Électromagnétisme dépendant du temps

I Équations de Maxwell

1. Équation de Maxwell-Faraday
   a. Un rappel utile
   b. Loi de Faraday et induction de Neumann
   c. Expression locale de la loi de Faraday
2. Équation de Maxwell-Ampère
   a. Nécessité
   b. Courant de déplacement
3. Récapitulation

II Les régimes quasi-stationnaires

1. Les régimes statiques
2. ARQS magnétique
   a. Exemple
   b. Généralisation
   c. Un raisonnement populaire
3. ARQS électrique (HP)
   a. Exemple
   b. Généralisation

III Énergie électromagnétique

1. Deux exemples simples de localisation de l'énergie électromagnétique
   a. Localisation de l'énergie dans un condensateur plan
   b. Localisation de l'énergie dans un solénoïde
2. Transport et localisation de l'énergie électromagnétique
   a) Expression *a priori* d'un bilan
   b) Ce bilan fonctionne !
   c) Ce qu'il faut retenir
3. Exemples de transport d'énergie
   a. Fil résistif
   b. Condensateur en régime variable

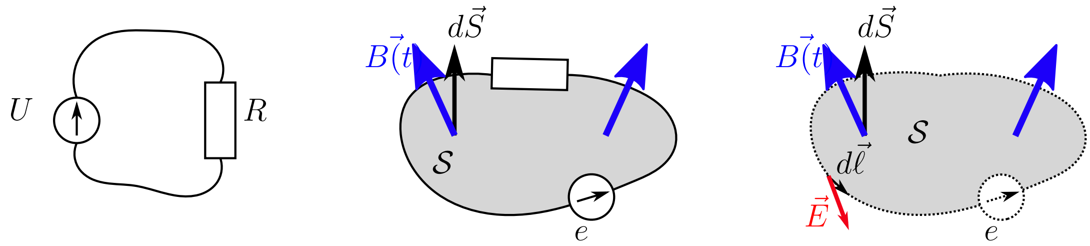

Figure 1 – Illustrations de la loi de Faraday dans un circuit ou dans le vide.

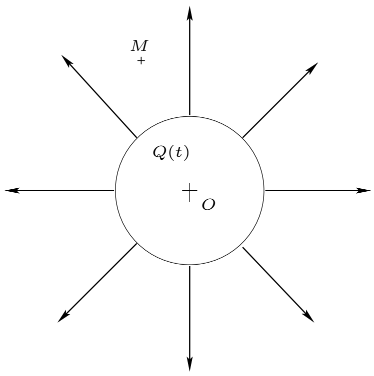

Figure 2 – Analyse des champs dans un problème d'émission isotrope de charges.

	Expression locale	Expression intégrale
Maxwell-Gauss	$\text{div}\,\vec{E}(M,t) = \frac{\rho(M,t)}{\epsilon_0}$	$\oint \vec{E}.d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$
Maxwell-Faraday	$\vec{\text{rot}}\,\vec{E}(M,t) = -\frac{\partial \vec{B}(M,t)}{\partial t}$	$\oint \vec{E}.d\vec{l} = -\frac{d}{dt}\int \vec{B}.d\vec{S}$
Maxwell-Ampère	$\vec{\text{rot}}\,\vec{B} = \mu_0\left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$	$\oint \vec{B}.d\vec{l} = \mu_0(I_e + I_{de})$
M-∅	$\text{div}\,\vec{B}(M,t) = 0$	$\oint \vec{B}.d\vec{S} = 0$

