



## **Chapitre 2 : EFFICACITE DE BLINDAGE DES FEUILLES METALLIQUES**

P.Poulichet  
Février 2004

On entend par feuilles métalliques toutes boîtes ou écrans en métal, qui ont pour but de perturber l'évolution du champs électromagnétique. Après le blindage, le champ électromagnétique est partiellement stoppé.

Nous verrons dans ce chapitre que tous les matériaux ne sont pas équivalents pour atténuer les champs électromagnétiques. Nous traiterons de l'efficacité de blindage pour différents matériaux en fonction de la fréquence, et distinctement pour les champs électriques et pour les champs magnétiques. Nous traiterons dans un premier temps de l'efficacité de blindage pour des matériaux plans sans tenir compte des effets de bord.

Ensuite, nous envisagerons le cas d'ouverture et de discontinuités dans le blindage qui diminue l'efficacité de blindage globale.

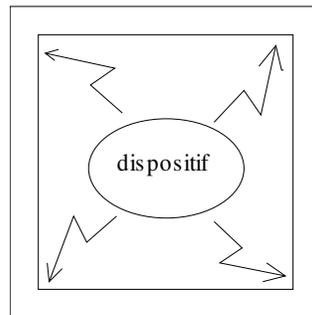
## 1. Efficacité de blindage d'un matériau plan

### 1.1 Introduction

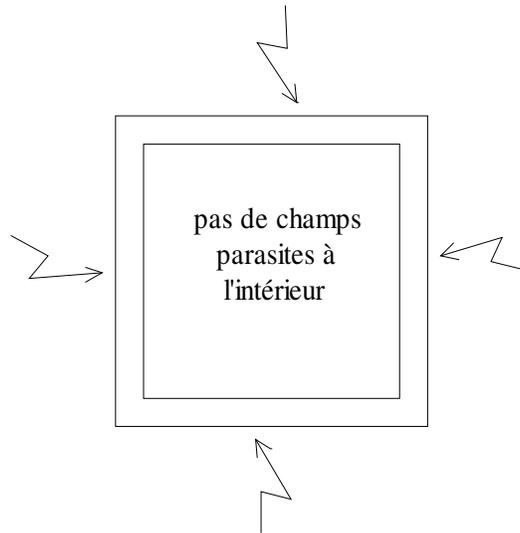
Le blindage est en général employé en dernier ressort car c'est une solution lourde et souvent onéreuse. Avant d'employer cette solution, on a cherché à augmenter l'immunité électromagnétique du circuit perturbé et, on a cherché à diminuer l'amplitude du champ électromagnétique délivré par le perturbateur.

On distingue 2 cas d'emploi du blindage :

- soit pour limiter l'émission des champs vers l'extérieur



- soit pour protéger des sources de perturbations



Protéger une partie du système est une chose, mais il faut que l'ensemble satisfasse aux normes de CEM. Par exemple, si on désire augmenter l'immunité d'un circuit placé physiquement sur un circuit imprimé, on place le CI dans une boîte métallique ; mais si les entrées de l'extérieur vers le CI ne sont pas protégées, les champs électromagnétiques pourront transiter via les entrées vers l'extérieur.

La diminution du champ électromagnétique par le blindage dépend de plusieurs facteurs :

- Suivant que la source qui génère les champs parasites se trouve proche ou au contraire loin du circuit perturbé. On parle de **champ proche** ou de **champ lointain**. D'autre part, l'efficacité de blindage n'est pas la même suivant que le champ incident est à prédominance de champ électrique ou de champ magnétique.
- La diminution du champ dépend du type de matériau, de l'épaisseur du matériau, de la forme du blindage, de la présence d'ouvertures, et de la direction et de la polarisation du champ incident. La fréquence du champ incident est également un paramètre très important.

L'efficacité de blindage est donnée par les expressions suivantes :

$$\text{Pour le champ électrique : } S_E = 20 \cdot \log \left( \frac{E_{\text{incident}}}{E_{\text{transmis}}} \right) \text{ en décibel}$$

$$\text{Pour le champ magnétique : } S_H = 20 \cdot \log \left( \frac{H_{\text{incident}}}{H_{\text{transmis}}} \right) \text{ en décibel.}$$

Le champ transmis étant au plus égal au champ incident,  $S_E$  et  $S_H$  sont nécessairement supérieures à 0 dB.

### 1.2 Les expressions du champ électromagnétique

Comme l'expression de l'efficacité de blindage est différente pour le champ électrique et le champ magnétique, on doit s'efforcer de déterminer si la source émet davantage de champ électrique ou davantage de champ magnétique. Une forte tension est à l'origine d'un fort champ électrique, et un fort courant à l'origine d'un champ magnétique élevé, ceci étant valable lorsque l'on se trouve proche de la source.

Nous donnerons les expressions du champ électromagnétique dans le cas du dipôle rayonnant et dans le cas de la boucle rayonnante.

#### 1.2.1 Dipôle rayonnant

Un courant circulant dans le conducteur de longueur  $l$  entre les points A et B sur le

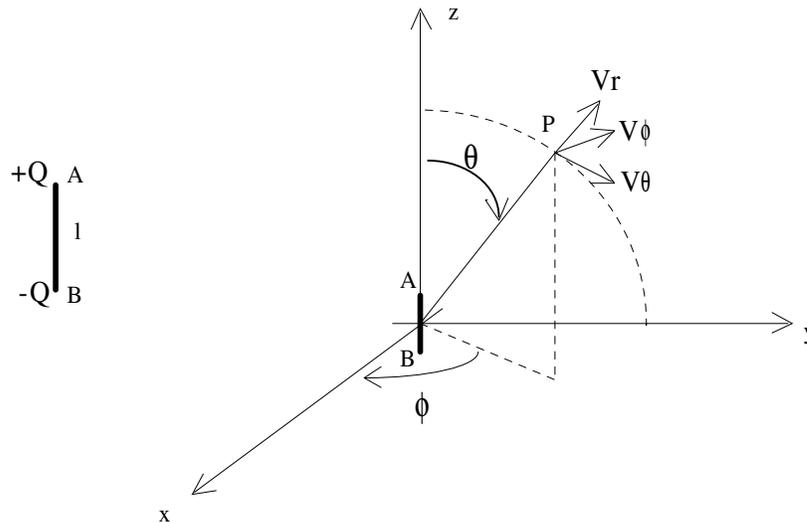


schéma ci-dessous génère une variation de charges aux points A et B. Lorsqu'il y a accumulation de charges en A et en B, cela donne naissance à un champ électrique. Le courant alternatif entre A et B génère un champ magnétique qui est en quadrature avec le champ électrique puisqu'une accumulation de charges en A et B, génère un champ électrique et que le courant est alors nul. Le calcul des 3 composantes du champ au point P à la distance  $r$  du conducteur AB en coordonnées sphériques, donne les expressions suivantes :

$$E_{\theta} = \frac{I l \sin \theta}{j 4 \pi \omega \epsilon_0 r^3} \left( 1 + j 2 \pi \frac{r}{\lambda} - 4 \pi^2 \frac{r^2}{\lambda^2} \right) e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

$$E_r = \frac{I l \cos \theta}{j 2 \pi \omega \epsilon_0 r^3} \left( 1 + j 2 \pi \frac{r}{\lambda} + 0 \right) e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

$$H_{\phi} = \frac{I l \sin \theta}{j 4 \pi r^2} \left( 1 + j 2 \pi \frac{r}{\lambda} + 0 \right) e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

Ces expressions peuvent se simplifier suivant que l'on se situe en champ proche ou en champ lointain. Le terme  $\frac{r}{\lambda}$  est plus ou moins important suivant la distance ou l'on se trouve par rapport à la source.

