

## Corrigé du problème A : conductivité d'anneaux mésoscopiques

### A.1 Ligne bifilaire supraconductrice au niobium

<p><b>A.1.1</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Inductance linéique <math>\Lambda</math> en <math>\text{H} \cdot \text{m}^{-1}</math> (henry par mètre)</li> <li>• Capacité linéique <math>\Gamma</math> en <math>\text{F} \cdot \text{m}^{-1}</math> (farad par mètre)</li> <li>• La supraconductivité est caractérisée par une résistance au courant nulle, ce qui justifie le fait qu'il n'y ait pas de résistance dans le modèle.</li> </ul>	
<p><b>A.1.2</b> Les lois de Kirchhoff (loi des nœuds et loi des mailles) conduisent à :</p> $\left\{ \begin{array}{l} \overset{\text{tension aux bornes de la bobine}}{\Lambda dx \frac{\partial i}{\partial t}} + u(x+dx, t) \\ i(x+dx, t) = \underbrace{-\Gamma dx \frac{\partial u}{\partial t}}_{\text{intensité dans la branche du condensateur}} + i(x, t) \end{array} \right.$ <p>Soit, en se limitant à l'ordre 1 :</p> $\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} = -\Lambda \frac{\partial i}{\partial t} \quad (1) \\ \frac{\partial i}{\partial x} = -\Gamma \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2) \end{array} \right.$	
<p><b>A.1.3</b> En combinant les équations (1) et (2), on arrive à :</p>	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \Gamma \Lambda \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3) \\ \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - \Gamma \Lambda \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = 0 \quad (4) \end{array} \right.$
<p><b>A.1.4</b> Les deux équations sont identiques. Ce sont des équations de propagation de d'Alembert. La quantité <math>c = \frac{1}{\sqrt{\Lambda\Gamma}}</math> représente la vitesse de propagation dans la ligne bifilaire.</p>	

### A.2 Calcul de la capacité linéique de la ligne bifilaire

<p><b>A.2.1</b> Proposition de rédaction pour le calcul du champ électrique :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Système de coordonnées : cylindriques (axe <math>(Oz)</math> = axe du fil)</li> <li>• Symétries : le plan contenant le fil infini et passant par un point <math>M</math> quelconque de l'espace (en dehors du fil) est plan de symétrie, donc le champ électrique est contenu dans ce plan. Le plan orthogonal passant par <math>M</math> est aussi un plan de symétrie. Conclusion : le champ électrique est à l'intersection de ces deux plans, il est donc radial <math>\vec{E}(M) = E(r, \theta, z)\vec{e}_r</math></li> <li>• Invariances : toute rotation autour du fil laisse invariante la distribution de courant et toute translation parallèlement au fil aussi. Autrement dit le champ électrique ne dépend que de la variable de distance <math>r</math> : <math>\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r</math></li> <li>• Calcul par le théorème de Gauss :             <ul style="list-style-type: none"> <li>- Choix de la surface de Gauss : le cylindre d'axe le fil, passant par <math>M</math>, de hauteur <math>H</math> quelconque et avec deux couvercles.</li> <li>- Théorème de Gauss : <math>\oiint_{\text{cylindre}} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{qH}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}}} = 2\pi r H E</math> soit : <math>E = \frac{q}{2\pi r \epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}}}</math></li> </ul> </li> </ul>	
---	--

<p><b>A.2.2</b>  Champ électrique créé par la ligne positive en un point <math>M(x, y, 0)</math> :</p> $\vec{E}_+ = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \frac{1}{d-y} (-\vec{e}_y)$ <p>Champ électrique créé par la ligne négative en un point <math>M(x, y, 0)</math> :</p> $\vec{E}_- = \frac{q}{2\pi\epsilon_{eff}} \frac{1}{d+y} (-\vec{e}_y)$ <p>Champ total entre les fils :</p> $\vec{E} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \left( \frac{1}{d-y} + \frac{1}{d+y} \right) (-\vec{e}_y)$		
<p><b>A.2.3</b> Circulation du champ électrique :</p> $C_{+\rightarrow-} = \int_{che\ min} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \left[ \ln\left(\frac{d+y}{d-y}\right) \right]_{-d+a}^{d-a}$ $= \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \left[ \ln\left(\frac{2d-a}{a}\right) - \ln\left(\frac{a}{2d-a}\right) \right]$ $= \frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \ln\left(\frac{2d-a}{a}\right) \approx \frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \ln\left(\frac{2d}{a}\right)$ <p>Le champ électrique vérifiant <math>\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(V)</math>, on a donc immédiatement :</p> $V_+ - V_- = C_{+\rightarrow-} = \frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}} \ln\left(\frac{2d}{a}\right)$		
<p><b>A.2.4</b> La charge d'une portion <math>d\ell</math> de ligne est <math>dq = q \cdot d\ell</math>, la relation entre la charge et la tension aux bornes d'un condensateur (<math>Q = CU</math>) conduit à <math>C = \frac{\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}}{\ln(2d/a)} d\ell</math>, soit une capacité linéique</p> $\Gamma = \frac{\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}}{\ln(2d/a)}$		

