

DS de Physique 11 février 2026

PSI - Lycée du Parc des Loges

Durée 4H

N.B. : le candidat attachera la plus grande importance à la clarté, à la précision et à la concision de la rédaction.
Si un candidat est amené à repérer ce qui peut lui sembler être une erreur d'énoncé, il le signalera sur sa copie et devra poursuivre sa composition en expliquant les raisons des initiatives qu'il a été amené à prendre.

Les calculatrices sont autorisées

- Les résultats numériques exprimés sans unité ou avec une unité fautive ne seront pas comptabilisés.
- Les explications qualitatives des phénomènes interviennent dans la notation au même titre que les calculs.
- Tout résultat fourni dans l'énoncé peut être admis et utilisé par la suite, même s'il n'a pas été démontré par le candidat ou la candidate.

Partie I – Fonctionnement électrique d'un nerf

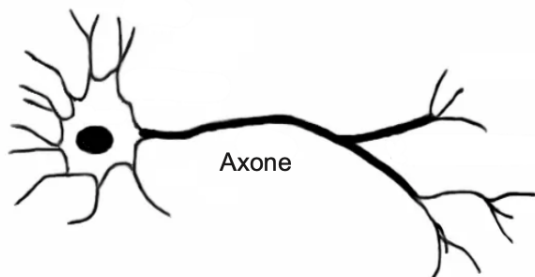


Figure 9.a - Schéma d'un neurone

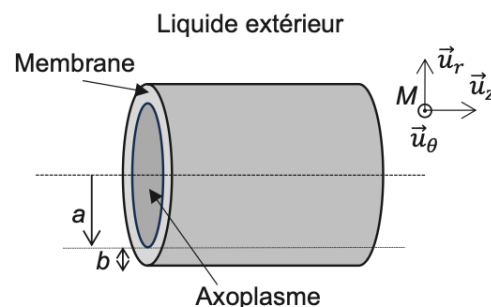


Figure 9.b - Schéma d'un axone

Un neurone est une cellule complexe dont nous allons étudier une partie, l'axone, ou fibre nerveuse, qui conduit le signal nerveux électrique dans le corps humain.

On modélise un axone par un cylindre infiniment long d'axe $(O, \vec{u}_z)$, de rayon intérieur a . Il est constitué d'une membrane d'épaisseur b et de permittivité électrique relative ϵ_r et d'un axoplasme à l'intérieur de cette membrane (voir figure 9.b).

L'axoplasme est au potentiel V_A , tandis que le liquide extérieur est au potentiel V_E . La face intérieure de la membrane porte une charge de densité surfacique σ uniforme. On ne s'intéresse pas à la charge de la face extérieure.

On travaille en régime stationnaire.

On utilise la base locale $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z)$ en coordonnées cylindriques (r, θ, z) .

On admet que les calculs de champs dans la membrane sont identiques à ceux du vide, à ceci près qu'il faut remplacer la permittivité du vide ϵ_0 par $\epsilon_0 \epsilon_r$, où ϵ_r est la permittivité relative de la membrane.

Q36. Montrer que le champ électrique $\vec{E}(M)$ dans la membrane ne dépend que de r et qu'il est porté par le vecteur directeur $\vec{u}_r$.

En appliquant le théorème de Gauss, déterminer l'expression de $\vec{E}(M)$ en fonction de σ , $\epsilon_0 \epsilon_r$, a , r et de $\vec{u}_r$.

Q37. Quelle est la relation liant le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ et le potentiel $V(M)$? Déterminer l'expression du potentiel $V(M)$ en fonction de σ , $\epsilon_0 \epsilon_r$, a , r et de V_A .

En déduire que la charge surfacique σ peut s'écrire $\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r (V_A - V_E)}{a \ln\left(\frac{a+b}{a}\right)}$.

Q38. En utilisant la relation $a \gg b$, simplifier l'écriture de la charge surfacique σ en fonction de $\epsilon_0 \epsilon_r$, b , V_E et de V_A , puis montrer qu'on peut écrire la norme du champ électrique sous la forme $\|\vec{E}(M)\| = \left| \frac{V_A - V_E}{b} \right|$.