En champ proche,  $\frac{r}{\lambda}$  négligeable, les expressions précédentes se ramènent à :

$$E_{\theta} = \frac{I l \sin \theta}{j 4 \pi \omega \epsilon_0 r^3} e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

$$E_r = \frac{I l \cos \theta}{j 2 \pi \omega \epsilon_0 r^3} e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

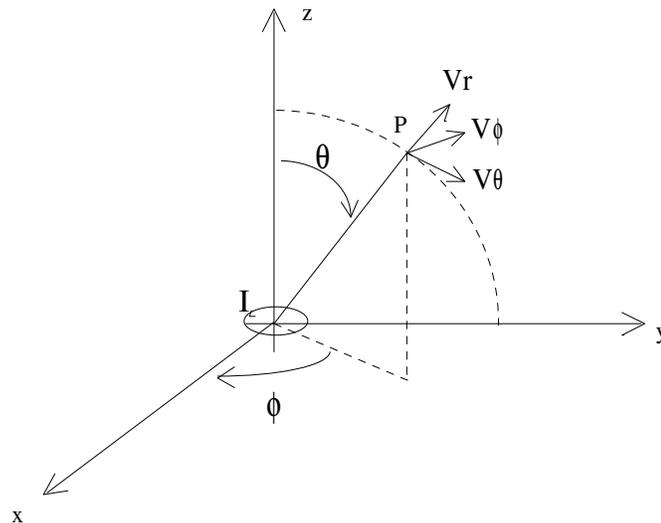
$$H_{\phi} = \frac{I l \sin \theta}{j 4 \pi r^2} e^{-j 2 \pi \frac{r}{\lambda}}$$

En champ lointain, on retrouve les caractéristiques de l'onde plane :  $E_{\theta}$  et  $H_{\phi}$  sont transversaux et se déplacent à une même vitesse  $c$ . D'autre part,

$$\frac{E_{\theta}}{H_{\phi}} = \frac{1}{\epsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega.$$

### 1.2.2 Boucle rayonnante

La boucle  $S$  est parcourue par un courant sinusoïdal d'amplitude  $I$  et de pulsation  $\omega$  et ses dimensions sont petites devant  $r$  et  $\lambda$ .



Les expressions complètes donnant le champ électromagnétique à la distance  $r$  de la source sont :

$$H_{\theta} = \frac{I.S.\sin\theta}{4.\pi.r^3} \left( 1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} - 4.\pi^2.\frac{r^2}{\lambda^2} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = \frac{I.S.\cos\theta}{2.\pi.r^3} \left( 1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_{\phi} = j \frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\omega.\epsilon_0.\lambda^2.r^2} \left( 1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

En champ proche, quand  $\frac{r}{\lambda}$  est négligeable, les expressions se ramènent à :

$$H_{\theta} = \frac{I.S.\sin\theta}{4.\pi.r^3} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = \frac{I.S.\cos\theta}{2.\pi.r^3} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_{\phi} = j \frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\omega.\epsilon_0.\lambda^2.r^2} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

En champ lointain les expressions se ramènent à :

$$H_{\theta} = -\frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\lambda^2.r} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = 0$$

$$E_{\phi} = -\frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\epsilon_0.c.\lambda^2.r^2} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

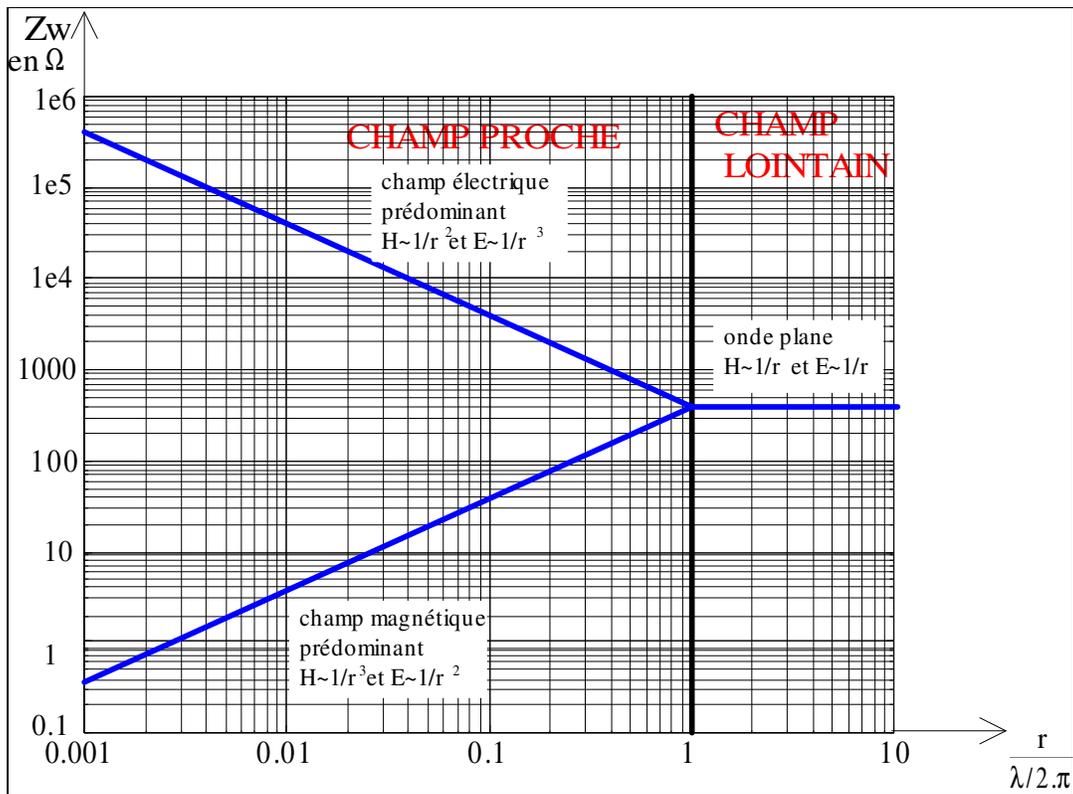
Les champs électriques et magnétiques sont en phase et se déplacent à la même vitesse.

### 1.3 Impédance d'onde du champ électromagnétique

C'est le rapport de la composante de champ électrique à la composante de champ magnétique. En champ lointain, on retrouve  $\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$ . En champ proche l'impédance d'onde dépend de la source. S'il s'agit d'une source de courant avec une tension faible, on est à prédominance magnétique,  $\frac{E}{H} < 377 \Omega$ . Si c'est une source de forte tension sous faible courant, le champ électrique est prédominant.  $\frac{E}{H} > 377 \Omega$ .

En synthèse de ceci, on a l'habitude de représenter l'impédance d'onde en fonction du rapport  $\frac{r}{\lambda}$ .

$$\frac{r}{2.\pi}$$



### Impédance d'onde $Z_w$ en fonction de la distance $r$ et de la longueur d'onde $\lambda$

Si on se trouve proche de la source, l'impédance d'onde dépend de la source. Si l'on est loin, l'impédance est fixée par le milieu. Les termes proche et loin sont fixés par le rapport  $\frac{r}{\frac{\lambda}{2\pi}}$ .  $r$  est la distance de la mesure à la source d'émission, et  $\lambda$  la longueur

d'onde. Pour des fréquences inférieures à 1 MHz, la longueur d'onde est supérieure à 300 m et le rapport  $\frac{\lambda}{2\pi}$  supérieur à 50 m. En électronique pour des fréquences inférieures à 1 MHz, on est toujours en champ proche.

#### 1.4 Choix du matériau constituant le blindage

En fonction du type de source, en fonction de la distance à laquelle on se trouve de la source, on sait si on est à prédominance de champ électrique ou de champ magnétique. L'efficacité de blindage dépend du type de matériau, de la fréquence des champs, de l'épaisseur du blindage, de la présence d'ouvertures et de la forme du blindage.