Table 1 – Tableau récapitulatif des équations de Maxwell

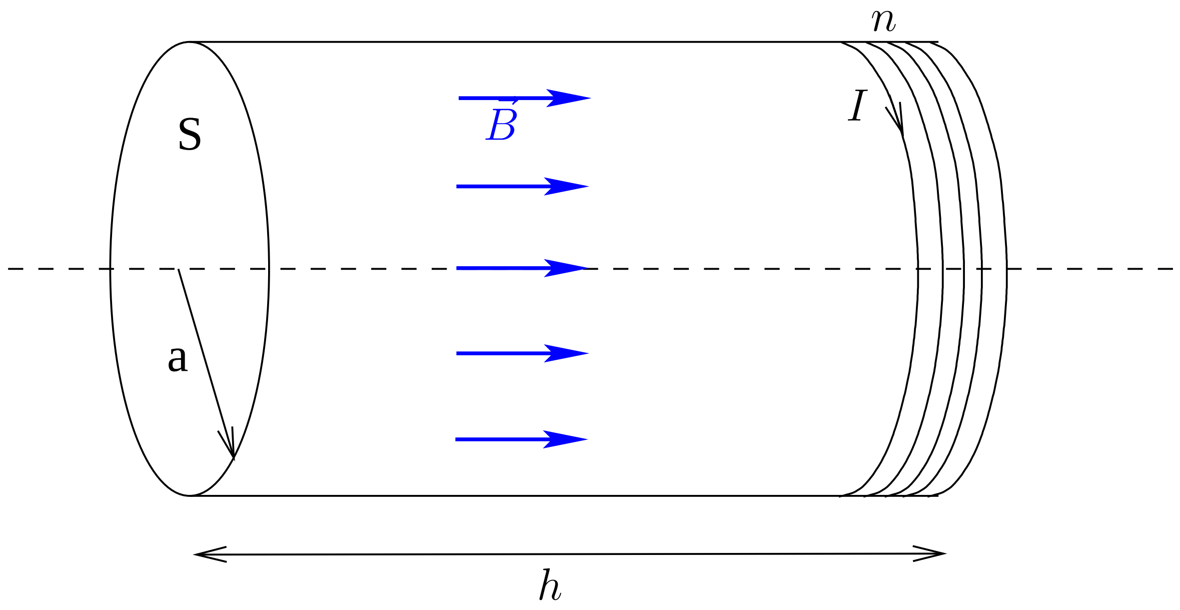

Figure 3 – Étude des champs dans un solénoïde à symétrie de révolution.

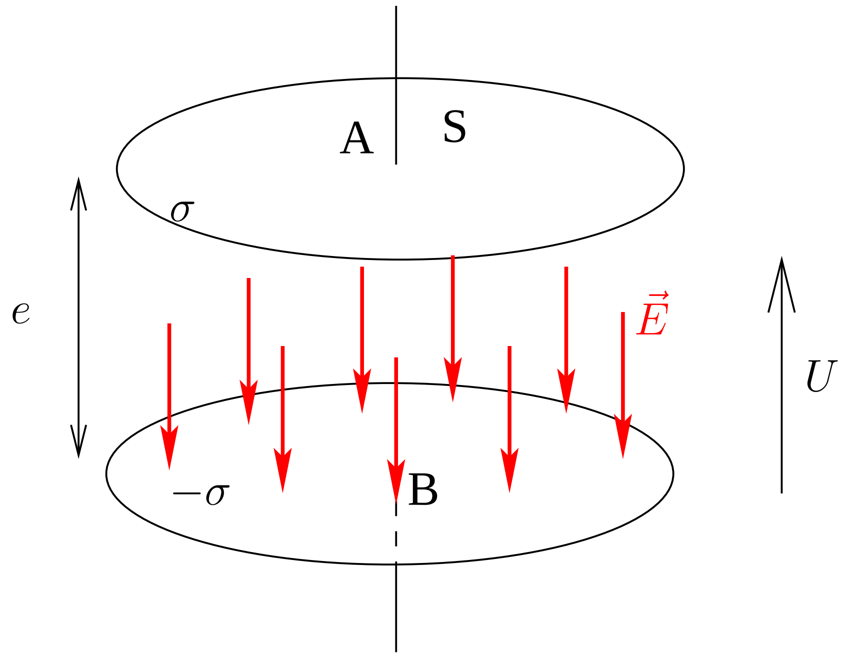

Figure 4 – Étude des champs dans un condensateur plan à symétrie de révolution.

ARQS Magnétique
Considérons des courants dépendant du temps, de fréquence f, créant un champ électromagnétique $(\vec{E}, \vec{B})$ variable de même fréquence f. À fréquence nulle, ce sont des courants constants produisant, selon les lois de la magnétostatique, un champ magnétique constant $\vec{B}_0$. À basse fréquence, $\vec{B}$ dépend du temps mais on peut relier $\vec{B}(t)$ aux courants sources au même instant t en appliquant comme pour $\vec{B}_0$ les lois de la magnétostatique. Il s'agit d'une approximation valable si $a \ll cT$ où a désigne l'échelle de longueur pertinente du problème. Le champ électrique se déduit de $\vec{B}$ variable selon l'équation de Maxwell-Faraday.

ARQS Électrique
Considérons des charges dépendant du temps, de fréquence f, créant un champ électromagnétique variable de même fréquence f. À fréquence nulle, ce sont des charges immobiles produisant, selon les lois de l'électrostatique, un champ électrique constant $\vec{E}_0$. À basse fréquence, $\vec{E}$ dépend du temps mais on peut relier $\vec{E}(t)$ aux charges sources au même instant t en appliquant comme pour $\vec{E}_0$ les lois de l'électrostatique. Il s'agit d'une approximation valable si $a \ll cT$ où a désigne l'échelle de longueur pertinente du problème. Le champ magnétique se déduit de $\vec{E}$ variable en appliquant l'équation de Maxwell-Ampère.

Vecteur de Poynting et énergie électromagnétique
Là où règne le champ réside de l'énergie avec la densité volumique $\boxed{u_{em} = \epsilon_0 \frac{E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu 0}}$ (J.m^{-3}).

L'énergie contenue dans un volume $\mathcal{V}$ est $\boxed{\mathcal{E}_{em} = \int_{\mathcal{V}} u_{em} d\tau}$

Le transport de l'énergie est décrit par le vecteur de Poynting $\boxed{\vec{R} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0}}$ (W.m^{-2}).

La puissance traversant une surface $\mathcal{S}$ est $\boxed{\mathcal{P} = \int_{\mathcal{S}} \vec{R}.d\vec{S}}$.