### A.3 Résonances de la ligne bifilaire et impédance équivalente

<p><b>A.3.1.a</b> On injecte <math>\underline{u}_+(x, t) = U_+ e^{j(\omega t - kx)}</math> dans l'équation (3) d'où <math>-k^2 + \frac{\Gamma\Lambda\omega^2}{1/c^2} = 0</math></p> <p>Soit <math>\omega = k \cdot c</math> (Relation de dispersion)</p>		
<p><b>A.3.1.b</b> On avait trouvé</p> $\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = -\Lambda \frac{\partial i}{\partial t} & (1) \\ \frac{\partial i}{\partial x} = -\Gamma \frac{\partial u}{\partial t} & (2) \end{cases}$ <p>avec <math>\frac{\partial \bullet}{\partial x} \leftrightarrow -jk \bullet</math> et <math>\frac{\partial \bullet}{\partial t} \leftrightarrow j\omega \bullet</math></p> <p>D'où l'on tire immédiatement : <math>jk\underline{u}_+ = j\omega\Lambda\underline{i}_+</math> et donc <math>Z_C = \frac{\Lambda\omega}{k} = \sqrt{\frac{\Lambda}{\Gamma}}</math>.</p> <p>Ce rapport défini par une tension sur un courant est une impédance : c'est l'<u>impédance caractéristique</u> de la ligne.</p>		
<p><b>A.3.2</b> Pour une onde dans le sens des <math>x</math> décroissants : <math>\underline{u}_- = U_- e^{j(\omega t + kx)}</math> et <math>\underline{i}_- = I_- e^{j(\omega t + kx)}</math>.</p> <p>En reprenant le même type de calculs que dans la question <b>A.3.1.b</b>, il vient <math>\frac{\underline{u}_-}{\underline{i}_-} = -Z_C</math>. Il faut noter la présence du signe moins venant du changement du sens de propagation de l'onde.</p>		

**A.3.3** On a les relations suivantes :  $U_+ = Z_C I_+$  et  $U_- = -Z_C I_-$  d'où

$$\begin{cases} \underline{u}(x, t) = U_+ e^{j(\omega t - kx)} + U_- e^{j(\omega t + kx)} \\ \underline{i}(x, t) = \frac{1}{Z_C} (U_+ e^{j(\omega t - kx)} - U_- e^{j(\omega t + kx)}) \end{cases}$$

On a la condition d'annulation du courant en  $x = 0$  :  $i(0) = 0$  donc  $U_+ = U_-$

On en déduit 
$$\underline{Z}(x) = \frac{\underline{u}}{\underline{i}} = \frac{U_+ (e^{-jkx} + e^{jkx})}{U_+ (e^{-jkx} - e^{jkx})} Z_C = j \frac{Z_C}{\tan(kx)}$$

**A.3.4** Impédance d'entrée : 
$$\underline{Z}_e = \underline{Z}(x = \ell) = j \frac{Z_C}{\tan(k\ell)}$$

**A.3.5.a** En parallèle, l'admittance équivalente est égale à la somme des admittances. Ce qui revient à dire que l'impédance équivalente à deux impédances branchées en parallèle est égale au rapport du produit sur la somme des impédances. On a donc :

$$\underline{Z}_{eq} = \frac{jL\omega \times \frac{1}{jC\omega}}{jL\omega + \frac{1}{jC\omega}} = -j \frac{L/C}{(L\omega - 1/C\omega)} = -j \frac{Z_0}{\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

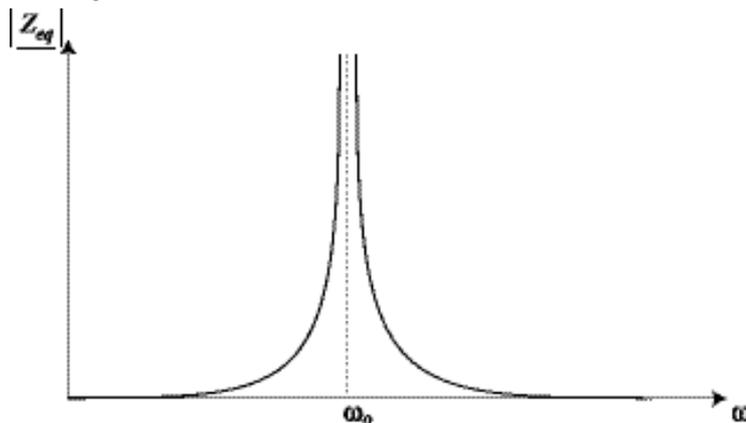
proposée, on a : 
$$\begin{cases} \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \\ Z_0 = \sqrt{L/C} \end{cases}$$