Nous ne ferons l'étude que du blindage plan pour simplifier l'exposé et nous considérons toujours que l'incidence de l'onde électromagnétique est normale au blindage (on se place dans le pire cas).

Quand un champ électromagnétique arrive sur une plaque, une partie est réfléchiée, une partie est absorbée par la matériau (se traduisant par un échauffement) et l'autre partie transmise de l'autre côté du matériau. C'est ce qu'exprime la relation ci-dessous en

donnant S l'efficacité de blindage, qui est la somme des pertes par réflexion R, de l'absorption A et de B, un terme qui tient compte des réflexions multiples dans le matériau.

$$S = R + A + B$$

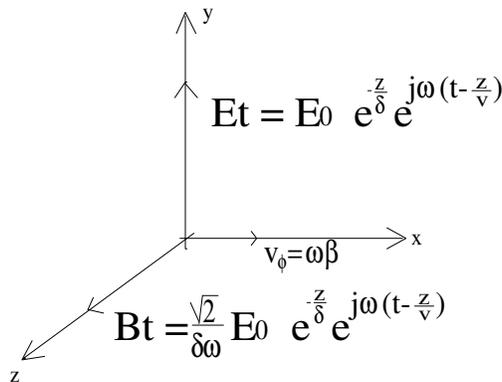
L'impédance d'un milieu caractérisé par sa conductivité  $\sigma$ , sa perméabilité  $\mu$  et sa permittivité  $\epsilon$  est donné par la relation :  $Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}}$ . Pour un isolant la conductivité

est très faible, on retrouve  $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi 10^{-7}}{0.88510^{-11}}} = 377 \Omega$ . Pour un bon conducteur,

$$Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}(1 + j).$$

L'épaisseur de peau est donnée par l'expression suivante :  $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}}$ . Cette

expression est pratique pour représenter la pénétration des champs électromagnétiques dans un matériau puisque l'amplitude des champs décroît quand on s'éloigne de l'interface.



Matériau	Conductivité relative $\sigma_r = \frac{\sigma_{mat}}{5.82 \cdot 10^7}$	Perméabilité relative $\mu_r$
Aluminium	0.4	1
Acier	0.1	1000
Cuivre	1	1
Laiton	0.26	1
Acier inoxydable	0.02	500
Mumétal	0.03	20000
Nickel	0.2	100

Tableau donnant pour des matériaux usuels les valeurs de perméabilité et de la conductivité.  
La conductivité du cuivre est prise égale à  $\sigma_{cu}=5.82 \cdot 10^7$

Fréquence (Hz)	Cuivre	Aluminium	Acier	Mumétal
50	9.32	14.7	0.932	0.00038
100	6.60	10.4	0.660	0.000269
1 k	2.08	3.30	0.208	85 μ
10 k	0.660	1.04	0.0660	-
100 k	0.208	0.330	0.0208	-
1 M	0.0660	0.104	0.00660	-
100 M	0.00660	0.0104	0.000660	-

Tableau donnant l'épaisseur de peau (en mm) pour quelques matériaux

### 1.4.1 Modélisation de la réflexion sur le premier interface du blindage

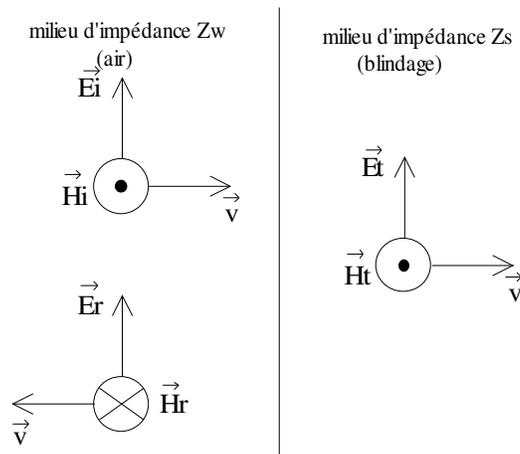
Pour simplifier les calculs, nous chercherons a remplacer les champs réfléchis par des générateurs de tensions et de courant dont les amplitudes dépendent de l'amplitude incidente.

Les champs incidents  $E_i$  et  $H_i$  se déplacent dans le milieu d'impédance  $Z_w$ . Une partie est réfléchi  $E_r$  et  $H_r$  et l'autre partie est transmise dans le blindage  $E_t$  et  $H_t$ . Les conditions aux limites sur l'interface exprime la continuité de la composante tangentielle du champ électrique et magnétique.

On a donc deux relations :

$$E_i + E_r = E_t \quad (1)$$

$$H_i - H_r = H_t \quad (2)$$



A partir des expressions (1) et (2), nous pouvons écrire :

$$(2) \Rightarrow \frac{E_i}{Z_w} - \frac{E_r}{Z_w} = \frac{E_t}{Z_s}$$

$$(1) \Rightarrow \frac{E_i}{Z_w} - \frac{E_i - E_t}{Z_w} = \frac{E_t}{Z_s}$$

$$\text{Donc } \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 Z_s}{Z_w + Z_s}$$

On retrouve bien le fait que le champ électrique est nul sur un conducteur parfait ( $Z_s \sim 0$ ). Pour l'excitation magnétique  $H$ , on obtient une expression similaire à partir de (1)

$$\frac{H_t}{H_i} = \frac{2 Z_w}{Z_w + Z_s}$$

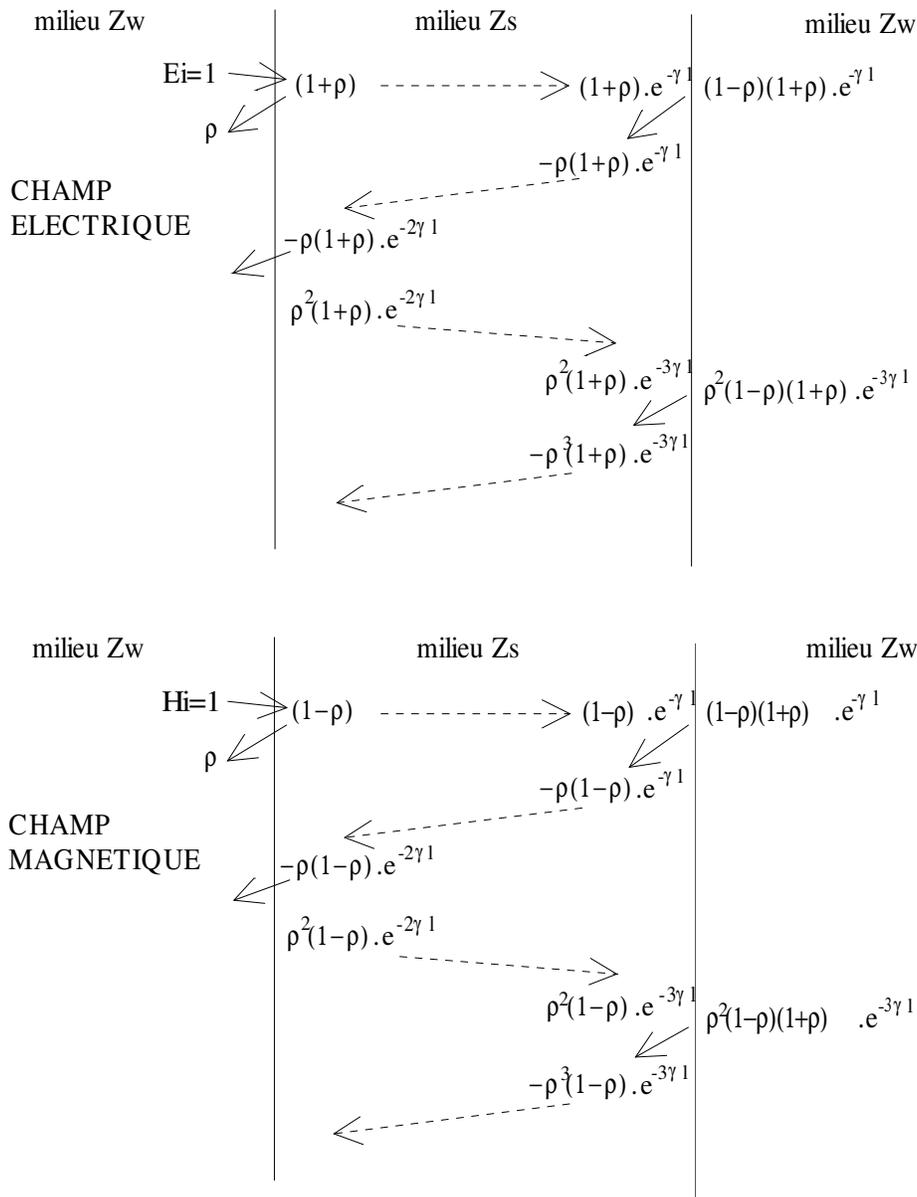
Nous avons complètement étudié la transmission du champ électrique et magnétique sur le 1<sup>er</sup> interface du blindage.

