

## Électromagnétisme (CCP 2007 MP)

### I. CONDUCTEURS – CONDENSATEURS – CAPACITÉS

#### 1. Conducteurs – Propriétés.

##### a. Distinction entre conducteur métallique et isolant ?

Dans un conducteur métallique existent des électrons de conduction non liés aux atomes tandis que dans un isolant les électrons sont liés aux atomes.

Les métaux, le corps humain et l'eau du robinet (chargée d'ions) sont des conducteurs électriques. Les plastiques, le verre et l'eau pure sont des isolants (l'eau pure est très légèrement conductrice).

##### b. Conducteur en équilibre électrostatique.

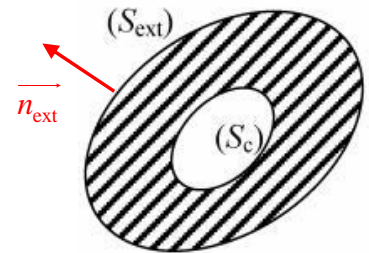
Un conducteur est en équilibre électrostatique s'il ne s'y produit aucun courant. Dans un tel conducteur, le champ électrique  $\vec{E}_i$  est nul, la densité volumique de charge  $\rho_i$  est nulle et le potentiel électrostatique  $V_i$  est uniforme et constant.

Si l'on apporte des charges excédentaires à un tel conducteur, elles se placent en surface définissant en chaque point une densité surfacique de charge  $\sigma$  telles que le champ électrique intérieur reste nul.

##### c. Conducteur métallique creux.

Dans une telle cavité,  $\vec{E}_c = \vec{0}$ ,  $\rho_c = 0$ ,  $\sigma_c = 0$  et  $V_c$  est uniforme et constant, de même valeur que le potentiel du conducteur.

Si l'on ajoute des charges excédentaires, celles-ci se placent sur la surface extérieure du conducteur.



##### d. Théorème de Coulomb.

*Énoncé* : Étant donné un conducteur placé dans le vide et un point M de sa surface extérieure, le champ électrique en un point  $M_{ext}$  extérieur au conducteur, immédiatement voisin de M, est orthogonal à la surface et a pour valeur algébrique le rapport entre la densité surfacique de charge  $\sigma$  au point M et la permittivité du vide  $\epsilon_0$ .

*Formulation* :  $\vec{n}_{ext}$  étant le champ de vecteur normal à la surface et dirigé vers l'extérieur,

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{ext}$$

#### 2. Conducteurs – Capacités.

##### a. Expression de la capacité : $C = \frac{Q}{V}$

*Remarque* : il faut bien entendu préciser, cela n'est pas fait dans l'énoncé, que le potentiel est choisi nul à l'infini. C'est une condition nécessaire pour pouvoir parler de la capacité d'un conducteur seul dans l'espace.

## b. Calcul de capacités de conducteurs.

### b.1. Conducteur plan.

**Cette question n'a ni queue ni tête** : comment peut-on envisager un conducteur plan à l'équilibre électrostatique, qui ne soit porteur de charges que sur une seule face ? La symétrie du conducteur implique que les deux faces soient également chargées. La symétrie impose aussi que la densité surfacique  $\sigma$  ne soit fonction que de la distance au centre du disque, mais en aucun cas cette densité surfacique ne saurait être uniforme à l'équilibre électrostatique : le pouvoir des pointes se traduira par une densité de charge supérieure à la périphérie du disque qu'en son centre.

Si l'on fait l'hypothèse que les charges sont uniformément réparties sur une seule face, alors  $Q_1 = \pi R_1^2 \sigma_1$ , mais le potentiel créé par ces charges n'est pas uniforme sur la surface du disque, il ne peut s'agir d'un conducteur et il est absurde de parler d'une « capacité ».

### b.2. Conducteur cylindrique.

La densité surfacique de charge ne saurait être uniforme que si la longueur  $l$  du conducteur est très grande par rapport au rayon  $R_2$  du cylindre, de telle sorte que l'on puisse négliger les « effets de bord ». Pour  $l \gg R_2$ , nous avons alors :  $Q_2 = 2\pi R_2 l \sigma_2$ .

Nous ne savons calculer le potentiel que dans le cas d'un conducteur cylindrique de longueur infinie, mais dans ce « problème d'école » nous sommes en présence de charges à l'infini et le potentiel ne peut en aucun cas être choisi nul à l'infini. **Il est donc impossible de définir la capacité (même linéique) d'un conducteur cylindrique seul dans l'espace.**

*Note* : Je n'ai pas connaissance de la façon dont ces deux questions absurdes qui incitaient les étudiants à dire des bêtises ont pu être notées.

