

Correction – physique – CCP TSI 2014

Problème I – Ondes électromagnétiques

Première partie – Propagation des ondes électromagnétiques dans le vide

1 -

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

Dans un espace vide de charges et de courants on a $\rho = 0$ et $\vec{j} = \vec{0}$, d'où :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

2 - ★ On part de l'égalité $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E}$.

On a $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ (pas de charges).

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot}(\vec{E}) = \operatorname{rot} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{B} = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

$$\text{On obtient donc : } \boxed{\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}.}$$

★ Pour le champ magnétique on procède de même : $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{B}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{B}) - \Delta \vec{B}$.

On a $\operatorname{div} \vec{B} = 0$.

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{B}) = \operatorname{rot} \left(\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}.$$

$$\text{On obtient donc : } \boxed{\Delta \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}.}$$

3 - L'onde se propage selon les x croissants.

Elle est plane car elle ne dépend que d'une seule coordonnée cartésienne : les surfaces d'onde sont des plans.

Elle est progressive car elle s'écrit sous la forme $f(x-vt)$: il y a donc propagation sans déformation du profil.

Elle est monochromatique car la dépendance temporelle est du type $\cos(\omega t + \text{cst})$ (à M fixé).

c représente la célérité de l'onde, donc sa vitesse de propagation.

On a $\vec{k} = k \vec{e}_x$, avec $k = \omega/c > 0$ sa norme.

4 - Il faut calculer :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{E}_0 (-\omega^2) \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] = -\omega^2 \vec{E}$$

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E} &= \Delta E_x \vec{e}_x + \Delta E_y \vec{e}_y + \Delta E_z \vec{e}_z \\ &= \Delta \left\{ E_{0y} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} \vec{e}_y + \Delta \left\{ E_{0z} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} \vec{e}_z.\end{aligned}$$

Calculons la composante selon \vec{e}_y :

$$\begin{aligned}\Delta \left\{ E_{0y} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} &= E_{0y} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \\ &= -E_{0y} \frac{\omega^2}{c^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right].\end{aligned}$$

De même sur \vec{e}_z :

$$\begin{aligned}\Delta \left\{ E_{0z} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} &= E_{0z} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \\ &= -E_{0z} \frac{\omega^2}{c^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right].\end{aligned}$$

À la fin on obtient

$$\Delta \vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}.$$

L'équation de d'Alembert impose donc que $-\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 (-\omega^2) \vec{E} = \vec{0}$, et il faut donc que :

$$\boxed{\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}}.$$

5 - On sait que pour une OPPM dans le vide, les équations de Maxwell imposent la relation $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$ (on peut le démontrer en appliquant Maxwell-Faraday, $\vec{\text{rot}} \vec{E} = -(\partial/\partial t) \vec{B}$, si besoin).

Ceci indique directement que \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires.

En prenant la norme, et en utilisant le fait que pour une OPPM dans le vide \vec{E} et \vec{k} sont perpendiculaires, on obtient $\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{k}\| \|\vec{E}\|}{\omega} = \frac{\omega/c \|\vec{E}\|}{\omega}$, d'où $\boxed{\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{c}}$.

Calculons :

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \frac{k \vec{e}_x}{\omega} \wedge (E_{0y} \vec{e}_y + E_{0z} \vec{e}_z) \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \\ &= \frac{1}{c} (E_{0y} \vec{e}_z - E_{0z} \vec{e}_y) \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right]\end{aligned}$$

On a donc $\boxed{B_{0y} = -\frac{E_{0z}}{c}}$ et $\boxed{B_{0z} = \frac{E_{0y}}{c}}$.

6 - 1/ Le vecteur de Poynting est défini comme $\boxed{\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}}$.

Son unité est le watt par mètre carré ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$).

Il donne la puissance électromagnétique passant par unité de surface. $\vec{R} \cdot \vec{d\vec{S}}$ est ainsi égal à la puissance des champs passant à travers la surface élémentaire $\vec{d\vec{S}}$.

2/ On passe les calculs, on arrive à :

$$\boxed{\vec{R} = c \epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \vec{e}_x}.$$

On prend ensuite la valeur moyenne sur une période T , en sachant que celle d'un cosinus au carré de pulsation $2\pi/\omega$ donne 1/2. On a donc

$$\boxed{\langle \vec{R} \rangle = \frac{c \epsilon_0 E_0^2}{2} \vec{e}_x}.$$

Deuxième partie – réflexion d'une OPPM sur un conducteur parfait en incidence normale

7 - La direction de polarisation du champ électrique est \vec{e}_y .