Quelle est la charge Q portée par la face intérieure d'une longueur L de membrane ?

Q39. En utilisant la relation $Q = C(V_A - V_E)$, déterminer l'expression de la capacité de la membrane pour une longueur L , puis sa capacité par unité de surface de membrane c_m . On trouve dans la littérature médicale $c_m = 1.10^{-2} \text{ F.m}^{-2}$.

Vérifier que cette valeur est compatible avec l'expression littérale trouvée plus haut.

Sachant que $V_A - V_E = -60 \text{ mV}$, déterminer numériquement σ et le champ électrique $\vec{E}(M)$ dans la membrane.

Permittivité électrique du vide : $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$

Constante de Planck : $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$

Célérité de la lumière dans le vide : $c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

Constante des gaz parfaits : $R = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

Charge de l'électron : $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Rayon intérieur d'un axone : $a = 5,0 \text{ }\mu\text{m}$

Épaisseur de la membrane de l'axone : $b = 7,0 \text{ nm}$

Permittivité relative de la membrane : $\epsilon_r = 8,0$

Gradient en coordonnées cylindriques : $\overrightarrow{\text{grad}}(f) = \frac{\partial f}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{u}_\theta + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{u}_z$

À l'ordre le plus bas, $\ln(1+x) = x$ pour $x \ll 1$

Partie II – Excitation magnétique d'un diapason

A - Génération du champ exciteur

Un solénoïde long (longueur L , rayon R), d'axe Oz , parcouru par un courant d'intensité I et possédant n spires par unité de longueur est utilisé pour générer un champ magnétostatique $\vec{B}$ (voir figure 4).

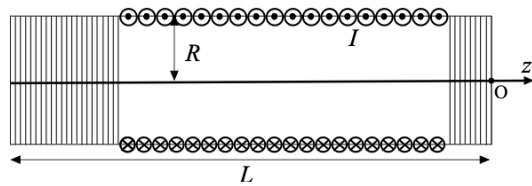


Figure 4 – Schéma du solénoïde

Q10. Dans l'approximation du solénoïde infini, justifier que le champ magnétostatique en tout point M à l'intérieur du solénoïde est de la forme :

$$\vec{B}(M) = B(r) \vec{u}_z$$

où r est la distance de M à la droite Oz et $\vec{u}_z$ le vecteur unitaire dirigeant l'axe Oz dans le sens des z croissants (voir figure 4).

Q11. Justifier que le champ magnétostatique est uniforme à l'intérieur du solénoïde infini. Établir son expression en admettant qu'il est nul à l'extérieur.

Q12. Estimer la norme B_0 de ce champ pour un bobinage de $1 \cdot 10^3$ spires·m⁻¹ avec $I = 0,1$ A. Comparer cette valeur à l'ordre de grandeur de la valeur du champ magnétique terrestre.

Q13. Quel est l'intérêt d'avoir supposé le solénoïde infini ? À quelle(s) condition(s) cette approximation est-elle valide ?

On suppose maintenant que le courant $i(t) = I \cos(\omega t)$ parcourant les spires du solénoïde est lentement variable.

Q14. Rappeler et nommer les équations de Maxwell.

Q15. Rappeler le cadre de l'ARQS magnétique. Justifier sa validité pour une fréquence f du courant d'excitation $i(t)$ de l'ordre de quelques centaines de Hz. Justifier alors qu'en tout point M , à l'intérieur du solénoïde, le champ électrique induit est de la forme :

$$E(M, t) = E(r, t) \vec{u}_\theta$$

dans la base cylindrique $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z)$ d'axe Oz .

Q16. Montrer que $E(r, t) = E_0(r) \sin(\omega t)$. On précisera l'expression de $E_0(r)$ en fonction de I , μ_0 , n , r et ω , puis en fonction de B_0 , r et ω .

