On reviens sur le guide d'onde rectangulaire

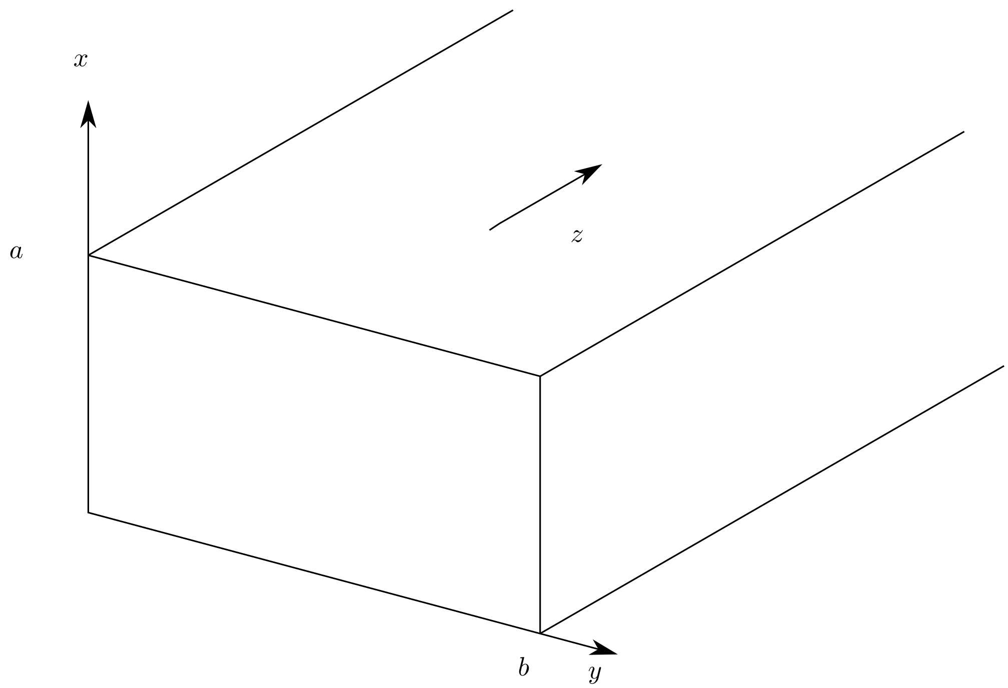

FIGURE 1 – guide donde rectangulaire

Modes :

$$\begin{cases} \text{TE} & E_z = 0 \\ \text{TM} & B_z = 0 \end{cases}$$

$$B_z(x, y, z) = B_0 \cos k_x x \cos k_y y e^{ikz}$$

avec

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2 = \frac{\omega^2 - \omega_?^2}{c^2} \qquad k_x = \frac{n\pi}{a} \qquad k_y \frac{n\pi}{b}$$

ex : $n = 0, n = 1$

$$B_z(x, y, z) = B_0 \cos k_y y e^{ikz}$$
$$B_z(x, y, 0) = B_0 \cos \frac{y\pi}{b}$$

Dans le cas d'un métal non-parfait, il y aurat des pertes du au courrants. On s'interesse maintenant à calculer ces courrants.

Comme $\boldsymbol{\nabla} \cdot j + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ On peut obenir la charge facilement à partir du courrant (à constante près) mais pas l'inverse

discontinuités de $B_z \to j_z$

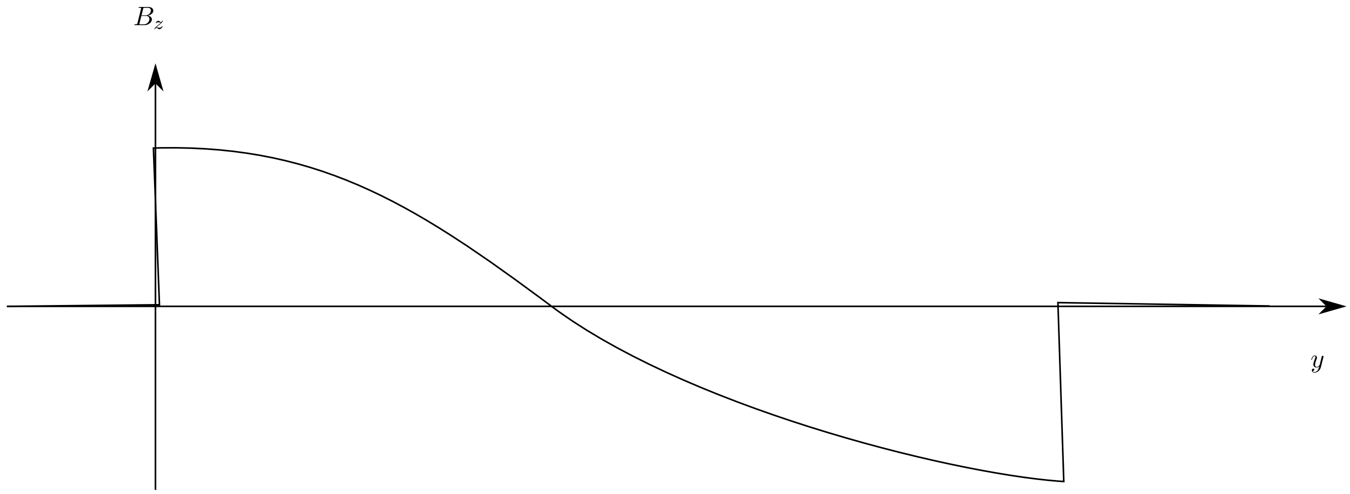

FIGURE 2 – Graphique du champ magnétique

en $y = b$: j_s suivant $\hat{x}$

$$B_z(y = b^+) - B_z(y = b^-) = \mu_0 j$$

$\implies j_s = \frac{B_0}{\mu_0}$

en $x = 0$

$$\mathbf{j_s} = \frac{B_0}{\mu_0} \cos \frac{y\pi}{b} \hat{y}$$

Comme on est en 2D : on a

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{j_s} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

En $y = 0, y = b$, on a $J_s = cte \implies \sigma = 0$

En $x = 0$ on a

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{j} = \frac{B_0}{mu_0} \frac{\pi}{b} \sin \frac{y\pi}{b} = i\omega\sigma$$

<u>Autre approche : Discontinuité de E</u>

en $x = a$:

$$E_x \propto \frac{\partial B_z}{\partial y} \qquad \text{OK}$$

<u>Remarque : Impédance</u>

Quel est l'unité de $\frac{E}{H}$?

$$= \frac{Vm^{-1}}{Am^{-1}} = \Omega$$

l'impédance est alors donné par

$$Z = \frac{E_x}{H_y} = \mu_0 \frac{E_x}{B_y} = \mu_0 \frac{\omega}{k}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_?^2}{c^2}$$

Dans le vide $k = \frac{omega}{c}$, $Z = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \mu_0 c = 377\Omega$ (Exactement ? WOW !)