Il s'agit bien d'une expression du même type que  $\underline{Z}_e = j \frac{Z_C}{\tan(k\ell)}$

avec 
$$\begin{cases} \tan(k\ell) = \frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \\ Z_0 = Z_C \end{cases}$$
, donc le modèle proposé est bien équivalent à la ligne du point

de vue du générateur.

**A.3.5.b** On trace le module de  $\underline{Z}_{eq}$  en fonction de la pulsation. Il y a un phénomène de résonance pour  $\omega = \omega_0$ .



**A.3.6** On a une résonance pour  $\omega = \omega_0$  soit pour  $\tan(k\ell) = -\frac{\omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega} = 0$ . La fonction

tangente s'annule pour les multiples de  $\pi$ , on a donc  $k\ell = n\pi$  ( $n \in \mathbb{N}^*$ ).

Or, 
$$\omega = k \cdot c = n\pi \frac{1}{\ell \sqrt{\Lambda \Gamma}}$$

On retrouve les pulsations de résonance d'une corde tendue ou d'un tuyau sonore (ondes

stationnaires dans ces systèmes)		
<b>A.3.7</b> La fréquence du fondamental valant $f_1 = 320 \text{ MHz}$ , on a $c = 2\ell f_1$ soit numériquement $c = 1.24 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (inférieure à la vitesse de la lumière car $\epsilon_{\text{eff}} > 1$ ).		

#### A.4 Quantification du flux magnétique à travers un anneau

<b>A.4.1</b> $\Phi = \iint_{\text{anneau}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint_{\text{anneau}} B dS = BS = \pi R^2 B$ . Le flux magnétique s'exprime en weber (Wb) ou en tesla. mètre carré ( $\text{T} \cdot \text{m}^2$ ).		
<b>A.4.2</b> Dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen, un électron est soumis à la force de Lorentz (on néglige toutes les autres forces comme la force de pesanteur par exemple). Le principe fondamental de la dynamique conduit à $m\vec{a} = -e(\vec{v} \wedge \vec{B})$ . En projetant cette relation sur le vecteur radial de la base polaire, on arrive à $-m \frac{v^2}{R} = -evB$ soit encore $v = \frac{eBR}{m} = \frac{\pi R^2 B e}{m\pi R} = \frac{e\Phi}{\pi R m}$ .		
<b>A.4.3.a</b> La constante de Planck s'exprime en J.s soit encore en $\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . Un moment cinétique ( $m \cdot r \cdot v$ ) s'exprime aussi en $\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ : c'est la même unité que la constante de Planck.		
<b>A.4.3.b</b> En appliquant la condition de Bohr, on arrive à $L = mRv = n \frac{h}{2\pi}$ or $mRv = \frac{e\Phi}{\pi}$ donc : $\Phi = n \frac{h}{2e}$ . Le flux magnétique est donc quantifié, c'est un multiple du quantum de flux $\Phi_1 = \frac{h}{2e}$ .		
<b>A.4.3.c</b> Application numérique : $\Phi_1 \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$		
<b>A.4.4</b> Le fondamental s'écrit tout simplement $I(\Phi) = I_0 \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_1}\right)$		

#### A.5 Couplage d'anneaux isolés à la ligne bifilaire

<b>A.5.1</b> On estime sur la microphotographie la largeur des carrés à environ $2 \mu\text{m}$ .		
<b>A.5.2</b> Proposition de rédaction pour le calcul du champ magnétique : <ul style="list-style-type: none"> <li>• Système de coordonnées : cylindriques (axe (Oz) = axe du fil)</li> <li>• Symétries : le plan contenant le fil infini et passant par un point M quelconque de l'espace (en dehors du fil) est plan de symétrie, donc le champ magnétique y est orthogonal. Autrement dit, le champ magnétique est orthoradial (les lignes de champ sont des cercles) <math>\vec{B}(M) = B(r, \theta, z)\vec{e}_\theta</math></li> <li>• Invariances : toute rotation autour du fil laisse invariante la distribution de courant et toute translation parallèlement au fil aussi. Autrement dit le champ magnétique ne dépend que de la variable de distance <math>r</math> : <math>\vec{B}(M) = B(r)\vec{e}_\theta</math></li> <li>• Calcul par le théorème d'Ampère : <ul style="list-style-type: none"> <li>- Choix du contour d'Ampère : le cercle passant par M de rayon <math>r</math>, d'axe le fil</li> <li>- Théorème d'Ampère : <math>\oint_{\text{cercle}} \vec{B}(M) \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I</math> où nous avons orienté le contour dans le sens donné par la main droite de telle façon que la circulation soit positive. On</li> </ul> </li> </ul>		