B - Génération du champ exciteur

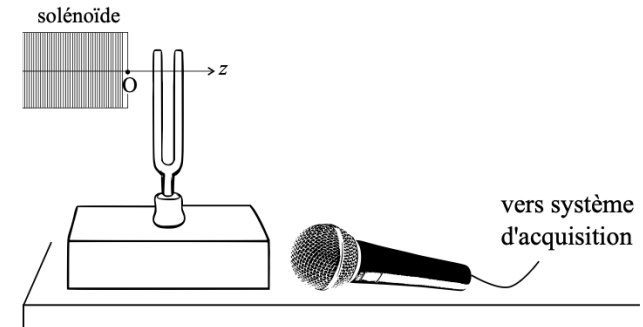


Figure 5 – Schéma du dispositif expérimental étudié dans les parties III et IV

Le champ électromagnétique obtenu aux questions Q15 et Q16 est utilisé pour forcer des oscillations mécaniques des branches du diapason. Les branches du diapason sont positionnées près d'une extrémité du solénoïde (voir figure 5).

On suppose que les branches du diapason sont recouvertes d'un métal assimilé à un conducteur parfait et on néglige les effets des bords au niveau du diapason, c'est-à-dire que l'interface air/métal est assimilée à un plan d'équation $z = \text{cste}$, où Oz est l'axe du solénoïde. L'air est assimilé au vide du point de vue de ses propriétés électromagnétiques.

Un conducteur parfait est caractérisé par une très grande conductivité électrique de telle sorte que le champ électrique est nul en son sein.

En un point M au voisinage de l'interface air/métal et de l'axe Oz à l'extérieur du solénoïde, le champ électromagnétique $(\vec{E}_i, \vec{B}_i)$ dans l'air créé par le solénoïde est d'abord approché par

$$\begin{cases} \vec{E}_i(M, t) = \frac{E_0(r)}{2} \sin(\omega t) \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_i(M, t) = \frac{B_0}{2} \cos(\omega t) \vec{u}_z \end{cases}$$

dans la base cylindrique $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z)$ d'axe Oz , où $E_0(r)$ et B_0 sont les quantités dont les expressions ont été obtenues dans la partie II. Dans toute la suite, on se limite à des points M situés au voisinage de l'axe Oz .

Q18. Justifier l'existence d'un champ réfléchi $(\vec{E}_r, \vec{B}_r)$ dans l'air.

champ créé par le métal qui se superpose au champ créé par le solénoïde (au voisinage direct de l'interface air/métal du diapason). Vous pourrez vous aider de la relation de passage fournie en fin de sujet.

Q19. Exprimer $\vec{E}_r(M, t)$ à l'aide de la relation de passage fournie en fin de sujet. En déduire $\vec{B}_r(M, t)$ en utilisant une équation de Maxwell. Dans le cadre de ce modèle, donner alors l'expression du champ électromagnétique dans l'air.

En réalité, un modèle plus fin permet de montrer que le champ magnétique (total) dans l'air près de l'interface air-métal est de la forme :

$$\vec{B}(M, t) = b(z) \cos(\omega t) \vec{u}_z \quad \text{avec} \quad b(z) = B_0 \left[\frac{z + L}{\sqrt{(z + L)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right].$$

Q20. Sachant que $z \simeq 5 \text{ mm}$, $R \simeq 5 \text{ cm}$, $L \simeq 50 \text{ cm}$, montrer que

$$b(z) \simeq B_0 \left(1 + a \frac{z}{R} \right).$$

On donnera la valeur du coefficient numérique a . Dans quelle limite cette expression approchée redonne-t-elle celle obtenue à la **question Q19** ?