### b.3. Conducteur sphérique.

Cette fois il était inutile de préciser que la densité surfacique est uniforme : il s'agit d'une nécessité en réponse à la symétrie sphérique.

Nous avons alors  $Q_3 = 4\pi R_3^2 \sigma_3$ .

Le théorème de Gauss nous permet de calculer le champ électrique à l'extérieur de la sphère, identique au champ qui serait dû à une charge ponctuelle  $Q_3$  placée au centre  $O_3$  de la sphère, soit :

$$\vec{E}_3 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_3}{r^2} \vec{e}_r = \frac{R_3^2 \sigma_3}{\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r$$

Le potentiel se calcule alors par circulation du champ :

$$V(r) = V(\infty) - \int_{\infty}^r \vec{E}_3 \cdot \vec{dr} = - \int_{\infty}^r \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_3}{r^2} dr = \frac{Q_3}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{r} \right]_{\infty}^r = \frac{Q_3}{4\pi\epsilon_0 r}$$

À la surface de la sphère, le potentiel a pour valeur  $V_3 = \frac{Q_3}{4\pi\epsilon_0 R_3}$  et l'on en déduit l'expression de la capacité de la sphère conductrice seule dans l'espace :

$$C_3 = \frac{Q_3}{V_3} = 4\pi\epsilon_0 R_3$$

**3. Condensateurs – Propriétés.**

a. Qu'appelle-t-on condensateur électrique ?

Un condensateur électrique est un ensemble de deux conducteurs dont l'un est sous l'influence totale de l'autre, c'est-à-dire que toutes les lignes de champ issues de l'un arrivent sur l'autre. C'est le cas, en particulier, lorsqu'un conducteur est situé dans une cavité d'un autre conducteur.

b. Parmi les condensateurs (plans, cylindriques, sphériques), citer trois types de condensateurs usuels.

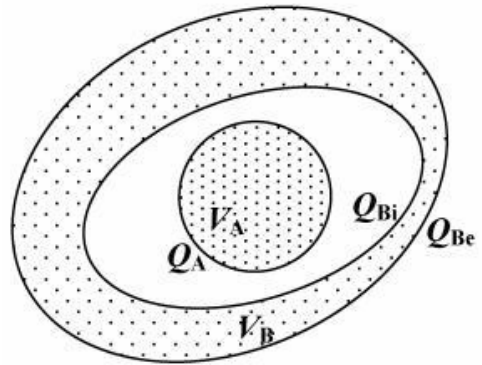
Quel est le sens de la question ? Doit-on parler de *différentes technologies* usuelles ? Par exemple en répondant :

- Les condensateurs à air : deux simples plaques métalliques en regard.
- Les condensateurs de technologie « mylar » ou « céramique », de faibles capacités.
- Les condensateurs chimiques, polarisés, dont les capacités peuvent être plus importantes.

c. Théorème de Gauss

*Énoncé* : Étant donnée une répartition quelconque de charges électriques dans le vide, le flux sortant  $\Phi_{\vec{E}}$  du champ électrique à travers une surface fermée quelconque  $S$  est égal au rapport de la charge électrique  $Q_{int}$  intérieure à la surface  $S$  par la permittivité du vide  $\epsilon_0$ .

*Formulation* : 
$$\Phi_{\vec{E}} = \oiint_S \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext} dS = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$$



**4. Condensateurs – Capacités.**

a. Relation entre les charges  $Q_A$  et  $Q_{Bi}$ .

D'après le théorème des éléments de surface correspondants, les charges portées par les surfaces A et Bi sont opposées :  $Q_A = -Q_{Bi}$ .

b. Condensateur.

La charge du condensateur est égale à la charge de l'une de ses électrodes, par exemple  $Q = Q_A$ .

La capacité  $C$  est alors définie comme étant fondamentalement positive :  $C = \frac{Q_A}{V_A - V_B}$

c. Détermination de capacités.

**c.1. Condensateur plan.**

Sans démonstration, donc :  $C = \epsilon_0 \frac{S}{e}$  (Note : assurez-vous que vous sauriez le démontrer !)