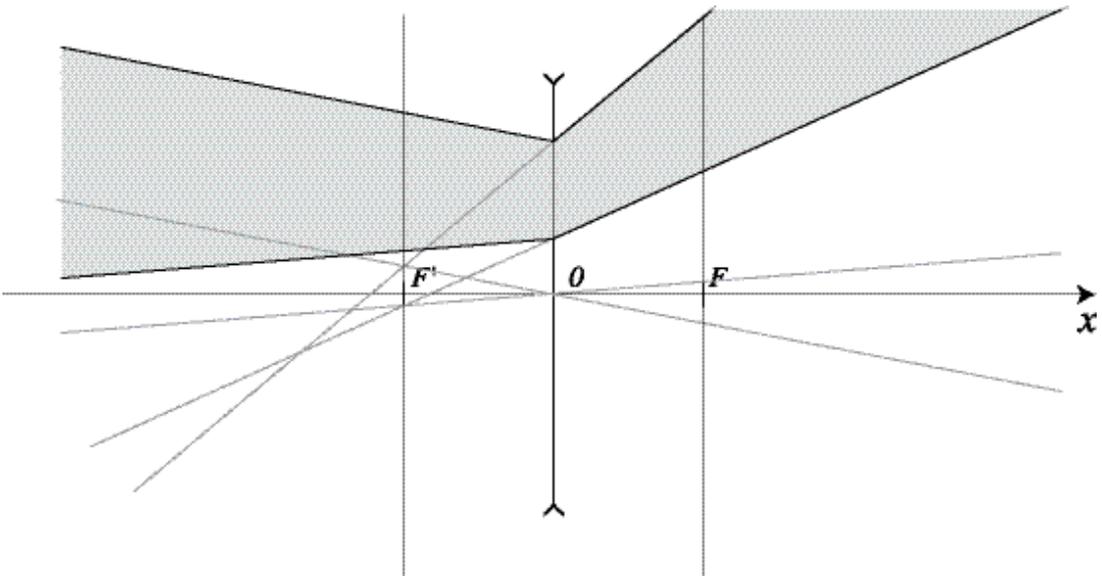
<p>en déduit alors <math>B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}</math>. Finalement :</p>	$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{e}_\theta$		
<p><b>A.5.3</b> Calculons le flux de ce champ magnétique à travers le carré coplanaire au fil :</p>			
$\Phi = \iint_{\text{carré}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint \frac{\mu_0 I}{2\pi r} dr dz = \frac{\mu_0 I}{2\pi} a \ln\left(\frac{d+a/2}{d-a/2}\right)$			
<p>On en déduit la valeur du coefficient de mutuelle <math>M</math> par la relation <math>\Phi = MI</math> :</p>			
$M = \frac{\mu_0}{2\pi} a \ln\left(\frac{d+a/2}{d-a/2}\right)$			
<p><b>A.5.4</b> Le champ magnétique créé par le fil engendre un flux magnétique capté par les <math>N</math> anneaux (chaque flux est identique d'après ce qui est dit dans l'énoncé). De plus chaque anneau reçoit deux fois le flux car l'anneau est entouré de deux fils (les méandres...). On a alors la mutuelle totale suivante : <math>M_T = 2NM</math></p>			
<p><b>A.5.5</b> En passant par les notations complexes, le flux magnétique capté par un anneau est :</p>			
$\underline{\phi}_1 = 2MI_1 e^{j\omega t}$			
<p>Noter la présence du facteur 2 : l'anneau capte deux fois du flux magnétique ( ligne bifilaire) La loi de Faraday donne alors la force électromotrice induite dans l'anneau :</p>			
$\underline{e} = -\frac{d\phi_1}{dt} = -2jM\omega I_1 e^{j\omega t}$			
<p><b>A.5.6</b> En appliquant la loi d'Ohm en notation complexe, on a <math>\underline{i} = G\underline{e} = -2j\omega MGI_1 e^{j\omega t}</math>. Le flux induit par ce courant dans la ligne bifilaire est égal à la mutuelle <math>2M</math> multipliée par ce courant :</p>			
$\underline{\delta\Phi} = 2M\underline{i} = -4j\omega M^2 GI_1 e^{j\omega t}$			
<p><b>A.5.7</b> Exprimons le flux magnétique total dans la ligne bifilaire : <math>\Phi_{tot} = \Phi_{propre} + \Phi_{mutuel}</math>.</p>			
<p>Soit</p>			
$\Phi_{tot} = LI_1(t) + N\delta\Phi = LI_1 e^{j\omega t} - 4Nj\omega M^2 G e^{j\omega t}$			
<p>Soit en isolant les parties réelles et imaginaires et en ne gardant que le terme en <math>\cos(\omega t)</math> (la partie en <math>\sin(\omega t)</math>, en quadrature, est un terme dissipatif car fonction de la partie réelle de la conductance), il vient <math>\Phi_{tot} = (L + 4N\omega M^2 \text{Im}(G)) I_1 e^{j\omega t}</math>. L'inductance de la ligne a donc varié de la quantité <math>\delta L = 4N\omega M^2 \text{Im}(G)</math></p>			
<p><b>A.5.8</b> Il suffit de calculer la différentielle logarithmique de l'expression <math>f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}</math> :</p>			
$\frac{df_0}{f_0} = -\frac{1}{2} \frac{dL}{L}$			
<p><b>A.5.9.a</b> Le champ magnétique dépend directement de l'intensité du courant circulant dans le solénoïde. Il suffit donc de faire varier l'intensité (continue) de ce courant pour faire varier le flux <math>\Phi_{DC}</math>.</p>			
<p><b>A.5.9.b</b> <math>\delta L = 4N\omega M^2 \text{Im}(G) = 4NM^2 \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi}\right)_{\Phi_{DC}}</math></p>			
<p><b>A.5.10</b> De l'expression du fondamental des courants permanents, <math>I(\Phi) = I_0 \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_1}\right)</math>, on arrive à : <math>\frac{\partial I}{\partial \Phi} = \frac{2\pi I_0}{\Phi_1} \cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_1}\right)</math></p>			
<p><b>A.5.11</b> Expérimentalement, on fait varier le flux <math>\Phi_{DC}</math> (en modifiant l'intensité du courant traversant le solénoïde extérieur), on mesure la nouvelle fréquence de résonance</p>			