Dans la suite, on conserve l'expression affine de $\vec{B}(M, t)$ obtenue à la **question Q20**. Le fer qui constitue les branches du diapason s'aimante en présence du champ magnétique exciteur. On admet qu'en présence d'un champ $\vec{B}(M, t)$ dans l'air, l'élément de volume dV , centré sur le point M dans le métal, se comporte comme un aimant de moment magnétique $d\vec{\mu}(M, t)$, tel que :

$$d\vec{\mu}(M, t) = \chi \vec{B}(M, t) dV$$

où χ est une constante réelle positive. On rappelle qu'un dipôle de moment magnétique $\vec{M}$ plongé dans un champ magnétique $\vec{B}$ subit la force $\vec{F}_m$, telle que :

$$\vec{F}_m = (\vec{M} \cdot \text{grad}) \vec{B}.$$

Q21. On considère un élément de volume dV , centré sur le point M , situé au voisinage de l'interface air/métal. Montrer que la force $d\vec{F}_m$ subie par cet élément de volume, dans le cadre du modèle développé dans cette partie, s'écrit à l'ordre le plus bas :

$$d\vec{F}_m \simeq -\alpha \cos^2(\omega t) dV \vec{u}_z$$

où α est une constante positive que l'on exprimera en fonction de χ , B_0 , R et éventuellement a (si l'on n'a pas déterminé sa valeur à la **question Q20**). Les dipôles induits sont-ils attirés vers la zone de champ fort ?

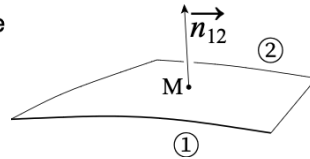
Q22. Pour un diapason résonant à la fréquence 256 Hz, à quelle fréquence doit-on régler la source du courant $i(t)$ pour exciter le diapason à résonance ?

Données utiles

- Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$

- Relation de passage pour le champ électrique à une interface entre deux milieux ① et ② :

$$\vec{E}_2(M, t) - \vec{E}_1(M, t) = \frac{\sigma(M, t)}{\varepsilon_0} \vec{n}_{12}$$



Ainsi seule la composante normale à l'interface présente une discontinuité en présence d'une densité surfacique de charge.

- En coordonnées cylindriques,

$$\text{grad } f = \frac{\partial f}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{u}_\theta + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{u}_z$$

$$\text{rot } \vec{A} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) \vec{u}_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \vec{u}_\theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{u}_z$$

L'électricité de demain pourra-t-elle se passer de fils électriques ? La nécessité actuelle de supprimer les fils et réduire l'encombrement, ou encore la multiplication des appareils électriques à faible consommation contribuent au développement des techniques et dispositifs de transmission d'énergie sans fil, inspirés des travaux pionniers de Nikola Tesla au début du XX^e siècle. Les applications sont nombreuses et touchent divers domaines (voir figure 1) : de l'usage domestique (recharge d'appareils avec batteries, alimentation de petits appareils courants) au monde industriel (recharge de voitures électriques, applications diverses de la transmission de puissance, pour les trains par exemple), en passant par la médecine (apport d'énergie électrique aux implants, sans effectuer d'opérations chirurgicales lourdes).



FIGURE 1 – Quelques applications de la transmission d'énergie sans fil, de gauche à droite : recharge de téléphone portable, recharge sans fil d'une voiture Nissan Leaf®, pacemaker.

Il existe aujourd'hui différents moyens de transmission de puissance sans fil. Citons notamment le couplage inductif non résonant en champ proche, le couplage inductif résonant en champ proche (voir figure 2) et le rayonnement en champ lointain (voir figure 3). Les caractéristiques, avantages et inconvénients de ces techniques sont donnés dans le tableau ci-après. Nous développerons dans cette partie certains aspects du couplage inductif, non résonant puis résonant.



FIGURE 2 – À gauche : couplage inductif non résonant en champ proche ; à droite : couplage inductif résonant en champ proche.

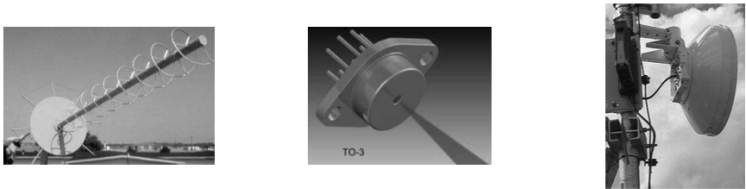


FIGURE 3 – Quelques dispositifs de rayonnement en champ lointain, de gauche à droite : antenne à forte directivité, diode laser, antenne micro-onde.