*Application numérique* : La valeur de  $\epsilon_0$  n'est pas donnée dans l'énoncé, mais l'on sait que

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$$
 avec  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$  et  $c = 3,00 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

$$C = \frac{\pi R^2}{\mu_0 c^2 e} = \frac{\pi (6 \times 10^{-2})^2}{4\pi \times 10^{-7} \times (3 \times 10^8)^2 \times 2,5 \times 10^{-3}} = 4 \times 10^{-11} = 40 \text{ pF}$$

Charge du condensateur :  $Q = CV = 4 \times 10^{-11} \times 150 = 6 \times 10^{-9} \text{ C} = 6 \text{ nC}$

### c.2. Condensateur cylindrique.

*Note* : Nous ne savons faire ce calcul que dans le cas où la hauteur  $h$  est très grande par rapport à  $R_2$ , de telle sorte que les « effets de bords » puissent être négligés. Bien que cela ne soit pas précisé dans l'énoncé, nous ferons cette hypothèse.

Si l'on néglige les effets de bord, le condensateur ainsi formé présente une symétrie d'invariance par translation parallèle à l'axe des cylindres et d'invariance par rotation autour de cet axe, comme si les cylindres étaient infinis. Soit, en coordonnées cylindriques :  $\vec{E} = E_r(r)\vec{e}_r$

Appliquons le théorème de Gauss sur une surface fermée constituée d'une surface latérale cylindrique coaxiale aux conducteurs et de hauteur  $h$  et de « couvercles » circulaires : le flux sortant d'une telle surface se réduit au seul flux  $2\pi rh E_r(r)$  à travers la surface latérale, tandis que la charge intérieure est égale à  $Q_1$ . Le théorème de Gauss s'exprime donc ainsi :

$$\phi_{\vec{E}} = \oiint_S \vec{E} \cdot \vec{n}_{\text{ext}} dS = 2\pi rh E_r(r) = \frac{Q_1}{\epsilon_0}$$

Et nous en déduisons l'expression du champ électrique entre les armatures du condensateur :

$$\vec{E} = \frac{Q_1}{2\pi\epsilon_0 rh} \vec{e}_r$$

La différence de potentiel s'exprime par l'opposé de la circulation du champ :

$$V_1 - V_2 = - \int_{R_2 \rightarrow R_1} \vec{E} \cdot d\vec{r} = - \frac{Q_1}{2\pi\epsilon_0 h} \int_{R_2}^{R_1} \frac{dr}{r} = \frac{Q_1}{2\pi\epsilon_0 h} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

Nous en déduisons l'expression de la capacité du condensateur cylindrique idéalisé sans effets de bord :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 h}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$$

Dans le cas où  $R_2 = R_1 + e$  avec  $e \ll R_1$ , nous pouvons exprimer  $\ln \frac{R_2}{R_1}$  par un développement

limité au premier ordre et écrire :  $\ln \frac{R_2}{R_1} = \ln \left( 1 + \frac{e}{R_1} \right) = \frac{e}{R_1} + o\left(\frac{e}{R_1}\right)$ .

Nous en déduisons :  $C \approx \frac{2\pi\epsilon_0 R_1 h}{e} = \epsilon_0 \frac{S_1}{e}$

*Commentaire* : dans cette limite, les courbures sont très faibles et le condensateur est alors assimilable à un condensateur plan.

### c.3. Condensateur sphérique.

Du fait de la symétrie sphérique du problème, nous savons *a priori* que le potentiel est une fonction scalaire de la seule variable  $r$ . En l'absence de charges volumiques, le potentiel  $V(r)$  est solution de l'équation de Laplace :

$$\Delta V = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dV}{dr} \right) = 0$$

Nous en déduisons que  $r^2 \frac{dV}{dr} = K$  et donc, par intégration :  $V(r) = K \int \frac{dr}{r^2} = -\frac{K}{r} + C^{te}$ .

Dès lors, le champ électrique a pour expression  $\vec{E} = -\vec{\text{grad}}V = -\frac{dV}{dr}\vec{e}_r = -\frac{K}{r^2}\vec{e}_r$ . Par application du théorème de Coulomb, nous pouvons écrire :  $-\frac{K}{R_1^2} = \frac{\sigma_1}{\epsilon_0} = \frac{Q_1}{4\pi R_1^2 \epsilon_0}$  et donc :

$$V(R_1) - V(R_2) = \frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{Q_1}{C_3}$$

D'où l'expression de la capacité du condensateur sphérique :  $C_3 = \frac{4\pi\epsilon_0}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} = 4\pi\epsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$

Enfin, dans le cas où  $R_2 = R_1 + e$  avec  $e \ll R_1$ , la capacité  $C_3$  prend la forme approchée :

$$C_3 = 4\pi\epsilon_0 \frac{R_1(R_1 + e)}{e} \approx \epsilon_0 \frac{4\pi R_1^2}{e} = \epsilon_0 \frac{S_1}{e}$$

*Commentaire :* Les courbures étant très faibles, nous retrouvons l'expression de la capacité d'un condensateur plan.