8 - Les relations de passage (qui ne sont plus exigibles dans les programmes post-2014) sont :

$$\vec{E}_2 - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{12} \quad \text{et} \quad \vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{12},$$

avec \vec{n}_{12} un vecteur unitaire qui va du milieu 1 vers le milieu 2, \vec{E}_1 le champ électrique total dans le milieu 1 au niveau de l'interface, \vec{E}_2 le champ électrique total dans le milieu 2 au niveau de l'interface, et de même pour \vec{B}_1 et \vec{B}_2 , σ la densité surfacique de charge à l'interface, et \vec{j}_s la densité surfacique de courants à l'interface.

9 - 1/ D'après la relation précédente pour \vec{E} , on sait que la composante tangentielle au plan du champ électrique est continue. Ici la direction de propagation de \vec{E}_i et de \vec{E}_r est selon $\pm \vec{e}_x$, donc le champ électrique associé à chacune de ces OPPM est justement dans le plan du conducteur : on a affaire uniquement à des composantes tangentielles, il y a donc continuité de \vec{E} .

En $x = 0$, on a côté conducteur $\vec{E}_{\text{tot}}(x = 0^+, t) = \vec{0}$, et côté vide $\vec{E}_{\text{tot}}(x = 0^-, t) = \vec{E}_i + \vec{E}_r = E_0 \vec{e}_y \cos(\omega t) + \vec{E}_{0r} \cos(\omega t)$.

Il faut donc que $E_0 \vec{e}_y \cos(\omega t) + \vec{E}_{0r} \cos(\omega t) = \vec{0}$, on a donc $\vec{E}_{0r} = -E_0 \vec{e}_y$, et on a donc

$$\vec{E}_r = -E_0 \cos(\omega t + kx) \vec{e}_y.$$

Et on rappelle que

$$\vec{E}_i = E_0 \cos(\omega t - kx) \vec{e}_y.$$

2/ On utilise encore la relation $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$, qui est valable indépendamment pour chacune des OPPM dans le vide.

On a donc $\vec{B}_i = \frac{k \vec{e}_x \wedge \vec{E}_i}{\omega} = \frac{E_0}{c} \cos(\omega t - kx) \vec{e}_z$.

Et $\vec{B}_r = \frac{-k \vec{e}_x \wedge \vec{E}_r}{\omega} = \frac{E_0}{c} \cos(\omega t + kx) \vec{e}_z$.

3/ On utilise $\cos(a+b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b$ et $\cos(a-b) = \cos a \cos b + \sin a \sin b$ pour arriver au résultat demandé, à savoir que

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = 2E_0 \sin \omega t \sin kx \vec{e}_y \quad \text{et} \quad \vec{B} = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{2E_0}{c} \cos \omega t \cos kx \vec{e}_z.$$

Il s'agit d'ondes stationnaires.

10 - ★ Compte tenu du fait que le milieu 1 est le vide, le milieu 2 est le conducteur où donc $\vec{E}_2 = \vec{0}$, la relation de passage s'écrit $\vec{0} - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{e}_x$.

Or \vec{E}_1 est le champ total dans le vide en $x = 0$. L'expression précédente montre qu'il est nul. On a donc $\sigma = 0$.

★ pour \vec{B} on a aussi $\vec{B}_2 = \vec{0}$ dans le conducteur. On a $\vec{B}_1 = \vec{B}(x = 0^-, t) = \frac{2E_0}{c} \cos \omega t \vec{e}_z$.

La relation de passage est donc $\vec{0} - \frac{2E_0}{c} \cos \omega t \vec{e}_z = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{e}_x$.

Le vecteur \vec{j}_s est dans le plan yz . D'après la relation ci-dessus, il doit être exclusivement selon \vec{e}_y . Posons donc $\vec{j}_s = j_s \vec{e}_y$.

On a alors $\vec{0} - \frac{2E_0}{c} \cos \omega t \vec{e}_z = \mu_0 j_s \vec{e}_y \wedge \vec{e}_x = -\mu_0 j_s \vec{e}_z$, d'où $j_s = \frac{2E_0}{\mu_0 c} \cos \omega t$, et finalement (en utilisant aussi $\mu_0 \epsilon_0 c^2 = 1$) :

$$\vec{j}_s = 2\epsilon_0 c E_0 \cos \omega t \vec{e}_y.$$

11 - 1/

$$\begin{aligned} \overrightarrow{dF}_L &= \vec{j}_s dS \wedge \vec{B}_i \\ &= 2\epsilon_0 c E_0 \cos \omega t \vec{e}_y dS \wedge \frac{E_0}{c} \cos(\omega t) \vec{e}_z \\ &= 2\epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \omega t dS \vec{e}_x. \end{aligned}$$

Pour obtenir la force totale on intègre sur toute la surface S . Comme rien ne dépend des variables spatiales, on obtient directement

$$\vec{F}_L = 2\epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \omega t S \vec{e}_x.$$

2/ On remarque que cette force de Laplace est perpendiculaire à la surface. La pression est donc donnée par la norme de la force de Laplace divisée par la surface : $P = 2\epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \omega t$.