Mentionnons que le transfert de puissance sans fil par couplage résonant a été récemment mis en évidence par l'équipe de recherche dirigée par Marin Soljačić, au *Massachusetts Institute of Technology* (MIT), en réalisant une transmission de puissance de 60 W avec une distance de 2 m séparant les deux

Partie III – Transmission d'énergie électrique sans fil

bobinages, permettant d'allumer une ampoule (voir figure 2). Ces travaux performants ont donné lieu à une publication dans la revue Science en 2007. C'est à cette occasion que le terme « witracity », contraction de Wireless Electricity, est apparu.

	Couplage non résonant	Couplage résonant	Rayonnement
Matériel nécessaire	bobines	bobines	antenne à grande directivité
Type de champ	magnétique	magnétique	électrique
Distance de transmission	faible	faible/moyenne	moyenne/grande
Puissance transmissible	faible	moyenne	moyenne/grande
Interactions avec le milieu	faible	faible	forte
Sécurité	élevée	élevée	potentiellement dangereux

TABLE 1 – Comparaison des différentes techniques.

COUPLAGE INDUCTIF NON RÉSONANT

A / Étude des bobines utilisées

Pour établir un couplage inductif non résonant entre une bobine émettrice et une bobine réceptrice, on peut utiliser des solénoïdes ou des bobines « plates » 2D (voir figure 4).



FIGURE 4 – Bobines utilisées.

B / Transfert de puissance : rendement de Yates

Intéressons-nous à présent au cas d'une bobine « plate », constituée (pour simplifier) de N spires circulaires identiques, d'axe de révolution Oz et de rayon a , placées dans le plan $z = 0$ et parcourues par un courant d'intensité $i(t)$. On se place à nouveau dans le cadre de l'ARQS et on considère un point M de l'axe Oz , de cote $z > 0$.

A6. Préciser, en justifiant votre réponse, la direction du champ magnétique $\vec{B}(M)$ au point M .

A7. Que dire du plan d'équation $z = 0$ d'un point de vue des courants ? Qu'en déduire d'un point de vue du champ magnétique ? En déduire une relation simple entre $B_z(-z)$ et $B_z(z)$.

On donne l'expression du champ magnétique créé par la bobine « plate » au point M :

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 N i(t) a^2}{2 (z^2 + a^2)^{3/2}}.$$

A8. Représenter l'allure de la fonction $B_z(z)$. Exprimer le champ magnétique maximal $B_{z,\max}$, et déterminer à quelle distance $z_{1/2}$ de la spire le champ magnétique vaut $B_{z,\max}/2$, en fonction de a .

On donne sur la figure 5 les cartes de champ du solénoïde et de la bobine « plate », simulées à l'aide du logiciel FEMM (*Finite Element Method Magnetics*).

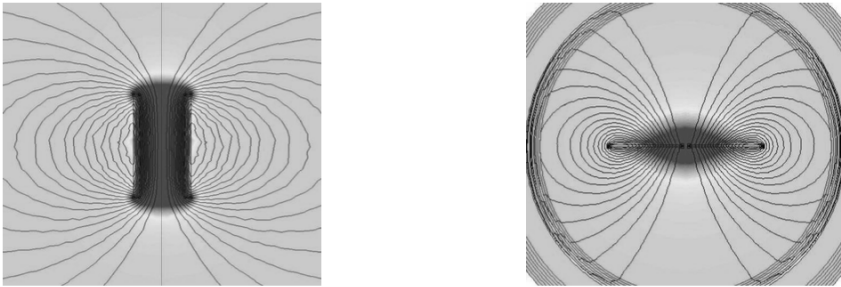


FIGURE 5 – Cartes de champ du solénoïde (à gauche) et de la bobine « plate » (à droite).

A9. Justifier les symétries et/ou antisymétries observées sur chacune de ces cartes de champ.

A10. Sur la carte de champ du solénoïde, on remarque que les lignes de champ se resserrent au sein du solénoïde et qu'elles y sont approximativement parallèles. Que peut-on déduire de ces observations topologiques ? Quelle propriété, relative au flux du champ $\vec{B}$, permet de le confirmer ?