## II. CONDENSATEUR SPHERIQUE : Système Terre-ionosphère

### 1. Exprimer le champ électrostatique

Comme nous l'avons déjà vu à la question I.4.c.3., le champ électrostatique a pour expression :

$$\vec{E} = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 (R+z)^2} \vec{e}_r$$

### 2. Potentiel et capacité

L'expression de la différence de potentiel, déjà vue à la question I.4.c.3., est :

$$V(R) - V(R+z) = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R+z} \right)$$

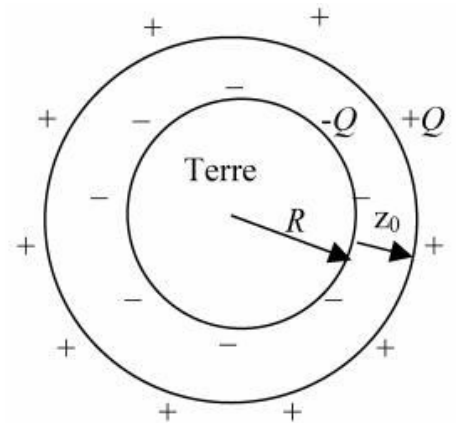
Avec  $V(R) = 0$ , cela donne :  $V(R+z) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{R(R+z)}$

Nous en déduisons l'expression de la capacité :  $C = 4\pi\epsilon_0 R \left( 1 + \frac{R}{z_0} \right)$

### 3. Applications numériques

Avec  $z_0 = 60 \text{ km}$  et  $R = 6000 \text{ km}$ , nous sommes bien dans l'approximation  $R \gg z_0$  qui permet de considérer qu'il s'agit d'un condensateur plan :  $C \approx 4\pi\epsilon_0 \frac{R^2}{z_0} = \epsilon_0 \frac{S}{z_0}$

L'énergie électrostatique a pour expression  $W_{el} = \frac{1}{2} CV^2 = 2\pi\epsilon_0 \frac{R^2}{z_0} V^2$



Au niveau du sol, le champ électrique a pour valeur  $\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{e}_r = -\frac{CV}{4\pi\epsilon_0 R^2} \vec{e}_r \approx -\frac{V}{z_0} \vec{e}_r$

Applications numériques :  $C \approx 4\pi\epsilon_0 \frac{R^2}{z_0} = \frac{1}{9 \times 10^9} \frac{(6 \times 10^6)^2}{60 \times 10^3} = 0,067 \text{ F}$

$$W_{el} = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} \times 0,067 \times (360 \times 10^3)^2 = 4,32 \times 10^9 \text{ J} = 4,32 \text{ GJ}$$

$$|\vec{E}| = \frac{V}{z_0} = \frac{360000}{60000} = 6,0 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$$

**4. Charge de la Terre**

La densité surfacique se déduit du champ par le loi de Coulomb  $\sigma = \epsilon_0 E_r = -\epsilon_0 |\vec{E}|$  et donc  $-Q = 4\pi R^2 \sigma = \epsilon_0 E_r = -4\pi\epsilon_0 R^2 |\vec{E}|$ .

Applications numériques :  $\sigma = -\frac{1}{\mu_0 c^2} |\vec{E}| = -\frac{6}{4\pi \times 10^{-7} (3 \times 10^8)^2} = -5,3 \times 10^{-11} \text{ C} \cdot \text{m}^2$

$$-Q = -\frac{4\pi}{\mu_0 c^2} R^2 |\vec{E}| = -2,4 \times 10^4 \text{ C} = -24 \text{ kC}$$

**5. Lors d'un orage...**

Les nouvelles valeurs numériques sont :  $|\vec{E}_1| = \frac{V}{z_0} = \frac{10^8}{10^3} = 10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$

$$\sigma_1 = -\frac{1}{\mu_0 c^2} |\vec{E}_1| = -\frac{10^5}{4\pi \times 10^{-7} (3 \times 10^8)^2} = -0,88 \times 10^{-6} \text{ C} \cdot \text{m}^2$$

$$-Q_1 = -\frac{4\pi}{\mu_0 c^2} R^2 |\vec{E}_1| = -0,4 \times 10^9 \text{ C} = -0,4 \text{ GC}$$

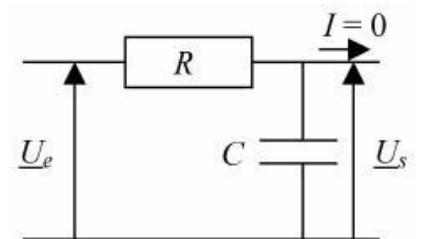
Lors d'un orage, les éclairs correspondent à des décharges électriques très rapides.