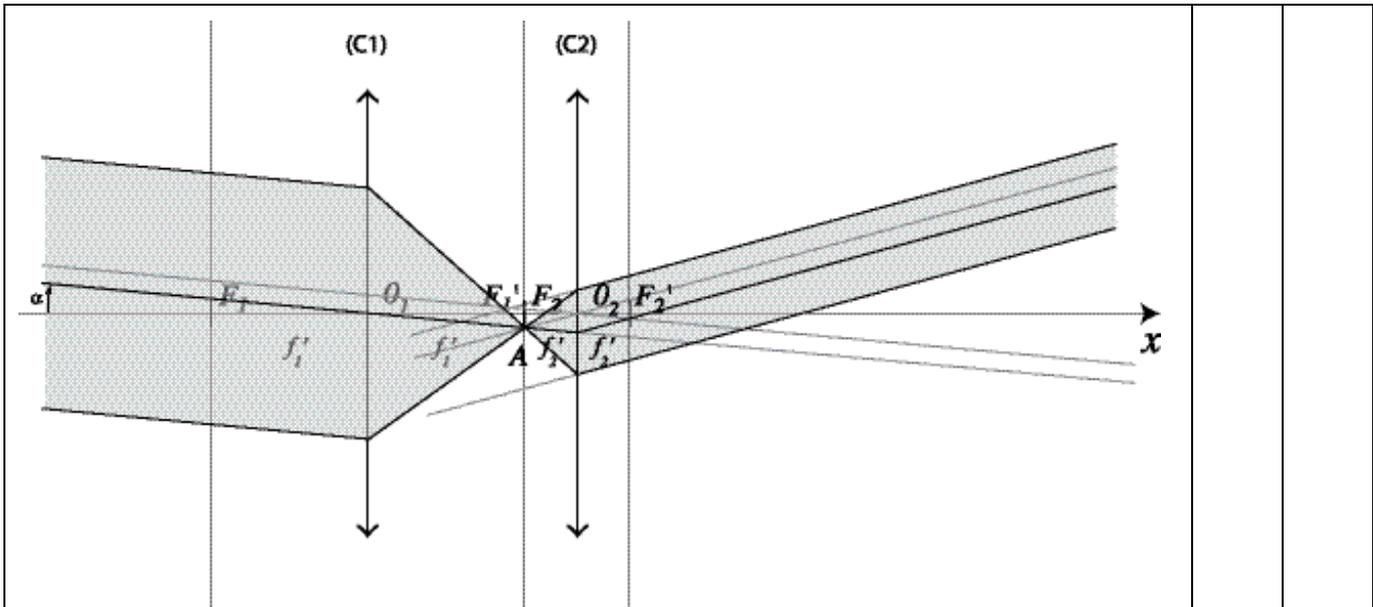
de la ligne bifilaire et on en déduit la variation de l'inductance $\delta L$ de la ligne, puis à l'aide de la formule $\delta L = 4N\omega M^2 \text{Im}(G)$ on en déduit $\text{Im}(G)$ .		
<p><b>A.5.12</b> On a montré en <b>A.5.10</b> que <math>\frac{\partial I}{\partial \Phi}</math> était une fonction périodique de période <math>\Phi_1</math>. Or <math>\text{Im}(G)</math> est proportionnel à <math>\frac{\partial I}{\partial \Phi}</math>, donc c'est aussi une fonction périodique de période <math>\Phi_1</math> (pour le fondamental). Graphiquement on mesure l'écart entre deux maxima de la courbe <math>\text{Im}(\delta G)</math>, ce qui représente environ 4 gauss (soit <math>4 \cdot 10^{-4}</math> T). Le flux correspondant vaut alors <math>\Phi = B \times a^2</math> où <math>a</math> est le côté du carré (environ <math>2 \mu\text{m}</math>), soit numériquement une période d'environ <math>1,6 \cdot 10^{-15}</math> Wb, très proche du quantum de flux magnétique.</p>		