Modélisons à présent le transfert inductif de puissance entre deux bobines, comme celles représentées sur la figure 6.

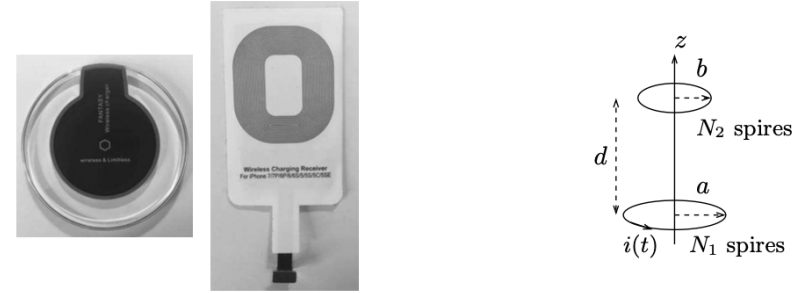


FIGURE 6 – À gauche : système de transmission classique (émetteur et récepteur) utilisé dans les chargeurs sans fil actuels. À droite : schéma et notations utilisées.

Une bobine émettrice « plate », de résistance électrique R_1 et d'inductance propre L_1 , comportant N_1 spires circulaires de rayon a , est parcourue par un courant d'intensité :

$$i(t) = I_0 \cos(\omega t)$$

imposé par un générateur (non représenté sur la figure 6).

B1. Définir et exprimer la puissance instantanée reçue par la bobine émettrice de la part du générateur, notée $P_{\text{reçu}}$, en fonction de L_1 , R_1 , de l'intensité $i(t)$ et de sa dérivée di/dt . En déduire la moyenne temporelle de cette puissance $\langle P_{\text{reçu}} \rangle$ en fonction de R_1 et I_0 .

Considérons également une bobine réceptrice « plate », de résistance électrique R_2 , d'inductance propre L_2 et comportant N_2 spires circulaires de rayon b , située à une distance d de la bobine émettrice. On cherche à définir et exprimer le rendement de transfert de puissance entre les deux bobines, dans le cas d'un alignement parfait. On rappelle l'expression du champ magnétique créé par la bobine émettrice en un point $M(z)$ de l'axe Oz :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 N_1 i(t) a^2}{2 (z^2 + a^2)^{3/2}} \vec{u}_z.$$

Pour simplifier, on suppose ce champ magnétique uniforme dans le plan de la bobine réceptrice.

B2. Exprimer le flux Φ du champ magnétique créé par la bobine émettrice à travers la bobine réceptrice, en fonction de $i(t)$, a , b , d , N_1 et N_2 .

B3. Le courant $i(t)$ étant variable, il apparaît une force électromotrice (fem) $e(t)$ aux bornes de la bobine réceptrice. Quel phénomène est ainsi mis en évidence ? Donner l'équation locale de Maxwell à l'origine de celui-ci.

B4. Après avoir nommé la loi utilisée, exprimer la fem $e(t)$ en fonction de I_0 , ω , t , a , b , d , N_1 et N_2 . On négligera le flux magnétique propre du circuit récepteur devant le flux extérieur.

B5. En négligeant l'inductance propre L_2 de la bobine réceptrice, en déduire la puissance reçue par cette dernière de la part de la bobine émettrice, notée $P_{\text{gén}}$, puis sa moyenne temporelle $\langle P_{\text{gén}} \rangle$ en fonction de I_0 , ω , a , b , d , N_1 , N_2 et R_2 .

On définit le rendement de transmission de puissance par le quotient :

$$\eta = \frac{\langle P_{\text{gén}} \rangle}{\langle P_{\text{reçue}} \rangle}.$$

B6. Montrer que le rendement peut se mettre sous la forme :

$$\eta = k \frac{\mu_0^2 N_1^2 N_2^2 a^4 b^4 \omega^2}{R_1 R_2 (d^2 + a^2)^3}$$

avec k un coefficient sans dimension à expliciter. Ce résultat constitue la loi de Yates.