On prend la valeur moyenne sur une période : $\langle P \rangle = \epsilon_0 E_0^2$.

12 - $\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$ et on prend les champs totaux de la question 9.3.

On obtient alors $\vec{R} = 4c\epsilon_0 E_0^2 \sin \omega t \sin kx \cos \omega t \cos kx \vec{e}_x = c\epsilon_0 E_0^2 \sin(2\omega t) \sin 2kx \vec{e}_x$.

La valeur moyenne est nulle. C'est normal, car la réflexion étant parfaite l'onde incidente amène autant d'énergie que l'onde réfléchie n'en transporte dans l'autre direction. Il n'y a donc pas de transport en moyenne.

Problème II – L'oscilloscope cathodique

Première partie : création et accélération d'un faisceau d'électrons

1 - Le champ électrique est selon l'axe z . Il pointe vers les bas potentiels, donc vers $-\vec{e}_z$. On a donc $\vec{E} = -\frac{U_{AC}}{d} \vec{e}_z$.

2 - $\vec{f} = -e\vec{E} = \frac{eU_{AC}}{d} \vec{e}_z$ (on prend $e > 0$, la charge de l'électron est donc $-e$).

3 - La force électrostatique est de l'ordre de $\frac{10^{-19} \times 10^3}{0.1} = 10^{-15}$ N, et le poids de l'ordre de $m_e g \sim 10^{-30} \times 10 = 10^{-29}$ N.

Le poids est donc largement négligeable devant la force électrostatique.

4 - Théorème de l'énergie cinétique appliqué à l'électron, entre les points C et A :

$$E_c(A) - E_c(C) = W_{CA}(\vec{f}) = \frac{eU_{AC}}{d} \vec{e}_z \cdot d \times \vec{e}_z = eU_{AC}.$$

Or $E_c(A) = \frac{1}{2} m_e v_0^2$ et $E_c(C)$ est négligeable devant $E_c(A)$. On en déduit :

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eU_{AC}}{m_e}} = 1.9 \times 10^7 \text{ m/s.}$$

Ceci est élevé, mais reste petit devant la vitesse de la lumière, ce qui montre que notre analyse utilisant la mécanique classique est valide.

Deuxième partie : Dispositif de déflexion du faisceau d'électrons

5 - La différence de potentielle est positive. Elle est donc associée à un champ électrique $\vec{E} = -\frac{U_y}{L_1}\vec{e}_y$.

La force s'exerçant sur les électrons est donc $\vec{f}' = -e\vec{E} = \frac{eU_y}{L_1}\vec{e}_y$.

Elle est dirigée vers les y positifs : les électrons sont donc déviés vers le haut.

6 - Principe fondamental de la dynamique appliqué à un électron (dans le référentiel galiléen du laboratoire) : $m_e\vec{a} = \vec{f}'$, d'où $\vec{a} = \frac{eU_y}{m_eL_1}\vec{e}_y$.

7 - On projette

$$\begin{cases} \ddot{x} = 0, \\ \ddot{y} = \frac{eU_y}{m_eL_1}, \\ \ddot{z} = 0. \end{cases}$$

On intègre :

$$\begin{cases} \dot{x} = A = 0, \\ \dot{y} = \frac{eU_y}{m_eL_1}t + B = \frac{eU_y}{m_eL_1}t, \\ \dot{z} = C = v_0. \end{cases}$$

On a déterminé les constantes d'intégration A , B et C en utilisant le fait que à $t = 0$, l'électron arrive en O_1 avec une vitesse $v_0\vec{e}_z$.

On intègre encore, en prenant en compte le fait que à $t = 0$ l'électron est en $(0, 0, 0)$ pour éliminer les constantes d'intégration :

$$\begin{cases} x = 0, \\ y = \frac{eU_y}{2m_eL_1}t^2, \\ z = v_0t. \end{cases}$$

Pour obtenir l'équation $y(z)$, on écrit que $t = z/v_0$, et on injecte dans l'expression de y :

$$y = \frac{eU_y}{2m_eL_1v_0^2}z^2.$$

8 - 1/ En $z = Z_E = L_2$ on a $X_E = 0$ et $Y_E = \frac{eU_y}{2m_eL_1v_0^2}L_2^2$.