**Corrigé du problème B :**  
**APPROCHE D'UN PROJECTEUR VIDEO**

*On a choisi d'utiliser dans ce corrigé le soulignement pour signifier toutes les notations algébriques*

**B.1 PRÉAMBULE**

<p><b>B.1.1</b> Faisceau transmis divergent ; cf. figure <b>B.1.1</b> :</p> 		
<p><b>B.1.2</b> Il faut que le faisceau issu de (C1) converge en un point du plan focal objet de (C2) et donc que les plans focaux image de (C1) et objet de (C2) soient confondus.</p>		
<p><b>B.1.3</b> cf. figure <b>B.1.3</b> :</p>		

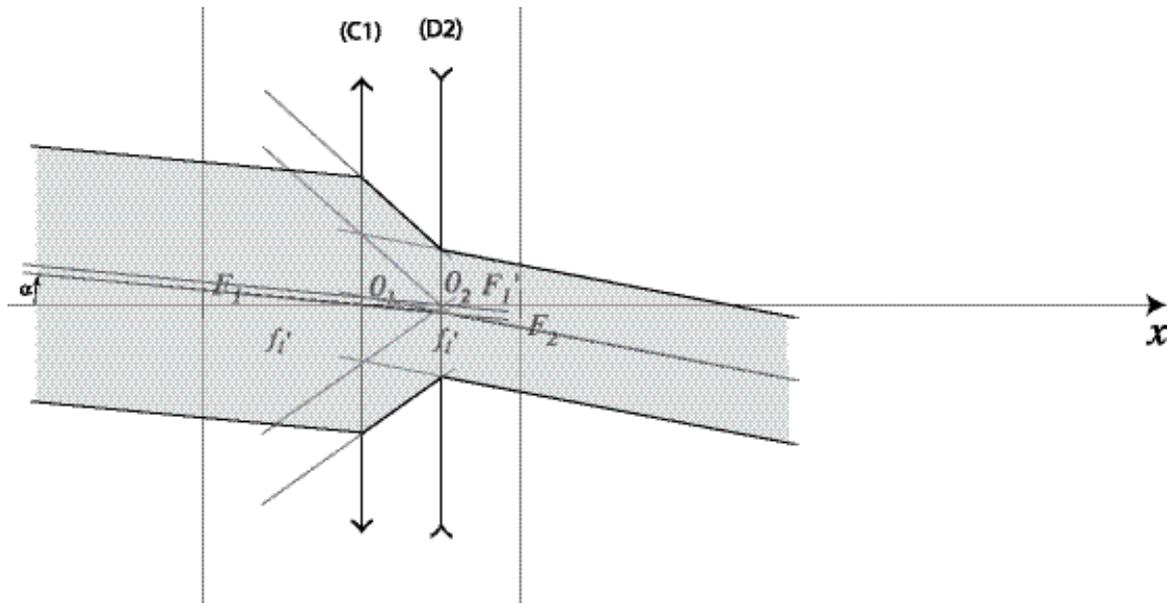


**B.1.4** On a  $G = f_2/f_1$ ; AN :  $G=1/3$

**B.1.5** La condition de Gauss implique un angle petit. Ainsi, on peut remplacer  $\tan \alpha$  par  $\alpha$ . Or  $\tan \alpha = -E_1'A/f_1$  et  $\tan \alpha' = F_2A/f_2$ ; d'où  $\alpha' = -\alpha \cdot f_1/f_2$ . ( $F_1$  et  $F_2'$  sont confondus) A.N. :  $\alpha' = -3\alpha$