C / Modélisation du couplage : inductance mutuelle

On propose dans cette sous-partie une modélisation plus générale du couplage magnétique, s'affranchissant des hypothèses faites dans la sous-partie précédente. Le couplage est quantifié par l'inductance mutuelle M entre les deux bobines, d'inductances propres respectives L_1 et L_2 (voir figure 7).

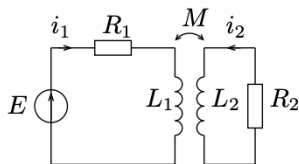


FIGURE 7 – Circuits couplés par mutuelle inductance.

C1. Rappeler la définition de M , ainsi que sa dimension.

C2. En appliquant la loi des mailles dans chacun des deux circuits, établir le système d'équations électriques couplées vérifiées par les intensités $i_1(t)$ et $i_2(t)$.

C3. Montrer que ce système d'équations conduit au bilan de puissance

$$E i_1 = R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2 + \frac{d\mathcal{E}_{\text{mag}}}{dt}$$

avec $\mathcal{E}_{\text{mag}}$ une quantité à exprimer en fonction de L_1 , L_2 , M , i_1 et i_2 . Interpréter ce bilan.

C4. On pose la variable adimensionnée $x = i_1/i_2$. Mettre $\mathcal{E}_{\text{mag}}$ sous la forme

$$\mathcal{E}_{\text{mag}} = \frac{1}{2} i_2^2 P(x)$$

où $P(x)$ est un polynôme d'ordre 2 que l'on explicitera.

C5. En admettant que $\mathcal{E}_{\text{mag}}$ est une quantité positive, montrer que l'inductance mutuelle vérifie une inégalité de la forme $M \leq M_{\text{max}}$. Exprimer son majorant M_{max} en fonction de L_1 et L_2 .

C6. Connaissez-vous d'autres applications de tels circuits couplés par mutuelle induction dans les domaines de l'industrie et de la vie courante ? Deux applications détaillées sont attendues.

D / Résultats expérimentaux

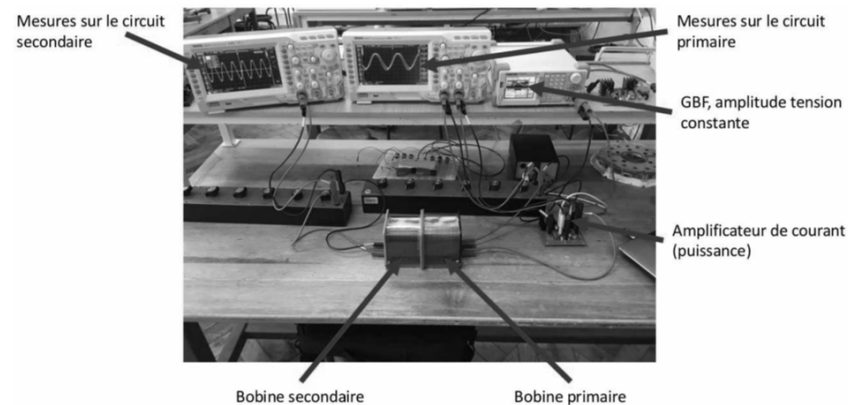


FIGURE 8 – Photographie légendée du montage expérimental.

On cherche à tester expérimentalement, à partir de matériel usuel de travaux pratiques (voir figure 8), la prédiction théorique de Yates obtenue à la question **B6** :

$$\eta = k \frac{\mu_0^2 N_1^2 N_2^2 a^4 b^4 \omega^2}{R_1 R_2 (d^2 + a^2)^3}.$$

Un générateur basse fréquence (GBF), délivrant un signal sinusoïdal de fréquence f , alimente un circuit composé d'une bobine émettrice d'inductance $L = 0,86$ mH, dite « bobine primaire », et d'une résistance. Un amplificateur de courant permet d'augmenter la puissance fournie à la bobine émettrice. On place à une distance d de la bobine émettrice une bobine réceptrice identique, dite « bobine secondaire », mise en série avec une résistance. Deux oscilloscopes permettent de mesurer les puissances moyennes reçues par les bobines émettrice et réceptrice. Les bobines étant accolées, on étudie tout d'abord la variation du rendement η avec la fréquence f imposée par le GBF, tous les autres paramètres demeurant constants (voir figure 9).