2/ La tangente est donnée par $\frac{dy}{dz} = \frac{eU_y}{m_eL_1v_0^2}z$, et donc en $z = L_2$ elle vaut $p = \frac{eU_yL_2}{m_eL_1v_0^2}$.

3/ Après la sortie, l'électron n'est plus soumis à aucune force. Il voyage donc en ligne droite.

4/ L'équation est $y = p(z - Z_E) + y_E$, soit $y = p(z - L_2) + \frac{eU_yL_2^2}{2m_eL_1v_0^2}$.

5/ Le point d'impact est pour $X_s = 0$ (il n'y a pas de mouvement selon x), pour $Z_s = \frac{L_2}{2} + D$, et sa coordonnée y est donnée en prenant $z = \frac{L_2}{2} + D$ dans l'équation de la droite précédente,

donc $Y_s = \frac{eU_yL_2}{m_eL_1v_0^2} \left(\frac{L_2}{2} + D - L_2 \right) + \frac{eU_yL_2^2}{2m_eL_1v_0^2}$, soit $Y_s = \frac{eU_yL_2D}{m_eL_1v_0^2}$.

- 9 - Y_s est proportionnel à U_y . Ceci permet donc de prévoir facilement le point d'impact sur l'écran, et de réaliser un affichage sur l'écran de l'oscilloscope.

Problème III – Pince ampèremétrique à induction

Remarque : Dans tout ce problème on se place dans le cadre de l'ARQS magnétique, qui permet d'utiliser l'équation de Maxwell-Ampère simplifiée $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$, et donc d'avoir le théorème d'Ampère et les propriétés de symétries du champ comme en magnétostatique.

- 1 - Il s'agit du phénomène d'induction : la présence d'un courant $I(t)$ variable dans le fil central crée un champ magnétique variable, dont le flux à travers les spires varie, ce qui crée une fem induite et donc un courant dans les spires.
- 2 - ★ On considère un point M . Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$, noté Π sur le schéma ci-dessus, est un plan de symétrie de la distribution de courants.

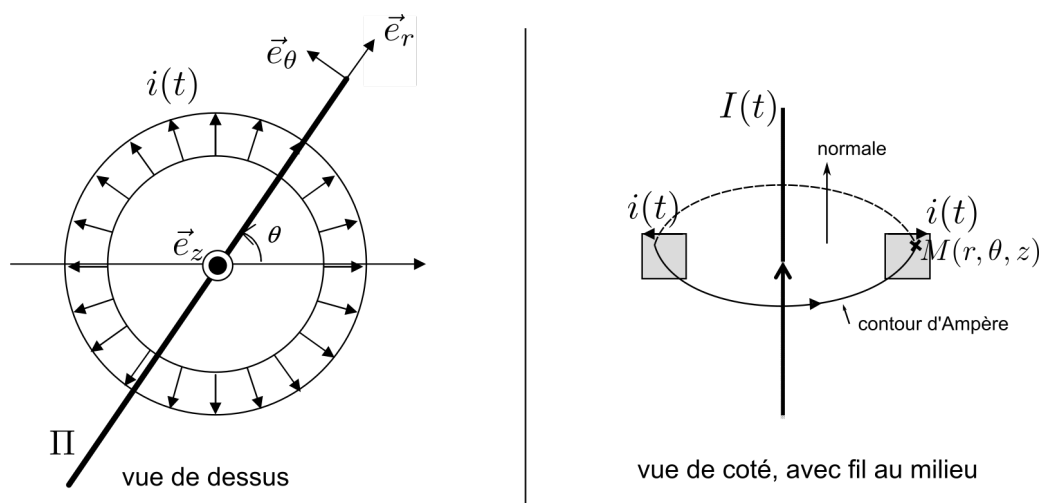
Conséquence : le champ \vec{B} au point M est orthogonal à ce plan. Il est donc selon \vec{e}_θ .

On a donc $\vec{B} = B_\theta(r, \theta, z, t) \vec{e}_\theta$ (en régime variable il y a également la dépendance en t).

★ La distribution de courants est invariante par rotation autour de l'axe z (d'angle θ). Les composantes de \vec{B} ne dépendent donc pas de la coordonnée θ .

On a donc $\vec{B} = B_\theta(r, z, t) \vec{e}_\theta$.

- 3 - On va utiliser le théorème d'Ampère.



★ On considère un point M de coordonnées (r, θ, z) , qui est à l'intérieur des spires.

★ Le contour choisi est un cercle dont le centre est sur l'axe z , perpendiculaire à l'axe z , et passant par le point M (donc de rayon r).