#### 1.4.2 Etude du matériau plan en prenant en compte tous les termes

Pour étudier complètement un blindage, nous devons tenir compte de la réflexion sur le 2<sup>ème</sup> interface et de l'atténuation des champs en fonction de l'épaisseur du blindage; mais avant pour simplifier l'écriture, posons le coefficient de réflexion  $\rho = \frac{Z_s - Z_w}{Z_w + Z_s}$ .

Après la réflexion sur l'interface d'entrée, l'amplitude des champs dans le matériau diminue exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'interface d'entrée. Sur le 2<sup>ème</sup> interface du blindage, une partie du champ est réfléchi vers l'entrée et l'autre partie est transmise. Pour calculer la part de ce qui est réfléchi et transmis, nous devons considérer l'impédance du blindage par rapport à l'impédance du milieu de sortie. Les rôles joués par  $Z_s$  et  $Z_w$  sont inversés par rapport à l'entrée et les coefficients de réflexion sont de signes opposés.

Les champs réfléchis sur l'interface de sortie retournent vers l'entrée et sont à nouveau réfléchis. L'amplitude de ce qui est à nouveau réfléchi sur l'interface d'entrée dépend du coefficient de réflexion, mais aussi de l'atténuation des champs due à la décroissance exponentielle des champs dans un métal.



L'efficacité de blindage en champ électrique ou en champ magnétique se calcule comme étant le rapport des champs sortant par rapport aux champs incidents. Le champ sortant global est la somme des différents champs partiels dû aux réflexions multiples dans le blindage. Finalement, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = (1+\rho)(1-\rho)e^{-\gamma l} \cdot (1 + \rho^2 e^{-2\gamma l} + \rho^4 e^{-4\gamma l} + \dots)$$

Le terme dans la parenthèse de droite rappelle une suite géométrique dont la somme infinie est donnée par l'expression :  $\frac{1}{1-\rho^2 e^{-2\gamma l}}$ . Ce terme tient compte des réflexions multiples à l'intérieur du blindage. Quand l'atténuation des champs à l'intérieur du blindage est importante, le terme  $\frac{1}{1-\rho^2 e^{-2\gamma l}}$  est négligeable. Par contre quand

l'atténuation des champs est peu importante, ce terme vient diminuer l'efficacité de blindage résultante.

L'expression de l'atténuation de blindage peut se simplifier en considérant

l'expression suivante :  $(1 + \rho)(1 - \rho) = 4 \frac{Z_w Z_s}{(Z_w + Z_s)^2}$ .

$$S_E = 20 \cdot \log\left(\frac{E_i}{E_t}\right) = 20 \cdot \log\left(4 \frac{(Z_w + Z_s)^2}{Z_w Z_s}\right) + 20 \cdot \log(e^{\gamma l}) + 20 \cdot \log(1 - \rho^2 e^{-2\gamma l})$$

Le 1<sup>er</sup> terme de l'expression ci-dessus caractérise la réflexion (R) sur la face d'entrée et de sortie du blindage. Le 2<sup>ème</sup> terme correspond à l'atténuation (A) des champs à l'intérieur du blindage et enfin le dernier terme prend en compte les réflexions multiples (B) à l'intérieur du blindage.

Sur le 1<sup>er</sup> interface du blindage, une partie est réfléchiée. La part de ce qui est réfléchiée dépend de la valeur de l'impédance d'onde par rapport à l'impédance du blindage. En général, l'impédance d'onde  $Z_w$  est bien plus élevée que l'impédance du blindage  $Z_s$ . On en déduit donc que peu de champ électrique sera transmis dans l'intérieur du blindage.

**Par contre, la transmission sur le 1<sup>er</sup> interface du blindage atténué peu la valeur du champ magnétique.** On constate là une différence fondamentale de traitement du champ électrique par rapport au champ magnétique.

Quand les champs électriques et magnétiques pénètrent dans le matériau de blindage, leurs amplitudes s'atténuent exponentiellement. Plus le blindage est épais, plus l'amplitude en sortie est faible. L'atténuation des champs dépend de l'épaisseur de peau. Sa valeur est inversement proportionnelle à la fréquence. **Pour atténuer des champs basse fréquence, l'épaisseur du matériau devra être importante.**

**On déduit donc de ces 2 constats qu'il sera difficile de blinder en champ magnétique basse fréquence.**

### 1.5 Pertes par absorption

Quand une onde électromagnétique pénètre dans la matière, l'amplitude du champ électrique et magnétique décroît car une partie de l'énergie est cédée à la matière sous forme de courant de Foucault ce qui se traduit par un échauffement. La distance à laquelle l'amplitude des champs est atténuée à  $\frac{1}{e} = 37\%$  de sa valeur initiale est

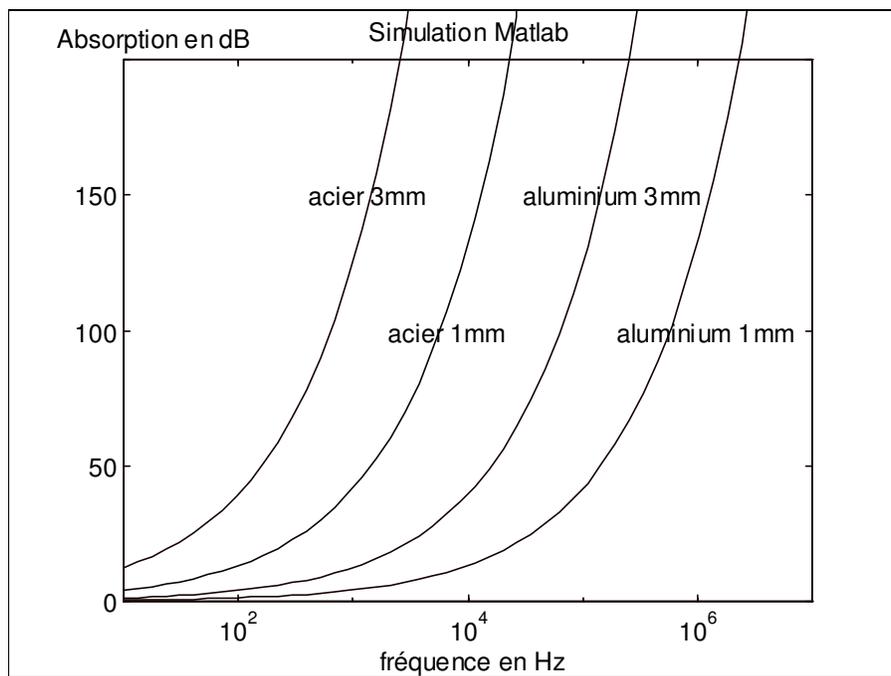
appelée épaisseur de peau  $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}}$ .