**B.1.6** Il faut que le faisceau converge en un point du plan focal objet de (D2) donc que  $F_1$  et  $F_2$  soient superposés.

**B.1.7** cf. figure **B.1.7** :



**B.1.8** On a  $G = O_2F_1'/O_1F_1' = f_2'/f_1'$ .

**B.1.9** Comme dans **B.1.5**, on obtient  $\alpha' = -\alpha \cdot f_1'/f_2'$ .

**B.1.10** La position relative des plans focaux et des lentilles implique que le faisceau émergent est parallèle si et seulement si le faisceau incident l'est.

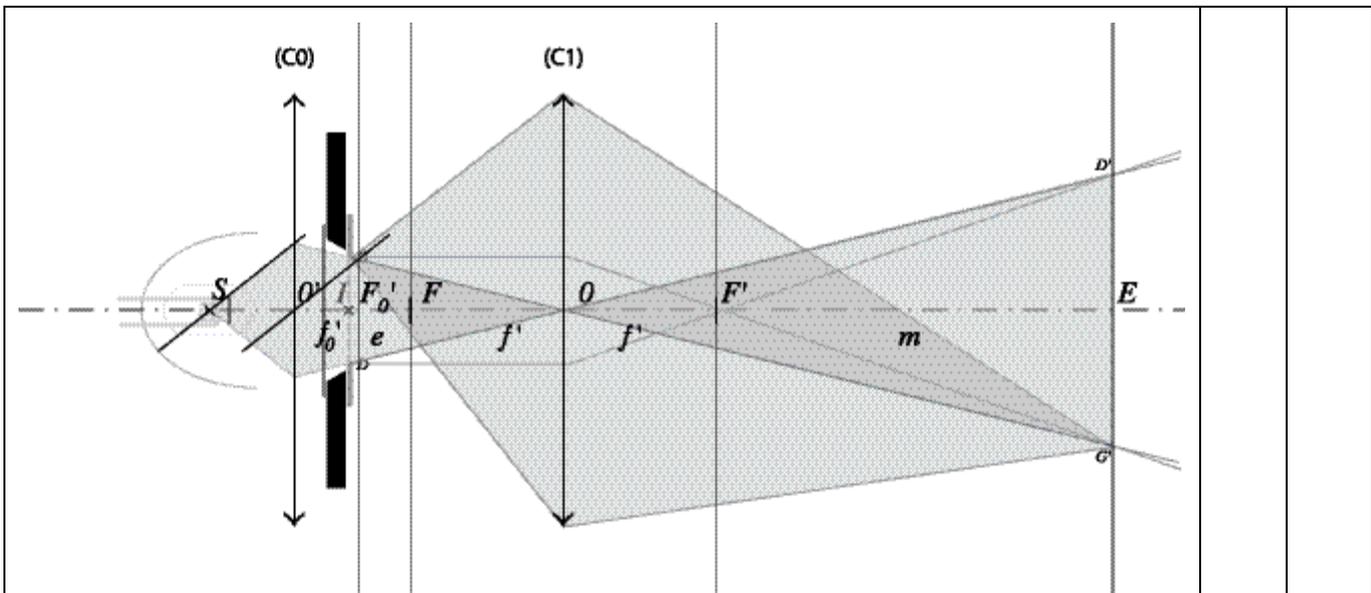
## B.2 CONCEPTION D'UN PROJECTEUR DE DIAPOSITIVES

**B.2.1** Le grandissement nécessaire est  $|\gamma| = 1,20/0,036 = 33,33 \gamma < 0$ .

<p><b>B.2.2</b> On génère à l'aide du diffuseur épais une source lumineuse secondaire étendue. On assure ainsi un bon éclairage de la diapositive, indépendamment de l'optique amont.</p>		
<p><b>B.2.3</b> Cf. figure B.2.3 :</p>		
<p>Il faut monter la diapo à l'envers = tête en bas et gauche à droite.</p>		
<p><b>B.2.4</b> On a <math>l=f'+m</math> et les relations de conjugaisons donnent <math>G=-\frac{F'E}{f'}=-\frac{m}{f'}</math>.  On en déduit : <math>m=l\gamma/(\gamma-1)</math> et <math>f'=-l/(\gamma-1)</math>  Avec l'autre relation de conjugaison, on a <math>G=f'/\underline{FI}=-f'/e</math> soit <math>e=-f'/\gamma=l/(\gamma^2-\gamma)</math>  A.N. : <math>f' = 8,74 \text{ cm}</math> ; <math>e = 0,26 \text{ cm}</math> ; <math>m = 291,26 \text{ cm}</math>.</p>		
<p><b>B.2.5</b> On utilise les mêmes formules en <b>fixant <math>f'</math> à 8,74 cm</b>.  Pour <math>l=200 \text{ cm}</math> on a <math>f' = 8,74 \text{ cm}</math> ; <math>e = 0,40 \text{ cm}</math> ; <math>m = 191,26 \text{ cm}</math>.  Pour <math>l=500 \text{ cm}</math> on a <math>f' = 8,74 \text{ cm}</math> ; <math>e = 0,16 \text{ cm}</math> ; <math>m = 491,26 \text{ cm}</math>.</p>		
<p><b>B.2.6</b> <math>\underline{IQ}=e+f'</math> soit <math>\underline{IQ}_{\min}=8,9 \text{ cm}</math> (<math>l=500</math>) et <math>\underline{IQ}_{\max}=9,14 \text{ cm}</math> (<math>l=500</math>)  On a donc une course de 0,24 cm ... pour cet objectif</p>		