**III. CONDENSATEUR PLAN : Circuit RC (en quoi ces condensateurs sont-ils plans ?)**

**1. Circuit RC : Filtre du 1<sup>er</sup> ordre.**

**a. Nature du filtre.**

En basse fréquence, le condensateur équivaut à un interrupteur ouvert, le courant dans la résistance est nul et la tension est donc transmise. En haute fréquence, le condensateur équivaut à un fil et la sortie est donc court-circuitée : la tension de sortie est nulle. Il s'agit d'un filtre passe-bas du premier ordre.



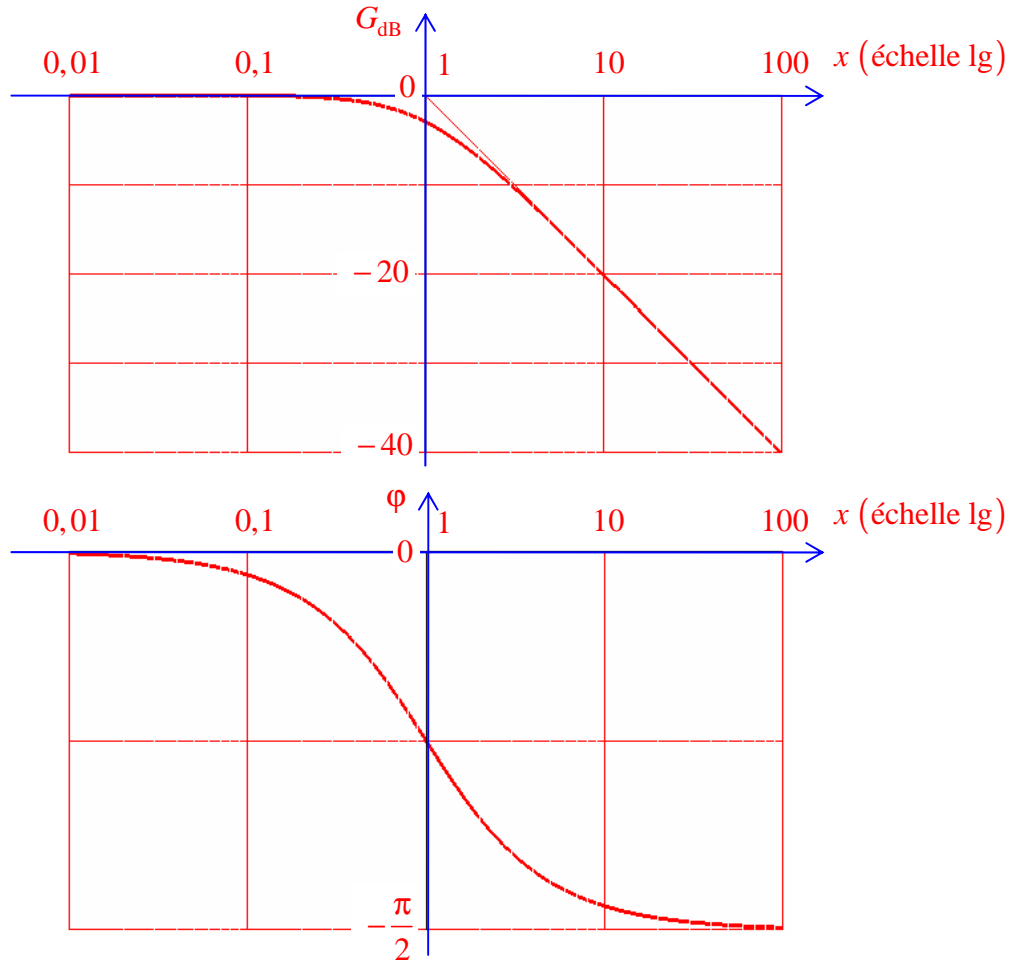
**b. Fonction de transfert.**

Par division de tension :  $H = \frac{1}{\frac{1}{jC\omega} + R} = \frac{1}{1 + jRC\omega} = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}} = \frac{1}{1 + jx}$  avec  $\omega_c = \frac{1}{RC}$

c. Diagramme de Bode.