Comme nous l'avons vu précédemment, l'atténuation par absorption à travers un blindage est :  $\frac{E_i}{E_t} = e^{-\delta}$ .

Exprimée en décibel cette expression devient :  $A = 20 \cdot \log\left(\frac{E_i}{E_t}\right) = 20 \frac{\ln\left(e^{-\delta}\right)}{\ln(10)} = 8,69 \frac{l}{\delta}$

L'atténuation d'un blindage d'épaisseur  $\delta$  est d'environ 9 dB. Doubler l'épaisseur du blindage revient à doubler l'atténuation A. En combinant l'expression de A et l'expression de  $\delta$ , on obtient :

$$A = 8,69 \cdot l \cdot \sqrt{\pi \mu \sigma f} = 131,7 \cdot l \cdot \sqrt{f \mu_r \sigma_r}$$



### Pertes par absorption pour différents matériaux en fonction de la fréquence

On constate d'après cette courbe que le terme traduisant les pertes par absorption n'est pas important quand la fréquence est faible. L'acier protège mieux que de l'aluminium; mais 3 mm d'acier commence à être lourd. Nous n'avons pas représenté sur cette courbe l'atténuation pour du mumétal, mais l'atténuation serait encore meilleure que pour de l'acier. Le blindage des champs électriques et magnétiques pose surtout des difficultés en basse fréquence. Mais l'atténuation des champs électriques n'est en général pas un problème car une grande part des champ électriques sont réfléchies sur l'interface d'entrée du blindage.

#### 1.6 Atténuation par réflexion

La réflexion sur les parois métalliques est due à la désadaptation des milieux d'entrées et de sorties par rapport au blindage. Pour les champs électrique et magnétique, le coefficient de transmission est :  $\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = 4 \cdot \frac{Z_s \cdot Z_w}{(Z_s + Z_w)^2}$ . En général, on peut

considérer que  $Z_s \ll Z_w$ . Donc l'expression se simplifie en  $\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = 4 \cdot \frac{Z_s}{Z_w}$ .

Comme  $Z_s$  est faible, l'atténuation en champ électrique se produit lors de la rencontre du 1<sup>er</sup> interface alors que l'atténuation du champ magnétique se produit sur le 2<sup>ème</sup> interface.

Les pertes par réflexion en champ électrique sont assurés par de faibles épaisseurs de métal. Par contre pour le champ magnétique, lorsque l'épaisseur du matériau est faible, il se produit de multiples réflexions dans le matériau, qui viennent fortement réduire l'efficacité du blindage.

Pour tracer des courbes donnant les pertes par réflexion en fonction de la fréquence, nous avons besoin d'exprimer l'impédance d'onde et l'impédance du blindage en fonction de la fréquence.

Pour l'impédance d'onde, nous avons vu quelles étaient différentes suivant que l'on était en champ électrique proche ou lointain, ou en champ magnétique. L'impédance d'onde peut s'exprimer de la façon suivante :  $Z_w = k \cdot 377$  avec k qui prend les valeurs suivantes :

$\frac{0.477 \cdot 10^8}{f \cdot r}$	pour les champs électriques
$2.094 \cdot 10^{-8} f \cdot r$	pour les champs magnétiques
1	en champ lointain

Pour l'impédance du blindage  $|Z_s| = \sqrt{\frac{2\pi f \mu}{\sigma}}$ .

Donc  $\frac{Z_w}{Z_s} = \frac{k \cdot 377}{\sqrt{\frac{2\pi f \mu}{\sigma}}} = \frac{377}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\sigma_{cu}}{\mu_0}} \sqrt{\frac{\sigma_r}{f \cdot \mu_r}}$  lorsque  $\sigma_r$  est la conductivité relative (par

rapport au cuivre),  $\sigma_{cu}$  la conductivité du cuivre ( $5.82 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$ ).

Après calcul, on montre que  $\frac{Z_w}{Z_s} = 1.02 \cdot 10^9 k \sqrt{\frac{\sigma_r}{f \mu_r}}$ .

L'atténuation par réflexion qui est donnée par l'expression :  $R_{(dB)} = 20 \cdot \log\left(\frac{Z_w}{4 \cdot Z_s}\right)$

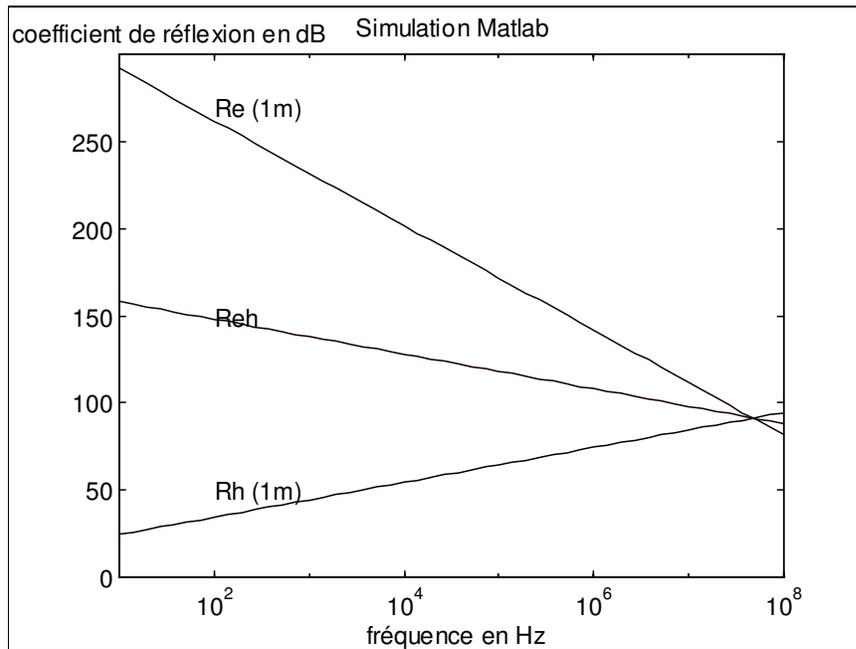
s'exprime par les 3 expressions suivantes :

$$Re_{(dB)} = 321,7 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r f^3 r^2}{\sigma_r}\right)$$

$$Rh_{(dB)} = 14,6 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r}{\sigma_r f r^2}\right)$$

$$Reh_{(dB)} = 168 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r f}{\sigma_r}\right)$$

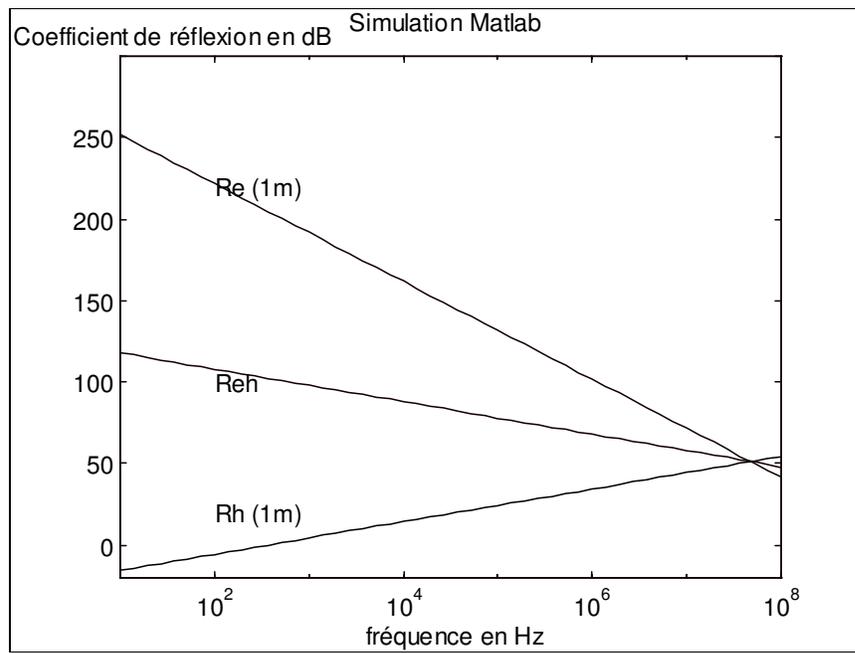
Re étant l'atténuation par réflexion en champ électrique proche, Rh étant l'atténuation par réflexion en champ magnétique proche et Reh étant l'atténuation par réflexion en champ lointain.