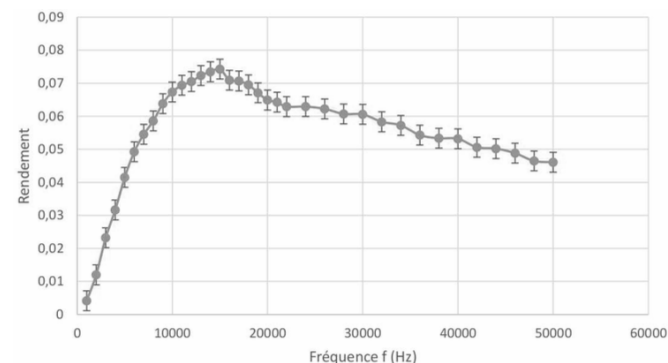


FIGURE 9 – Évolution du rendement en fonction de la fréquence.

- D1.** Estimer le rendement expérimental maximal $\eta_{\max}$, ainsi que la fréquence $f_{\max}$ à laquelle celui-ci est atteint.
- D2.** Quel comportement en fréquence pouvait-on prévoir par la loi théorique de Yates ? Ce comportement est-il vérifié expérimentalement ? On pourra distinguer le cas des basses et hautes fréquences.

En réalité, chaque bobine souffre d'effets capacitifs associés aux différents matériaux isolants séparant les spires. On propose de déterminer un ordre de grandeur de cette capacité parasite C_p .

- D3.** Rappeler l'expression de la pulsation propre ω_0 d'un oscillateur électronique LC en fonction de L et C .
- D4.** En supposant que le rendement soit maximal pour la pulsation ω_0 , en déduire la valeur de C_p .

On cherche ensuite à sonder expérimentalement l'influence d'un désalignement des bobines sur le rendement. Les résultats sont présentés sur la figure 10.

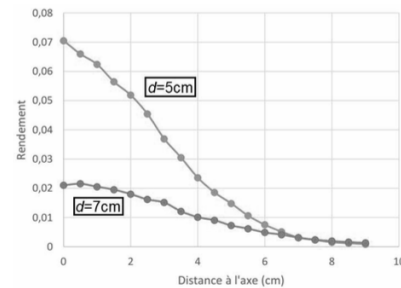
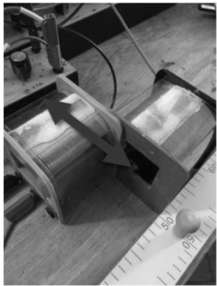


FIGURE 10 – Évolution du rendement en fonction du désalignement entre les bobines. Chaque série de mesures est effectuée à écartement longitudinal entre bobines d fixé.

- D5.** Interpréter l'évolution observée. Justifier qualitativement que l'effondrement du rendement soit plus important lorsque d est petit.

On sonde enfin l'influence de l'orientation relative des bobines sur le rendement. Les résultats sont reportés sur la figure 11.

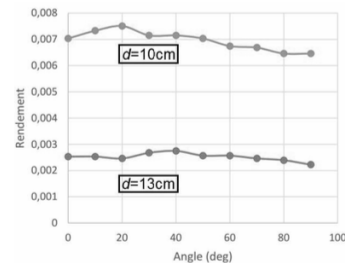


FIGURE 11 – Évolution du rendement en fonction de l'angle entre les bobines.

- D6.** Commenter les résultats obtenus. Proposer une justification qualitative, en lien avec les cartes de champ représentées sur la figure 5, permettant de comprendre le contraste avec les résultats obtenus à la question **D5**.

Données

Célérité de la lumière dans le vide : $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$.

Permittivité diélectrique du vide : $\epsilon_0 = 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$.

Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$.

Conductivité du cuivre : $\sigma = 5,9 \cdot 10^7 \text{ } \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$.

Épaisseur de peau : $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}}$ (ω : pulsation).