En haute fréquence,  $H \sim \frac{1}{jx}$  soit :

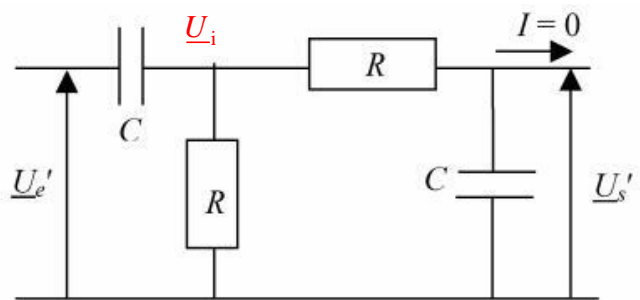
$$\begin{cases} G_{dB} \approx -20 \lg x \text{ ce qui correspond à une pente de l'asymptote de } -20 \text{ dB/décade} \\ \varphi \rightarrow -\frac{\pi}{2} \end{cases}$$



2. Circuit RC : Filtre du 2<sup>ème</sup> ordre.

a. Nature du filtre

En basse fréquence, les condensateurs équivalent à des interrupteurs ouverts, le courant d'entrée est nul et la tension n'est donc pas transmise. En haute fréquence, les condensateurs équivalent à des fils et la sortie est donc court-circuitée : la tension de sortie est nulle. Il s'agit d'un filtre passe-bande du second ordre.



**b. Fonction de transfert.**

Par division de tension, la tension de sortie s'exprime comme une fraction de la tension

intermédiaire  $\underline{U}_i$  :

$$\underline{U}'_s = \underline{U}_i \frac{\frac{1}{jC\omega}}{\frac{1}{jC\omega} + R} = \frac{\underline{U}_i}{1 + jRC\omega} = \frac{\underline{U}_i}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}} = \frac{\underline{U}_i}{1 + jx}$$

Cette tension intermédiaire s'exprime en appliquant en ce nœud le théorème de Millman :

$$\left( jC\omega + \frac{1}{R} + \frac{1}{R} \right) \underline{U}_i = \frac{U'_s}{R} + jC\omega \underline{U}'_e \quad \text{soit} \quad (2 + jx) \underline{U}_i = \underline{U}'_s + jx \underline{U}'_e = (2 + jx)(1 + jx) \underline{U}'_s$$

Ce qui devient  $H' = \frac{\underline{U}'_s}{\underline{U}'_e} = -\frac{jx}{1 - (2 + jx)(1 + jx)} = \frac{jx}{1 + 3jx - x^2}$