### Coefficient de réflexion pour du cuivre

L'atténuation par réflexion est plus importante pour un champ électrique en champ proche que pour un champ magnétique car l'impédance d'onde est bien plus élevée pour les champs électriques.

Le matériau joue aussi un rôle important par la prise en compte de l'impédance du blindage. En comparant la courbe précédente et la courbe suivante, on constate que l'atténuation par réflexion est plus faible pour de l'acier que pour du cuivre car la résistivité du cuivre est plus faible que celle de l'acier.



**Coefficient de réflexion pour de l'acier**

### 1.7 Réflexions multiples dans un blindage

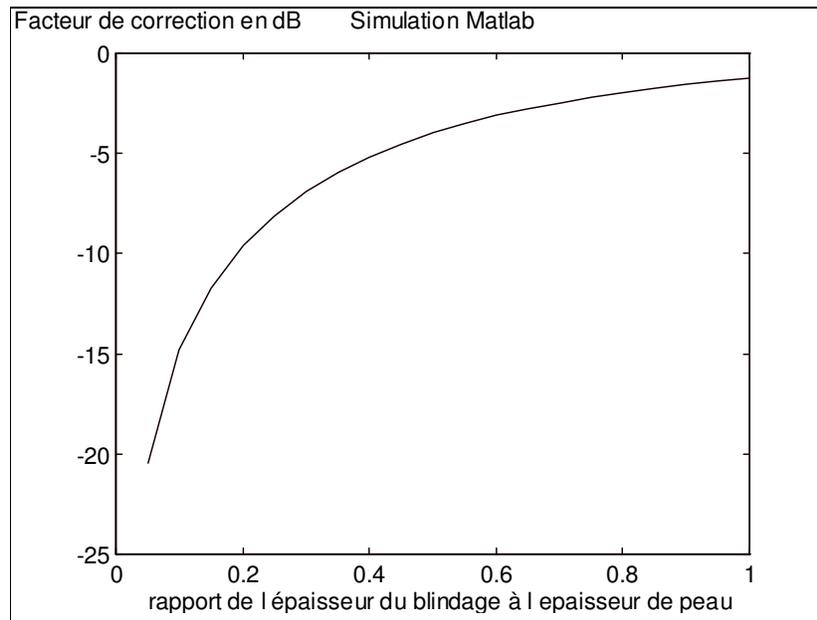
Quand l'épaisseur du matériau est peu importante par rapport à l'épaisseur de peau, nous avons vu qu'il se produit de multiples réflexions sur l'interface de sortie du blindage. La somme de ces termes diminue de façon importante l'efficacité de blindage. Quand l'épaisseur du matériau est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de peau, l'atténuation des champ électromagnétique est de l'ordre de 9 dB. Le terme B des réflexions multiples est alors négligeable.

Nous avons trouvé le terme suivant correspondant aux réflexions multiples dans l'expression donnant l'efficacité de blindage globale :  $\frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma l}}$  avec  $\rho = \frac{Z_w - Z_s}{Z_w + Z_s}$  et

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{1}{\delta} + j\frac{\beta}{\delta}$$

$Z_s$  l'impédance du blindage étant faible devant l'impédance de la source,  $\rho^2$  est proche de 1. Le terme B de l'efficacité de blindage est donc égal à :  $B = 20 \log \left( 1 - e^{-2\frac{l}{\delta}} \right)$

quand l est l'épaisseur du blindage et en négligeant l'influence de la constante de phase.



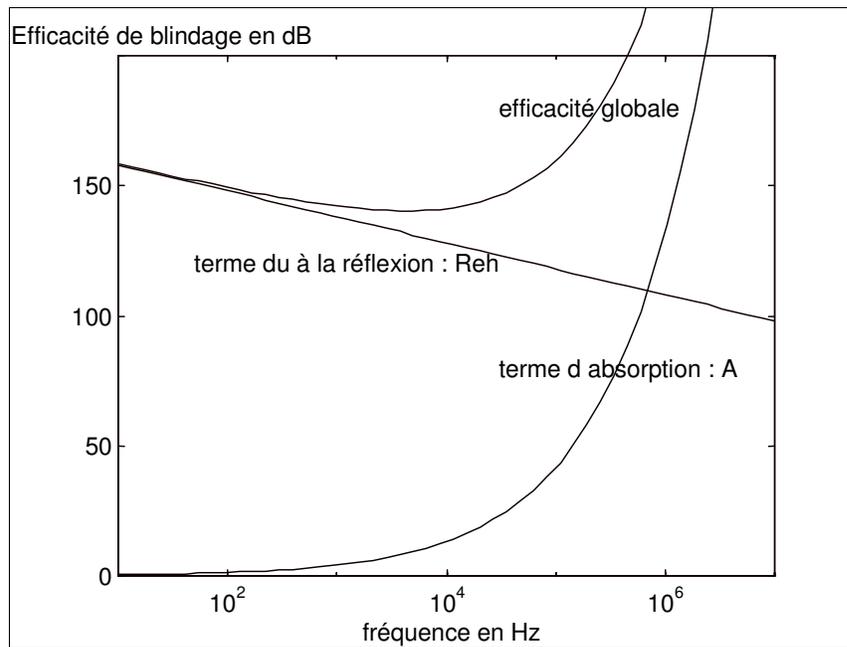
**Facteur de correction B en fonction du rapport de l'épaisseur de blindage à l'épaisseur de peau**

### 1.8 Quelques exemples de calcul de l'efficacité d'un blindage plan

L'efficacité de blindage est la somme des différents termes vus jusqu'à présent. Traitons quelques exemples pour voir comment agit la somme des différents termes.

#### 1.8.1 Efficacité de blindage en champ lointain

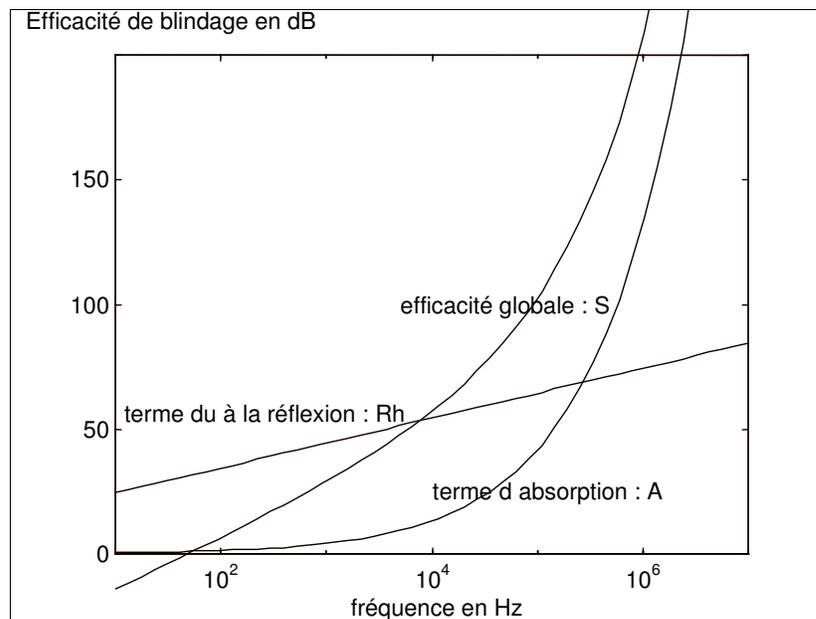
La courbe ci-dessous montre les différents termes de l'efficacité de blindage en fonction de la fréquence pour 1 mm de cuivre. L'efficacité globale est importante. Le terme d'absorption a une valeur faible tant que la fréquence ne dépasse pas 10 kHz.