<p><b>B.2.7</b> L'inconvénient majeur est lié au fait qu'elle est entièrement éclairée ce qui produit des aberrations géométriques liées aux bords de lentilles (où les conditions de GAUSS ne sont plus satisfaites) et une variation de la luminosité de l'image avec la distance <math>\underline{IQ}</math>. Ce dernier effet est faible du fait de la faible course de la lentille.</p>		

### B.3 PROJECTEUR DE SECONDE GÉNÉRATION

<p><b>B.3.1</b> Cf. figure B.3.1 :G' et D' sont inchangé par rapport à la partie précédente</p>		
---	--	--



<p><b>B.3.2</b> En combinant les 2 relations <math>G_t = \underline{O'O} / \underline{O'S} = -4</math> et <math>1/\underline{O'O} - 1/\underline{O'S} = 1/f'</math> (Descartes), on obtient <math>f'_0 = \underline{O'O} / 5</math>.</p>		
<p><b>B.3.3</b> On a <math>\underline{SI} = 5\text{cm}</math> et <math>\underline{IO} = e + f' = 0,4 + 8,74 = 9.14 \text{ cm}</math> connu de <b>B.2.4</b> ; d'où <math>\underline{SO} = 14.14 \text{ cm}</math>. Or, <math>\underline{SO} = \underline{SO'} + \underline{O'O} = \underline{SO'} - 4 \underline{O'S}</math> (en introduisant <math>G_t</math>) d'où <math>\underline{SO'} = \underline{SO} / 5</math> A.N. : <math>\underline{SO'} = 2,827 \text{ cm}</math></p>		
<p><b>B.3.4</b> <math>f' = \underline{O'O} / 5 = -4\underline{O'S} / 5 = 2,26 \text{ cm}</math>.</p>		
<p><b>B.3.5</b> Dans le cadre de <b>B.2.5</b>, on a déterminé <math>\underline{IO}_{\min/\max}</math> ; <math>\underline{SI}</math> étant connu on a donc <math>\underline{SO}_{\min/\max}</math>. D'où <math>\underline{SO'}_{\min/\max} = \underline{SO}_{\min/\max} / 5 = (\underline{SI} + \underline{IO}_{\min/\max}) / 5</math> ; AN : <math>\underline{SO'}_{\min} = 2,78 \text{ cm}</math>; <math>\underline{SO'}_{\max} = 2,827 \text{ cm}</math> ;</p>		
<p><b>B.3.6</b> Course <math>\Delta \underline{SO'} = \underline{SO'}_{\max} - \underline{SO'}_{\min} = \Delta \underline{IO} / 5 = 0,047 \text{ cm}</math>.</p>		
<p><b>B.3.7</b> Oui, rien n'a changé en ce qui concerne le rôle de (C1) ; de fait la diapositive est toujours « couplée » à l'écran.</p>		
<p><b>B.3.8</b> On reste dans les conditions de GAUSS.</p>		

**Fin du corrigé du problème B**