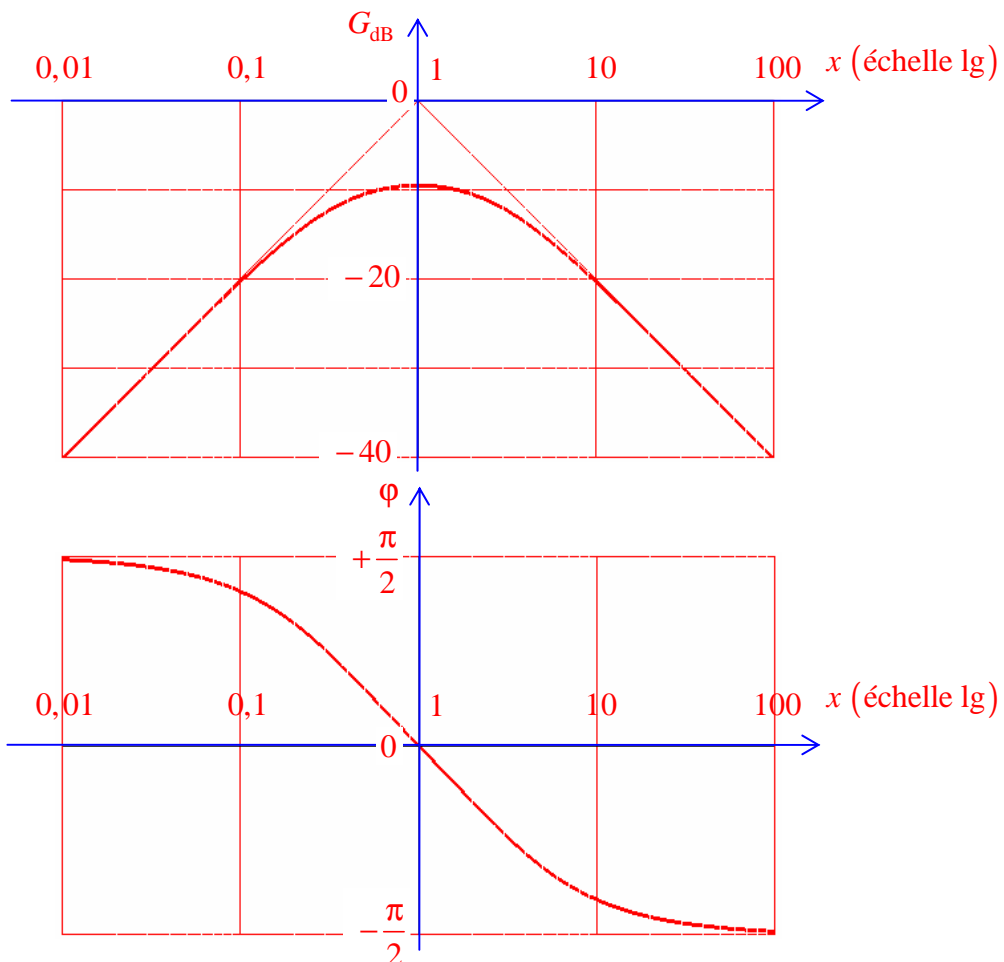
**c. Diagramme de Bode.**

En basse fréquence,  $H \sim jx$  soit :

$$\begin{cases} G_{dB} \approx +20 \lg x \\ \phi \rightarrow +\frac{\pi}{2} \end{cases}$$

En haute fréquence,  $H \sim \frac{1}{jx}$  soit :

$$\begin{cases} G_{dB} \approx -20 \lg x \\ \phi \rightarrow -\frac{\pi}{2} \end{cases}$$





d. Pulsations de coupure à  $-3$  dB, bande passante.

Pour  $x=1$ , nous avons  $G_{\max} = \frac{1}{3}$ . Le gain en décibel est diminué de 3 dB lorsque le gain est divisé par  $\sqrt{2}$ , pour les valeurs de  $x$  solutions de l'équation :  $G = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{x}-x\right)^2 + 9}} = \frac{1}{3\sqrt{2}}$

Ce qui s'écrit :  $\left(\frac{1}{x}-x\right)^2 = 9$ , soit  $\frac{1}{x}-x = \pm 3$  ou encore  $x^2 \pm 3x - 1 = 0$ .

Nous avons affaire à deux équations du second degré admettant chacune une racine positive :

$$x_1 = \frac{\sqrt{13}-3}{2} = \frac{\omega_1}{\omega_0} \text{ et } x_2 = \frac{\sqrt{13}+3}{2} = \frac{\omega_2}{\omega_0} \quad (\text{Remarque : } \omega_1\omega_2 = \omega_0^2)$$

La bande passante a pour expression :  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \left(\frac{\sqrt{13}+3}{2} - \frac{\sqrt{13}-3}{2}\right)\omega_0 = 3\omega_0 = \frac{3}{RC}$

**IV. CONDENSATEUR CYLINDRIQUE : Câble coaxial.**

1. Équation de Maxwell-Faraday sous forme locale.

En régime sinusoïdal et en coordonnées cylindriques, l'équation de Maxwell-Faraday  $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$  s'écrit, le champ électrique étant radial :

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial z} \vec{e}_\theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\rho}{\partial \theta} \vec{e}_z = \frac{\partial E_0(\rho, z)}{\partial z} \exp(j\omega t) \vec{e}_\theta = -j\omega \vec{B}$$

Le champ  $\vec{B}$ , comme le suggère l'énoncé, est donc bien orthoradial et a pour expression  $\vec{B} = B_\theta \vec{e}_\theta$ ,

avec  $B_\theta = -\frac{1}{j\omega} \frac{\partial E_0(\rho, z)}{\partial z} \exp(j\omega t)$

2. Équation de Maxwell-Ampère sous forme intégrale.