### 1.8.2 Efficacité de blindage en champ magnétique proche

La courbe ci-dessous est tracée pour un champ magnétique situé à 1 mètre du blindage en acier de 1 mm dont on désire étudier l'efficacité. On remarque que l'efficacité est bien plus faible que celle vue pour un champ lointain.

Le terme de la réflexion n'est pas très élevé en raison de la faiblesse de  $Z_w$  par rapport à  $Z_s$ . Les réflexions multiples sont relativement importantes et le terme d'absorption pas très élevé tant que la fréquence ne dépasse pas 100 kHz.



**Tableau résumant le calcul de l'efficacité de blindage [2]**

## 2. Prise en compte des ouvertures et des discontinuités d'un blindage

Dans le paragraphe précédent, nous avons pu constater que pour des blindages plan - excepté en champ magnétique basse fréquence -, l'efficacité de blindage était bien souvent supérieure à 100 dB. Malheureusement dans la pratique, il en est rarement de même, car les blindages ne sont pas des plans infiniment grands, et parce qu'il y a des ouvertures. Des ouvertures sont ménagées dans le blindage plan pour la ventilation, pour le branchement des connecteurs d'entrées et de sorties, pour la mise en place des appareils de mesure placés sur la face avant, pour le passage des interrupteurs et autres potentiomètres de commande. Les ouvertures et les discontinuités dans le blindage diminuent considérablement l'efficacité de réduction des champs électromagnétiques.

**Pratiquement, excepté en champ magnétique basse fréquence, l'efficacité d'un blindage dépend moins de l'efficacité du matériau en lui même, que de la prise en compte des ouvertures des joints, et des fuites dans le blindage.**

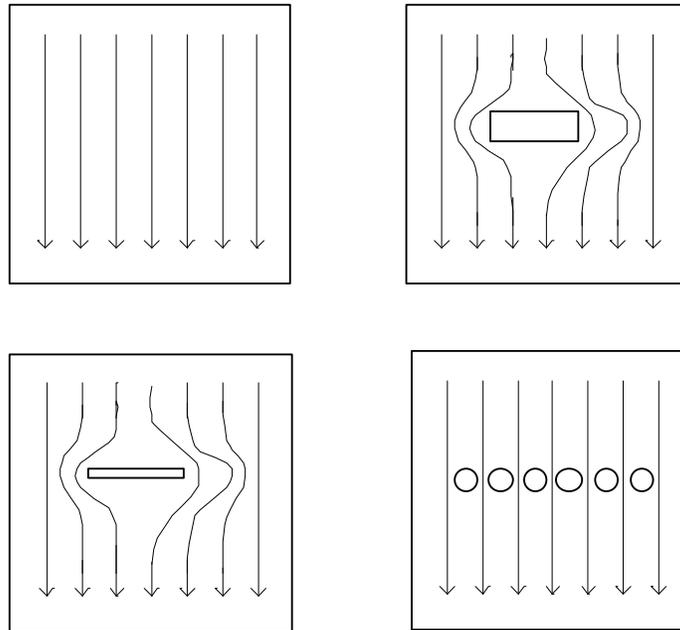
Dans ce paragraphe, nous calculerons l'efficacité de réduction des champs électromagnétiques procurée par les ouvertures, et en combinant l'efficacité du matériau plan, nous obtiendrons l'efficacité de blindage du matériau avec ses ouvertures. L'efficacité de l'ouverture comme celle du matériau reste positive pour montrer qu'il y a atténuation des champs électromagnétiques.

Les fuites à travers une ouverture dépendent des 3 critères suivants :

- La dimension maximale de l'ouverture
- L'impédance d'onde
- La fréquence de la source

La réduction du champ électromagnétique dans un blindage dépend de l'établissement des courants induits. Si la circulation de ces courants est perturbée par les ouvertures, ou par les discontinuités dans le blindage, l'efficacité est réduite.

La figure suivante montre la déviation des lignes de courant en présence d'ouvertures de formes différentes. Sans ouverture, les courants induits peuvent amortir les champs électromagnétiques. Avec une ouvertures rectangulaire, la circulation des courants induits est fortement perturbée. Par contre avec une ouverture de même aire - donc aussi efficace pour la ventilation – faite de multiples trous, le trajet des courants est bien moins perturbé. On peut constater que ce n'est pas tant l'aire de l'ouverture qui intervient, mais plus la plus grande dimension de l'ouverture. **Il est donc plus intéressant de faire une multitude de trous qu'un large trou de surface équivalente.**



### Modification des courants induits dans le blindage par la présence des ouvertures

#### 2.1 Ouvertures rectangulaires dans le blindage

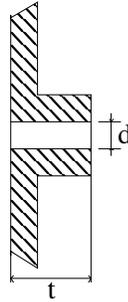
Pour les ouvertures rectangulaires dont la longueur est égale ou inférieure à la demi longueur d'onde, l'efficacité de blindage en décibel est donnée par l'expression suivante :  $S = 20 \cdot \log\left(\frac{\lambda}{2l}\right)$  quand  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $l$  la dimension maximale de l'ouverture.

Pour la dimension la plus large de l'ouverture égale à une demi longueur d'onde, l'atténuation de l'ouverture est de 0 dB, et l'atténuation augmente de 20 dB quand la fréquence diminue d'un facteur 10. Il faut garder à l'esprit que le rayonnement de l'antenne est maximal lorsque ses dimensions sont comparables à la longueur d'onde et, comme pour un guide d'onde l'ouverture est un passe haut.

#### 2.2 Ouvertures constituant des guides d'ondes

Une atténuation du champ plus importante peut être obtenue lorsque l'ouverture a une forme similaire à celle de la figure ci-dessous.

Un guide d'onde en dessous de sa fréquence de coupure apporte une atténuation. L'atténuation est fonction de la longueur  $t$  du guide d'onde.



Pour un guide d'onde carré, la fréquence des mode de propagation  $TE_{mn}$  et  $TM_{mn}$  est donnée par l'expression suivante :  $f_c = \frac{c}{2d} \sqrt{m^2 + n^2}$  quand d est le coté du carré en mètre. Le mode de propagation le plus faible est le mode  $TE_{10}$  dont la fréquence de coupure est :  $f_c = \frac{c}{2d} = \frac{1.5 \cdot 10^8}{d}$

L'atténuation de l'ouverture est donnée par  $\alpha = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1}$ . Quand la fréquence est très inférieure à la fréquence de coupure, l'expression peut être simplifiée par  $\alpha = \frac{\pi}{d}$ .

L'atténuation dans un guide d'onde de longueur l est proportionnelle à  $e^{-\alpha l}$ . L'atténuation est donc donnée par  $S = 20 \cdot \log(e^{\alpha l}) = 27.3 \frac{l}{d}$ .

