore pari a $s < \lambda/2$, l'espressione della SE diventa:

$$SE_{dB} = 20 \text{Log}_{10} \left(\frac{\lambda}{2d} \right) - 10 \text{Log}_{10}(n) \quad (5.39)$$

dove n è il numero totale di aperture.

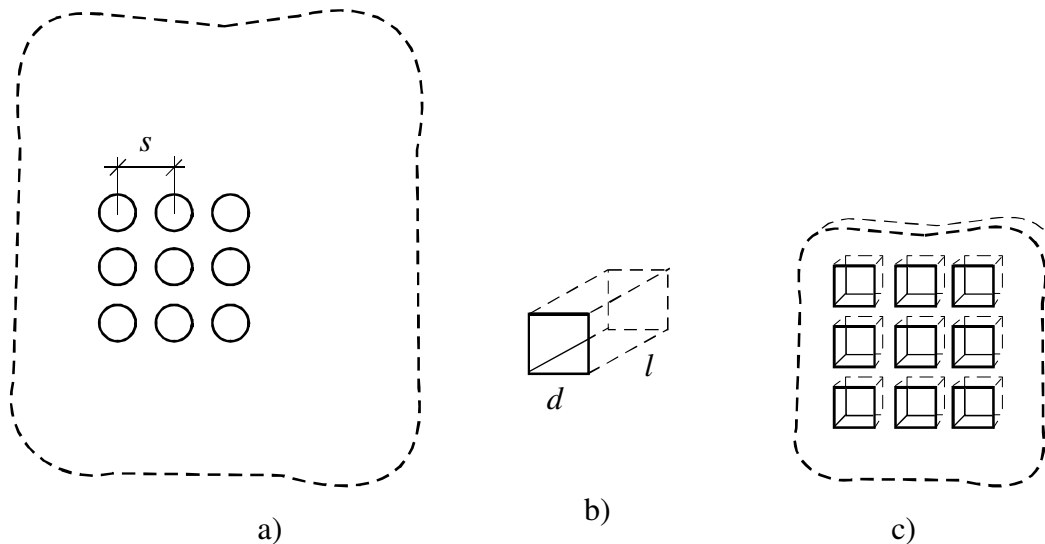


Fig. 5.36