On oriente ce contour pour que sa normale soit orientée selon $+\vec{e}_z$. D'après la règle de la main droite, il faut donc procéder comme sur la figure. On a alors $\vec{dl} = dl \vec{e}_\theta$. D'où :

$$\oint_C \vec{B} \cdot \vec{dl} = \oint_C B_\theta(r, z, t) \vec{e}_\theta \cdot dl \vec{e}_\theta = B_\theta(r, z, t) \oint_C dl = B_\theta(r, z, t) \times 2\pi r.$$

★ On exprime ensuite le courant enlacé : $I_{\text{enlacé}} = I(t) + Ni(t)$ car dans le contour passent le fil du centre (courant $I(t)$), et chacune des N spires (courant $i(t)$ par spire).

★ On applique le théorème d'Ampère : $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enlacé}}$, ce qui donne, après avoir isolé B_θ :

$$B_\theta(r, z, t) = \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi r}, \quad \text{d'où } \boxed{\vec{B} = \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi r} \vec{e}_\theta.}$$

4 -

$$\begin{aligned} \Phi &= \iint_{\text{S une spire}} \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ &= \int_{r=2a}^{3a} \int_{z=-a/2}^{a/2} \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi r} \vec{e}_\theta \cdot dS \vec{e}_\theta \\ &= \int_{r=2a}^{3a} \int_{z=-a/2}^{a/2} \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi r} dS \\ &= \int_{r=2a}^{3a} \int_{z=-a/2}^{a/2} \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi r} dr dz \\ &= \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi} \int_{r=2a}^{3a} \frac{dr}{r} \int_{z=-a/2}^{a/2} dz \\ &= \frac{\mu_0(I(t) + Ni(t))}{2\pi} \times \ln \frac{3a}{2a} \times a \\ &= \boxed{\Phi = \frac{\mu_0(I + Ni)}{2\pi} a \ln \frac{3}{2}.} \end{aligned}$$

On vient de donner l'expression du flux du champ magnétique à travers une spire. Or la pince comporte N spires. Le flux Φ_{tot} à travers tout le bobinage de la pince ampèremétrique est donc

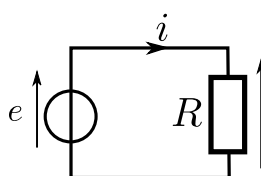
$$\boxed{\Phi_{\text{tot}} = \frac{\mu_0 N(I + Ni)}{2\pi} a \ln \frac{3}{2}.}$$

5 - Le circuit considéré ici est le bobinage de la pince, parcouru par un courant $i(t)$.

Par définition des coefficients L et M , le flux total du champ magnétique à travers le circuit s'écrit $\boxed{\Phi_{\text{tot}} = Li + MI.}$

On a alors bien, par identification avec le résultat de la question 4, les expressions de l'énoncé.

6 - La fem induite est en convention générateur, et sa valeur est donnée par la loi de Faraday :



$$\boxed{e = -\frac{d\Phi_{\text{tot}}}{dt} = -M \frac{dI}{dt} - L \frac{di}{dt}.}$$

7 - On écrit l'équation électrique du circuit à l'aide d'une loi des mailles :

$$\text{On a } e = Ri, \text{ soit } Ri + L \frac{di}{dt} = -M \frac{dI}{dt}.$$

$$\text{On passe en régime complexe : } R\underline{i} + j\omega L\underline{i} = -j\omega M\underline{I}.$$

$$\text{On en déduit } \boxed{\underline{H} = \frac{\underline{i}}{\underline{I}} = \frac{-j\omega M}{R + j\omega L}.}$$

$$8 - \boxed{|\underline{H}| = \frac{\omega M}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}.}$$

Lorsque $\omega \ll \frac{R}{L}$ on a $|\underline{H}| \sim \frac{\omega M}{R}$ et qui tend vers 0.

Lorsque $\omega \gg \frac{R}{L}$ on a $|\underline{H}| \sim \frac{M}{L} = \frac{1}{N}$.

On peut donc mesurer des intensités dans la gamme de fréquences où l'amplitude de i est proportionnelle à celle de I , donc pour $f \gg \frac{R}{2\pi L}$.

À basse fréquence on n'a plus proportionnalité, la mesure devient donc plus complexe. À fréquence nulle (courant continu), i devient nul et on ne peut plus faire de mesure. On s'y attendait car le phénomène d'induction nécessite un flux variable du champ magnétique, et non pas constant.

- 9** - L'intérêt d'une telle pince est qu'on peut faire une mesure de courant sans "couper" le circuit pour placer un ampèremètre en série.