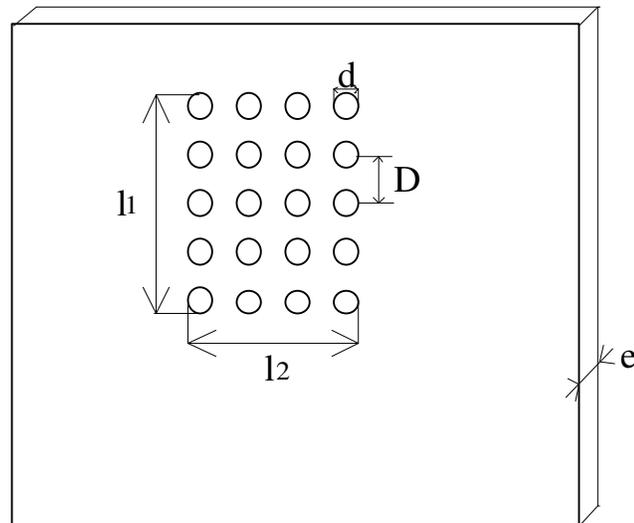
Ce résultat montre que les champs électromagnétiques sont fortement atténués par des guides d'onde de longueur assez importante.

Pour un guide d'onde circulaire, la fréquence de coupure  $f_c$  et l'atténuation sont données par les expressions suivantes :  $f_c = \frac{1.75 \cdot 10^8}{d}$  et  $S = 32 \frac{l}{d}$  quand d est le diamètre de l'ouverture, et l sa longueur exprimée en mètre. S est l'atténuation en décibel.

**Ces expressions montrent qu'il est tout à fait possible d'obtenir une atténuation de 100 dB lorsque la longueur du guide d'onde est de 3 fois son diamètre.**

### 2.3 Multiples trous de ventilation

Dans ce cas on considère une plaque perforé par une multitudes de trous de diamètre d, séparés par un espace D et placé sur un rectangle de dimensions l1\*l2.



### Trous de ventilation occupant une surface $l_1 \times l_2$

Une formule approchée de la transmission des champs électromagnétique peut être obtenue en tenant le raisonnement suivant : la transmission des champs électromagnétiques est de 1 lorsque les trous occupent toute la surface  $l_1 \times l_2$ , et elle est minimale (=0) lorsque la surface occupée par les trous est nulle. Aussi la transmission est fonction du rapport de la surface  $l^2$  (lorsque  $l_1 = l_2$ ) à la surface occupée par les trous. L'atténuation est donc :  $T = \frac{4.l^2}{N \pi d^2} \approx \frac{4.l^2}{\frac{l^2}{D^2} \pi d^2} = \frac{4 D^2}{\pi d^2}$ . Maintenant chaque

trous constituant un guide d'onde de profondeur  $e$ , présente l'atténuation  $S = 32 \cdot \frac{e}{d}$ .

L'atténuation donnée par la formule approchée est donc :

$$S = 20 \cdot \log\left(\frac{D^2}{d^2}\right) + 32 \cdot \frac{e}{d} + 2.1 \quad (dB).$$

Une expression exacte tenant compte des dimensions  $l_1$  et  $l_2$  est donnée par J.P.

QUINE (en 1957)  $S = 20 \cdot \log\left(\frac{D^2}{d^3} \sqrt{l_1 l_2}\right) + 32 \cdot \frac{e}{d} + 3.8 \quad (dB).$

### 2.4 Composition des efficacités de blindage

Nous désirons calculer l'efficacité résultante du matériau et des ouvertures dans le blindage. Les efficacités du matériau et des ouvertures agissent en parallèle, chacune délivrant une fraction du champ incident. L'efficacité globale est donc le rapport des champs sortants sur le champ rentrant.

Soit  $S_1 = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1}\right)$  et  $S_2 = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_2}\right)$  les efficacités des 2 voies de transmission (ouverture et matériau). L'efficacité globale est  $S = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1 + E_2}\right)$  et on cherche à exprimer S en fonction de  $S_1$  et  $S_2$ .

$\frac{E_0}{E_1} = 10^{\frac{S_1}{20}}$  et  $\frac{E_0}{E_2} = 10^{\frac{S_2}{20}}$ . Donc en prenant l'inverse de ces expressions et en faisant

la somme, cela donne :  $\frac{E_0}{E_1 + E_2} = \frac{1}{10^{\left(\frac{S_1}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{S_2}{20}\right)}}$ .

$$\text{Soit } S = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1 + E_2}\right) = -20 \cdot \log\left(10^{\left(\frac{S_1}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{S_2}{20}\right)}\right).$$

Voyons ceci sur un exemple :

Un matériau a une efficacité de blindage de  $S_1 = 80$  dB et une ouverture une efficacité de  $S_2 = 60$  dB. Quelle est l'efficacité globale ?

$$S = -20 \cdot \log\left(10^{\left(\frac{80}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{60}{20}\right)}\right) = 59.2 \text{ dB}$$

Il y a un rapport 10 entre l'efficacité du blindage et celle de l'ouverture. Mais traduite en décibel, ce rapport est très faible. L'efficacité globale est donc très proche de celle de l'ouverture.

### 2.5 Effet de résonance

Comme une cavité ayant la forme d'un parallélépipède de dimensions l, L et h, une boîte de dimensions l, L et h présente une fréquence de résonance fixée par la relation :

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{l}\right)^2 + \left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{h}\right)^2}$$

pour laquelle k, m et n fixe le mode de résonance. Pour

un cas simple avec  $l = L = h$ , et  $k = m = n = 1$ , la fréquence est donnée par  $f = \frac{260 \cdot 10^6}{h}$ . Pour des fréquences proches de cette fréquence de résonance, l'intensité des champs variera très rapidement dans la boîte.

**On retiendra que l'efficacité de blindage peut être réduite de 6 dB par suite de l'effet de résonance.**

### 2.6 Les joints conducteurs

Lors de la conception du boîtier, il s'agit d'éviter au maximum les fuites de champs électromagnétiques à la jonction des différentes plaques de tôle, ou au niveau de la trappe d'accès. En effet, une mauvaise jonction laissant une ouverture peut occasionner une fuite qui détériore l'efficacité de blindage.

Les jonctions entre tôles réalisées par soudage ou brasage fournissent la meilleure continuité et donc les fuites les plus faibles. Les rivets et les vis fournissent une fuite plus importante même s'ils sont très rapprochés.

Un des types de joints les plus courants est fait de tresses de fils métalliques tricotés dans un large éventail de matériau. Les tresses pleines de section ronde ou rectangulaire offrent un blindage très important et une excellente qualité de contact.

Il existe différents types de joints et notamment des joints de blindage hyperfréquence en cuivre béryllium. Ces joints offrent sur une large plage de fréquence une efficacité de blindage supérieure à tout autre matériau de blindage. Les niveaux d'atténuation dépassent 110 dB à 10 GHz en onde plane et 46 dB à 14 kHz en atténuation du champ magnétique. Ces joints de blindage sont très résistants à la corrosion et sont disponibles avec différents traitements de surface pour offrir une parfaite compatibilité galvanique avec les matériaux avec lesquels ils sont en contact mécanique et électrique. En fonction des contraintes mécaniques et du type de profil choisi, la force de compression va de 10 g/cm jusqu'à 3 kg/cm pour un taux d'écrasement qui peut atteindre 90% de la hauteur initiale du joint. L'avantage majeur de l'alliage cuivre béryllium réside dans son extraordinaire capacité à revenir à sa forme initiale après avoir subi une importante déformation mécanique, tout en assurant, même en cas de très faible compression, un excellent contact électrique.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Introduction To Electromagnetic Compatibility  
Clayton R. Paul (bibliothèque)
- [2] Noise Reduction Techniques in Electronic System  
Henry W. Ott (bibliothèque)
- [3] Parasites et Perturbations des Electroniques (en 4 tomes)  
A. Charoy (bibliothèque)
- [4] Cours photocopié sur la CEM. Enseigné à l'ESIEE  
J.P. Vabre (bibliothèque).
- [5] Compatibilité électromagnétique. Introduction  
Revue technique de l'ingénieur (D 1900 - E 3750)  
F. Chauvet