L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :  $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$

L'intégration de cette relation sur une surface  $S$  délimitée par un contour fermé  $C$  donne le théorème d'Ampère dans le cas magnétostatique et le « théorème d'Ampère généralisé » dans le cas général. Il convient alors de prendre en compte les « courants de déplacement ».

$$\iint_S \text{rot } \vec{B} \cdot \vec{n}_+ dS = \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 \underbrace{\iint_S \vec{j} \cdot \vec{n}_+ dS}_{\text{Courant réel}} + \mu_0 \underbrace{\iint_S \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot \vec{n}_+ dS}_{\text{Courant de déplacement}}$$

Dans le cas présent, la densité de courant de déplacement est radiale et son flux est nulle à travers la surface  $S$ . Le théorème d'Ampère généralisé s'écrit donc  $2\pi\rho B_\theta = \mu_0 I_m(z) \exp(j\omega t)$  et l'on en déduit :

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{I_m(z)}{2\pi\rho} \exp(j\omega t) \vec{e}_\theta$$

### 3. Équation de Maxwell-Ampère sous forme locale.

La densité de courant en volume étant nulle en tout point (sauf bien sûr sur les cylindres conducteurs où cette densité est infinie), l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :

$$\text{rot } \underline{\underline{B}} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{\underline{E}}}{\partial t}, \text{ soit : } -\frac{\partial B_\theta}{\partial z} \underline{\underline{e}}_\rho + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho B_\theta) \underline{\underline{e}}_z = -\frac{\partial B_\theta}{\partial z} \underline{\underline{e}}_\rho = \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} \underline{\underline{e}}_\rho$$

Soit :  $-\frac{\partial B_\theta}{\partial z} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = \frac{j\omega}{c^2} E_\rho$ , ce qui s'écrit ici :

$$\underline{\underline{E}}_\rho = -\frac{\mu_0 c^2}{j\omega} \frac{1}{2\pi\rho} \frac{dI_m(z)}{dz} \exp(j\omega t)$$

### 4. Onde de courant.

Nous avons déjà démontré que :  $\underline{\underline{B}}_\theta = -\frac{1}{j\omega} \frac{\partial E_\rho}{\partial z} = \mu_0 \frac{I_m(z)}{2\pi\rho} \exp(j\omega t)$ .

En fonction du courant, cette relation s'écrit :  $\frac{d^2 I_m}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} I_m = 0$

$I_m(z)$  est solution d'une équation différentielle harmonique dont une solution est effectivement

$I_m(z) = I_0 \exp(-jkz)$ , en posant  $k = \frac{\omega}{c}$ .

### 5. Champs réels.

Nous en déduisons :  $\underline{\underline{E}}_\rho = \frac{\mu_0 c I_0}{2\pi\rho} \exp(j(\omega t - kz))$  et  $\underline{\underline{B}}_\theta = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi\rho} \exp(j(\omega t - kz))$

Ces expressions correspondent aux champs réels :

$$\underline{\underline{E}} = \frac{\mu_0 c I_0}{2\pi\rho} \cos(\omega t - kz) \underline{\underline{e}}_\rho \quad \text{et} \quad \underline{\underline{B}} = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi\rho} \cos(\omega t - kz) \underline{\underline{e}}_\theta$$

Il s'agit donc d'une onde progressive cylindrique pour laquelle nous pouvons définir un vecteur d'onde  $\underline{\underline{k}} = k \underline{\underline{e}}_z$ . Notons que le trièdre  $(\underline{\underline{k}}, \underline{\underline{E}}, \underline{\underline{B}})$  est direct, comme dans le cas d'une onde plane.

Notons que le rapport  $\left| \frac{\underline{\underline{E}}}{\underline{\underline{B}}} \right|$  est égal à la vitesse de la lumière, comme dans le cas d'une onde plane. En bref, cette onde a *localement* une structure locale d'onde plane.

### 6. Vecteur de Poynting.

Par définition :  $\underline{\underline{S}} = \frac{\underline{\underline{E}} \wedge \underline{\underline{B}}}{\mu_0} = \frac{\mu_0 c I_0^2}{4\pi^2 \rho^2} (\cos(\omega t - kz))^2 \underline{\underline{e}}_z$ .

La valeur moyenne d'un cosinus au carré étant égale à  $\frac{1}{2}$ , nous avons donc  $\langle \underline{\underline{S}} \rangle = \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2 \rho^2} \underline{\underline{e}}_z$ .

Le flux de  $\langle \underline{\underline{S}} \rangle$  correspond à la puissance transportée par l'onde.

$$\mathcal{P} = \iint_{\text{couronne}} \langle \underline{\underline{S}} \rangle \cdot \underline{\underline{e}}_z dS = \int_{R_1}^{R_2} \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2 \rho^2} \times 2\pi\rho d\rho = \frac{\mu_0 c I_0^2}{\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{d\rho}{\rho} = \frac{\mu_0 c I_0^2}{4\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$